



IX Международная конференция “Фундаментальные проблемы оптики”

ФПО-2016

17-21 Октября 2016 года
Санкт-Петербург

Сборник трудов



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

**СБОРНИК ТРУДОВ
IX МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ – 2016»**

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
17-21 октября 2016



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург
2016

ББК 22.34. Оптика
УДК 535

Сборник трудов IX Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2016». Санкт-Петербург. 17-21 октября 2016 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: Университет ИТМО, 2016. – 537 с.: с ил.

В сборник вошли труды IX Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2016», прошедшей 17-21 октября 2016 года.

ISBN 978-5-7577-0546-0

ББК 22.34. Оптика



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Авторы, 2016

© Университет ИТМО, 2016

ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

МНОГОФОТОННЫЕ МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Перлин Е.Ю., Елисеев К.А., Осипова М.О.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Развита теория многофотонного поглощения на межзонных переходах в твердотельных системах различной размерности под действием лазерных импульсов фемтосекундной длительности и установлены существенные отличия от поглощения квазистационарного излучения.

При исследовании предпробойного возбуждения прозрачных твердотельных материалов в последние десятилетия используются мощные лазерные импульсы фемтосекундной длительности. Во многих случаях длительности импульсов τ_i оказываются меньшими τ_p , характерных времен релаксации импульса свободных носителей заряда (электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне). При этом полученные ранее формулы для скоростей многофотонных межзонных переходов, за счет которых генерируются неравновесные электронно-дырочные пары, строго говоря, неприменимы, поскольку в них явно или неявно используется понятие вероятности переходов за единицу времени, неприменимое в случае $\tau_i \ll \tau_p$.

В данной работе для расчета поглощаемой плотности мощности света может быть использовано выражение[1]:

$$J = -\omega L F_0 P_s, \quad (1)$$

где L – толщина материала, ω – частота света, F_0 – зависящая от времени амплитуда электрического поля световой волны, P_s – амплитуда реактивной компоненты поляризации оптической среды.

В результате весьма трудоемких расчетов[1]-[4] были получены приближенные выражения для динамической поляризации. Эти выражения были использованы для вычисления энергии, поглощенной из сверхкороткого светового импульса в условиях многофотонных резонансов на переходах между дискретными состояниями в нульмерных объектах (примесные центры, квантовые точки), между подуровнями (подзонами) размерного квантования в квантовых проводах и ямах и энергетическими зонами в объемных кристаллах. Получены зависимости поглощенной энергии от расстройек многофотонных резонансов для структур различной размерности. Получены также зависимости поглощенной световой энергии от продолжительности лазерного импульса при фиксированном значении энергии в импульсе. Показано, что в случае 0-мерных объектов указанные зависимости наиболее существенно отличаются от тех, которые характерны для импульсов большей длительности. В случае систем с размерностями 1÷3 различия между нелинейным поглощением сверхкоротких и относительно длинных импульсов сохраняются, но становятся менее выраженными. Тем не менее, для случая сверхкоротких импульсов с уменьшением их продолжительности происходит (при фиксированной энергии в импульсе) значительно более быстрое увеличение поглощенной энергии и концентрации неравновесных электронно-дырочных пар, чем для «традиционного» квазистационарного случая[5]. В частности, эти различия хорошо заметны при значениях $\tau_p \delta 10^{-13}$ с, характерных для полупроводниковых кристаллов типов A_3B_5 или A_2B_6 или для ионных кристаллов типа A_1B_7 при не очень малых значениях расстройек $\delta = n\hbar\omega - E_g$ n -фотонных межзонных резонансов (E_g – ширина запрещенной зоны, $\delta \geq 0.04-0.05$ эВ). В случае более длинных времен релаксации различия сглаживаются.

В работе рассматривался также случай взаимодействия двух последовательных импульсов с твердыми телами и низкоразмерными структурами в режиме «pump-probe»[4],[6]. Получены приближенные аналитические выражения для зависимости поглощенной энергии из зондирующего импульса от отстройки двухфотонного резонанса для систем различной размерности. Получены также зависимости поглощенной световой энергии из зондирующего импульса от времени задержки между импульсами. Зависимости поглощенной энергии от отстройки двухфотонного резонанса имеют вид, аналогичный тому, что имеет место при взаимодействии электронной системы с одним фемтосекундным импульсом. Кроме того, получены также выражения для поглощаемой мощности из зондирующего импульса от времени взаимодействия образца с импульсами. Показано, что характер поведения величины поглощаемой мощности демонстрирует существенные различия для положительных и отрицательных задержек между импульсами. Это связано с тем, что перекачка энергии из одного импульса в другой происходит по-разному и зависит от порядка следования этих двух импульсов.

1. Е.Ю. Перлин, *ЖЭТФ*, **105**, № 1, 186-197 (1994).
2. Е.Ю. Перлин, К.А. Елисеев, Э.Г. Идрисов, Я.Т. Халилов, *Опт. журн.*, **78**, № 9, 3-12 (2011).
3. Е.Ю. Перлин, К.А. Елисеев, Э.Г. Идрисов, Я.Т. Халилов, *Опт. и спектр.*, **112**, № 6, 920-927 (2012).
4. E.Yu. Perlin, K.A. Eliseev, E.G. Idrisov, Ya.T. Khalilov, *J. Phys., conf. ser.* 461, 461, 012002 (2013).
5. М.О. Осипова, Е.Ю. Перлин, *Опт. журн.*, **83**, № 6, 3-7 (2016).
6. Э.Г. Идрисов, Е.Ю. Перлин, *Опт. и спектр.*, **115**, № 3, 920-927 (2013).

О ПАРАБОЛИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ «КОСОЙ» ДИФРАКЦИИ ПРОАНАЛИЗИРОВАНЫ ПАРАМЕТРЫ СХЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ОПОРНОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В СУБПИКОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

Крайский А.В.

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

В параболическом приближении «косой» дифракции проанализированы параметры схемы формирования нестационарной опорной волны для голографической интерферометрии в субпикосекундном диапазоне. Схема обеспечивает разрешение до 100 элементов с разрешением: от 10 фс до 1 пс.

В последние годы достаточно широко исследуются вопросы диагностики быстрых процессов в плазме, генерируемой мощными фемтосекундными лазерными импульсами. Представляется перспективным для получения информации о пространственно-временных процессах применить методы голографической интерферометрии с нестационарной опорной волной [1]. Цель настоящего доклада – показать потенциальные возможности метода в области пикосекундного и субпикосекундного диапазона. Эксперимент предлагается проводить в схеме Лейта (рис.1), где на голографический детектор направляется нестационарная опорная волна (НВ) и пробная сигнальная волна (С), прошедшая через исследуемый объект. Он представляет прозрачное тело или отражающую поверхность. Сигнальная волна должна быть однородной по одной из двух координат волнового фронта и может иметь более сложную структуру по другой. Для сложных объектов такую волну можно сконструировать с помощью цилиндрической оптики. Детектором может быть как классическая фотографическая плоская эмульсия, так и фотоэлектрические матрицы. Как и в обычной стационарной голографии надо согласовывать мощности сигнальной и опорной волн. Метод голографии с нестационарной опорной волной был экспериментально реализован в области длинных времен (от десятков миллисекунд до тысяч секунд) [2],[3]. Нестационарная опорная волна представляет собой световую волну, частота которой в некоторой плоскости линейно изменяется по пространственной координате. Ее можно представить в виде волны с плоским в каждый момент времени волновым фронтом, направление распространения которого равномерно вращается вокруг точки, лежащей в плоскости голограммы, где частота имеет среднее значение. Ось вращения волнового фронта должна быть перпендикулярна направлению однородности волнового фронта. Принципы работы схемы одинаковы для любого диапазона, но для каждого необходимо подбирать принципы и конструкцию формирования НВ. Для пикосекундной области в работе [1] была предложена конструкция на основе электрооптических устройств. Для медленных диапазонов волна формировалась при перемещении оптических элементов [2].

В нашем случае, видимо, наиболее удобным способом является рассмотренный в работе [4], где автор для своего метода записи рассмотрел прохождение короткого импульса через устройство, состоящее из диспергирующего элемента с линейной дисперсией (например, дифракционной решеткой) находящейся в передней фокальной плоскости линзы, и показал, что в задней фокальной плоскости образуется нестационарная волна с рассмотренными выше свойствами. Подобная схема формирования нестационарной волны для нашего случая показана на рис.2. На диспергирующий элемент (дифракционную решетку) падает импульс с плоским волновым фронтом с мгновенной толщиной $\delta = c\tau$, много меньшей размера решетки. Будем считать временную форму импульса прямоугольной с несущей частотой ω , а направление распространения коллинеарным нормали к плоскости решетки. Поперечный размер импульса – D .

При расчете поля нестационарной опорной волны в рамках интеграла Кирхгофа в параболическом приближении рассматривалась задача распространения поля между двумя ограниченными областями двух параллельных плоскостей, расстояние между которыми (плоскостями) много больше размеров областей, и средний угол между центрами областей значительно отличается от прямого («косая» дифракция). Получена передаточная функция для

поля после прохождения через тонкую линзу, находящуюся на произвольном расстоянии от исходной плоскости, лежащую также в плоскости, параллельной рассматриваемым. При помощи спектрального разложения этого сигнала получено выражение для поля в плоскости голограммы в случае короткого импульса. Показано, что в фазе полученного поля, кроме линейного по пространственной координате слагаемого с постоянным коэффициентом, присутствует еще слагаемое, пропорциональное произведению времени на пространственную координату, что можно представить как линейное по координате изменение частоты, что и является определяющим признаком нестационарной опорной волны. Полученные результаты легко интерпретируются.

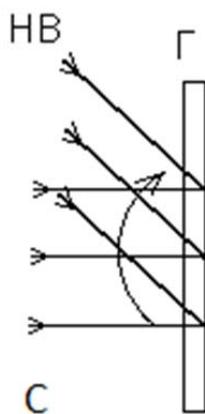


Рис. 1. Схема записи голограммы. Стрелка показывает направление вращения вектора распространения опорной волны, Г - голограмма, С - исследуемая волна, НВ - нестационарная опорная волна

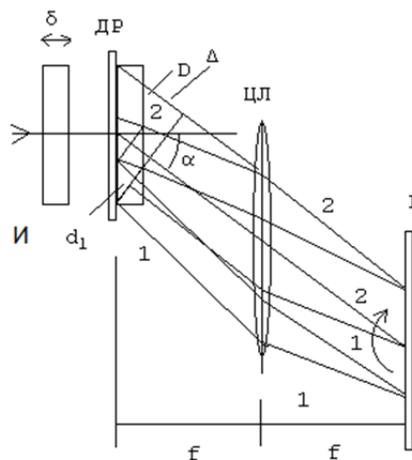


Рис. 2. Схема формирования нестационарной опорной волны. Стрелка показывает направление вращения вектора распространения опорной волны, ДР - дифракционная решетка, ЦЛ - цилиндрическая линза, Г - голограмма, δ - толщина импульса, d_1 - ширина фронта излучения в первом порядке дифракции вблизи ДР, D - апертура падающего излучения, Δ - разность хода для крайних лучей, α - угол дифракции для -1-го порядка, f - фокусное расстояние линзы; цифры 1 и 2 показывают временную последовательность прохождения пучков через систему

Схема обеспечивает разрешение до 100 элементов в достаточно широком диапазоне длительности исходного импульса от 10 фс до 1 пс. При этом параметры элементов схемы находятся в диапазонах: длина решетки от 0.1 см до 10 см, фокусное расстояние линзы от 20 см до 200 см. Для исходного импульса выполняется соотношение $\tau \Delta \nu \cong 1$, где τ - длительность исходного импульса, а $\Delta \nu$ - ширина спектра. Для работы схемы важным моментом является формирование нестационарной опорной волны. Ее параметрами определяются диапазон рабочих частот и полное время регистрации. В общем случае способ формирования такой волны тесно связан с рабочим диапазоном времен. Направление распространения излучения в -1-м порядке дифракции определяется выражением $\sin \alpha = \lambda/d$, где λ - длина волны излучения, d - период решетки. По этому направлению вблизи плоскости голограммы формируется волна с плоским волновым фронтом, ограниченным в поперечном направлении в плоскости чертежа толщиной импульса. Положим $\lambda = 0.6$ мкм угол $\alpha = 5 - 7^\circ$ ($\sin \alpha \cong 0.1$). Рабочая апертура $D = 1$ см. В первом порядке дифракции вблизи голограммы сформируется излучение той же толщины, что и падающий импульс, но волновые фронты в нем будут ориентированы перпендикулярно направлению распространения, т.е. слой излучения в этом порядке будет смещаться под углом к своей поверхности, меньшим прямого, а ширина волновых фронтов d_1 составляет $d_1 = \delta / \sin \alpha = \delta d / \lambda$. Вследствие этого дифракционное расплывание будет

определяться размером d_1 (краевые эффекты малы). Разность хода между крайними лучами в 1-м порядке дифракции составляет $\Delta = D \sin \alpha$. Он определяет время существования волны $T = \Delta/c = D (\sin \alpha) / c$. Отсюда $\Delta = 0.1$ см, а $T = 3.3$ пс. ЦЛ осуществляет пространственное фурье-преобразование сигнала в 1-м порядке дифракции и передает его в плоскость голограммы. Для отношения диаметра пучка около линзы к диаметру пучка около ДР d_1 : $\beta = D_f / d_1$ имеем $\beta \delta^2 = (\lambda f \sin^2 \alpha) / \cos \alpha$. Для $\beta = 12$ получим $\delta \cong 10^{-3}$ см, т.е. $\tau = 33$ фс. При $\tau < 33$ фс дифракционное расплывание пучка в окрестности линзы более чем на порядок превосходит его у поверхности голограммы. Линза преобразует этот расходящийся пучок в параллельный и передает его в фурье-плоскость практически без изменения размера. Число разрешаемых элементов N естественно определить как число участков слоя излучения в 1-ом порядке дифракции вблизи поверхности голограммы, примыкающие друг к другу в проекции на плоскость, перпендикулярную направлению их распространения, но не перекрывающиеся. Тогда $N = \Delta / \delta$. При заданном числе разрешаемых элементов N , размере решетки D и синусе угла дифракции $\sin \alpha$ длительность импульса τ , обеспечивающего в этой геометрии заданное число разрешаемых элементов (и разрешаемое время δt) и диапазон времени. Оценки возможных диапазонов длительностей импульсов для некоторых характерных значений параметров дают следующее. Для $N=100$, $D = 1$ см, $\sin \alpha = 0.1$ ($\alpha = 5.7^\circ$) и фокусного расстояния линзы $f = 10$ см τ должно составлять 33 фс, такое же значение принимает разрешаемое время δt , полный же диапазон измеряемого времени составляет 3.3 пс. Увеличение угла дифракции до 21° ($\sin \alpha = 0.36$) увеличивает эти значения до 112 фс (τ), 120 фс (δt) и 12 пс (T). При большем угле разрешаемое время увеличивается по сравнению с длительностью задающего импульса. Увеличение D приводит к соответствующему увеличению T .

1. В.А.Зубов, А.В.Крайский, Т.И.Кузнецова, *Письма в ЖЭТФ*, **13**, №5, 443-446 (1971)
2. В.Н.Боркова, В.А.Зубов, А.В.Крайский, *Труды ФИАН*, М:Наука, **212**, 58-77 (1991).
3. В.Н.Боркова, В.А.Зубов, А.В.Крайский *Опт. и спектр.*, **63**, №2, 384-387, (1987).
4. Мазуренко Ю.Т. *Оптика и спектроскопия*, 1984, т.**56**, №4, с.583-584.

МНОЖЕСТВЕННАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ РАЗЛИЧНОГО ДИАМЕТРА НА АТМОСФЕРНОЙ ТРАССЕ

Иглакова¹ А.Н., Кучинская^{1,2} О.И., Петров¹ А.В.

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Представлены результаты экспериментов по управлению положением и длиной области филаментации фемтосекундных лазерных импульсов на атмосферной трассе длиной 150 м с использованием различной начальной пространственной фокусировки и дефокусировки пучков различного диаметра. Получено распределение филаментов вдоль области филаментации, измерены зависимости длины области филаментации от значения числовой апертуры пучка, его начального радиуса и мощности импульса. Зарегистрированы эмиссионные спектры свечения мишеней различных материалов, помещенных в область филаментации, удаленной от источника излучения.

Задача управления положением области множественной филаментации на протяженных атмосферных трассах является актуальной для таких задач атмосферной оптики как дистанционная диагностика атмосферных компонент с использованием методики многочастотного зондирования за счет генерации широкополосного белого свечения из области филаментации[1],[2], транспортировка через атмосферу высокоинтенсивных филаментационных и постфиламентационных каналов, эмиссионный спектральный анализ удаленных мишеней при генерации на них плазменных очагов[3]-[5]. В наших предыдущих работах[6],[7] проводились исследования филаментации гигаваттных лазерных импульсов с начальным диаметром 0,35 см на тридцатиметровой трассе и тераваттных импульсов диаметром 2,5 см на стометровой трассе.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по управлению положением области филаментации тераваттных импульсов первой гармоники Ti:Sa-лазера длительностью импульсов $\tau=50$ фс, энергией в импульсе до 82 мДж, диаметрами пучка $d_0 = 5, 2,5$ и 1.25 см (по уровню e^{-2}), частотой следования импульсов 10 Гц на трассе длиной 150 м. Эксперименты проводились на стенде ИОА СО РАН (Рис.).

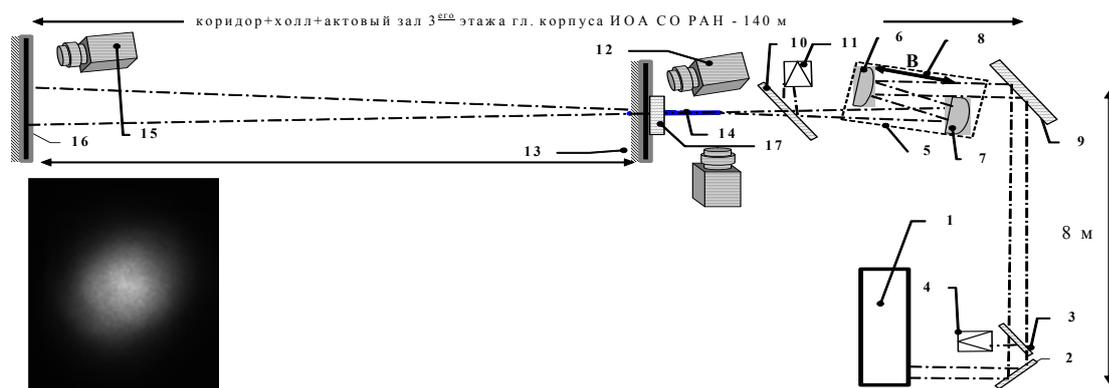


Рисунок. Схема эксперимента. 1 – Ti:Sapphire-лазерный комплекс, $t = 50$ фс, $E \leq 80$ мДж, $P \leq 1,5$ ТВт, $\lambda = 800$ нм; $\nu = 10$ Гц, диаметр пучка по уровню e^{-2} $d_0 = 1,25, 2,5, 5$ см; 2,3,9,10 – поворотные пластины; 4 – измеритель длительности импульса (автокоррелятор); 5 – телескоп; 6 – дефокусирующее зеркало $f_1 = -50$ см; 7 – фокусирующее зеркало $f_2 = 100$ см; 8 – переменная база телескопа (расстояние между зеркалами 50 см соответствует коллимированному пучку); 11 – измеритель энергии импульса OPHIR-II; 12,15 – CCD-камера «ANDOR-Clara E», с объективом HELIOS-44M 2/58, фотокамера Pentax K-3 (25 МП) с макрообъективом Pentax100MacroWR, 13 – подвижный экран, для регистрации положения области филаментации; 14 – область филаментации; 16 – неподвижный экран в конце трассы; 17 – образцы твердотельных мишеней; 18 – спектрометр Maya-2000PRO.

Пространственная фокусировка или дефокусировка лазерного пучка осуществлялась с помощью телескопа (5), состоящего из фокусирующего ($f_1 = 1000$ мм) и дефокусирующего ($f_2 = -500$ мм) зеркал, путем изменения базы телескопа. База, равная 500 мм соответствовала коллимированному пучку. Уменьшение базы дефокусировало пучок, увеличение - фокусировало. Последовательность расположения зеркал приводило к уменьшению начального диаметра пучка d_0 в 2 раза при ($f_1 \rightarrow f_2$), либо к такому же его увеличению при ($f_2 \rightarrow f_1$). В экспериментах проводилась регистрация начала области филаментации, ее конца и распределения филаментов внутри области филаментации с помощью подвижного экрана (13). Количество филаментов определялось по ожогам на фотобумаге. Проводилось измерение спектров свечения твердотельных мишеней, помещенных в область филаментации образцов металлов (Al, Cu, Fe, Na) на расстоянии 50 м от экрана. В экспериментах по филаментации лазерных пучков в воздухе показано, что вариация диаметра пучка и его начальная фокусировка позволяет эффективно управлять положением области множественной филаментации на трассах масштаба сотен метров. При этом дефокусировка пучка, как инструмент удаления области филаментации от источника, имеет предельные уровни, зависящие от диаметра пучка и его мощности, превышение которых приводит к прекращению филаментации. Управляемая филаментация лазерного пучка позволяет формировать на заданном расстоянии от источника значения интенсивностей оптического поля, достаточные для индуцирования плазмы на мишенях для проведения анализа их элементного состава.

1. Ю.Э.Гейнц, А.А.Землянов, А.М.Кабанов, Г.Г.Матвиенко *Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы/Под общей ред. д.ф.-м.н., профессора А.А. Землянова. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2010, 212 с.*

2. О.А.Букин, М.Ю.Бабий, С.С.Голик, А.А.Ильин, А.М.Кабанов, А.В.Колесников, Ю.Н.Кульчин, В.В.Лисица, Г.Г.Матвиенко, В.К.Ошлаков, К.А.Шмирко *Лидарное зондирование атмосферы с использованием гигаваттных лазерных импульсов фемтосекундной длительности // Квантовая электроника, 2014, Т.44, №6 С.563-570.*

3. A.V. Mitrofanov, A.A. Voronin, D.A. Sidorov-Biryukov, G. Andriukaitis, T. Flury, A. Pugulyš, A.V. Fedotov, J.M. Mikhailova, V.Ya. Panchenko, A. Baltuška and A.M. Zheltikov *Post-filament self-trapping of ultrashort laser pulses // Optics Letters, 39(16), 5 Aug 2014, P.4659 - 4662.*

4. Magali Durand, Aurélien Houard, Bernard Prade, André Mysyrowicz, Anne Durécu, Bernard Moreau, Didier Fleury, Olivier Vasseur, Hartmut Borchert, Karsten Diener, Rudiger Schmitt, Francis Théberge, Marc Châteauneuf, Jean-François Daigle, and Jacques Dubois *Kilometer range filamentation // OPTICS EXPRESS, Vol.21, No.22, P. 26836-26845.*

5. А.Н.Иглакова, Г.Г.Матвиенко, В.К.Ошлаков, В.Е.Прокопьев, В.И.Тимофеев *Молекулярный и микроэлементный дистанционный анализ листьев зеленых растений. // Оптика атмосферы и океана, 2013, Т. 26, № 11, С. 969–973.*

6. Д.В. Апекумов, О.А. Букин, Е.Е. Быкова, С.С. Голик, А.А. Землянов, А.М. Кабанов, О.И. Кучинская, Г.Г. Матвиенко, В.К. Ошлаков, А.В. Петров, Е.Б. Соколова *Пространственные характеристики области филаментации гигаваттных лазерных импульсов при их различной фокусировке на атмосферной трассе // Оптика атмосферы и океана, 2014, Т.27, №12, С.1042-1046.*

7. Апекумов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К. Петров А.В. *Филаментация тераваттных лазерных импульсов на стометровой атмосферной трассе. // Оптика атмосферы и океана, 2015, Т. 28, № 3, С. 274-277.*

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА БОЛЕЕ ДВУХ ОКТАВ В СТРУЕ ВОДЫ

Мельник М.В., Цыпкин А.Н., Путилин С.Э., Макаров Е.А, Беспалов В.Г.,
Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Впервые экспериментально продемонстрирована генерация высокоинтенсивного спектрального суперконтинуума (СК) шириной более двух октав в струе воды. Спектр генерируемого СК простирается от 350 до 1400 нм с интенсивностью до 10^{11} Вт/см² и имеет эффективность генерации более 50%.

Экспериментальные и теоретические исследования генерации белого света - спектрального суперконтинуума (СК) - при взаимодействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с оптически прозрачными средами являлись предметом изучения начиная с первых работ более 40 лет назад и до последнего времени[1],[2]. СК при различной накачке и простирающийся от УФ до дальнего ИК диапазона спектра в различных газообразных, жидких и твердых средах используется в качестве сверхширокополосной накачки для спектроскопических измерений поглощения, спектроскопии "накачка-зондирование"; затравочного излучения для параметрических генераторов, ВКР и других вынужденных процессов; для получения предельно коротких импульсов; для приложений томографии и микроскопии.

Как правило, явление СК при достаточной мощности лазерного излучения сопровождается появлением филамента, который возникает как следствие динамического равновесия между процессами керровской самофокусировки и дефокусировки в электронной плазме, формируемой посредством многофотонной ионизации. Это явление также препятствует получению СК с высокой средней энергией в конденсированных средах, так как приводит к необратимому разрушению среды.

В настоящее время доступны источники фемтосекундного излучения миллиджоульного уровня с частотой повторения до 100 кГц[3], однако при фокусировке такого излучения, например, в стекло, разрушения начинаются с уровня десятков и сотен микроджоулей. Таким образом, разрушение кварцевых окон препятствует получению СК с высокой энергией[4]. Ранее, в эпоху фемтосекундных лазеров на красителях, струя жидкости использовалась для генерации СК, однако, генерируемое излучение имело относительно узкий спектр и низкую выходную мощность. Использование струи значительно увеличивает порог повреждения благодаря отсутствию кварцевых окон и тому факту, что область взаимодействия излучения с веществом обновляется от импульса к импульсу, что препятствует возникновению накопительного эффекта.

В данной работе, в отличие от работ, где генерация СК происходила в каустике импульса накачки, предлагается помещать струю воды до каустики. Это позволяет наблюдать генерацию высокоэнергетического СК с спектром, простирающимся от ближнего УФ до ИК области. Ограничение в ИК области связано с пиком поглощения воды на длине волны 1400 нм. Показано, что при достижении порогового значения интенсивности падающего излучения происходит разрушение струи воды с формированием филамента в воздухе, что приводит к появлению пика на фундаментальной частоте. В связи с этими же эффектами генерируемый спектральный суперконтинуум в ИК области уширяется до 1700 нм и растет по интенсивности. Также было проведено численное моделирование, которое показало хорошее совпадение экспериментальными данными.

На Рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. Источником импульсов служила фемтосекундная лазерная система на основе регенеративного усилителя Regulas 35F1K (Avesta Project): Параметры: длительность импульса меньше 30 фс, энергия импульса до 2,0 мДж, частота повторения до 1 кГц, центральная длина волны 800 нм. Излучение фемтосекундной системы фокусировалось с помощью линзы (L1) с фокусным расстоянием 10

см на струю воды (WJ) толщиной 1.8 мм расположенной в 4 мм до фокуса линзы. После прохождения линзы длительность импульса увеличивалась до 35 фс. Расположение струи воды вне каустики, позволило увеличить область взаимодействия излучения со средой. Это позволило использовать для накачки импульсы с большей энергией и получить СК с большей выходной интенсивностью. Струя воды изливалась из сопла толщиной 1,8 мм и длиной 6 мм, в результате ниже сопла формировался треугольник с ламинарным потоком с основанием и высотой 2,5 мм. Излучение фокусировалось в центр этого треугольника. Расходимость пучка накачки после прохождения струи воды не менялась, что свидетельствует о интерференционной точности струи воды. Полученное излучение суперконтинуума коллимировалось кварцевой линзой (L2) с фокусом 5 см. Спектр суперконтинуума анализировался по усреднению 50 импульсов с помощью спектрометров (SD) ASP-75 (Avesta Project Спектральный диапазон 200 - 900 нм) и EPP-2000-NIR (StellarNet Inc, спектральный диапазон 900-1700 нм).

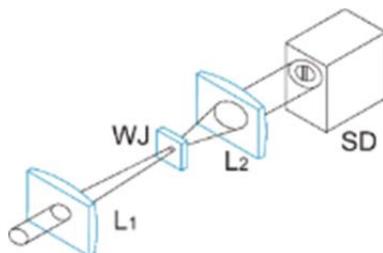


Рис. 1. Экспериментальная установка. L₁ – линза с фокусом 10 см, WJ – струя воды, L₂ – линза с фокусом 5 см, SD - спектрометр

По экспериментальным данным было проведено численное моделирование: распространение фемтосекундного светового импульса через объем воды толщиной 1,8 мм. При численном моделировании генерации спектрального суперконтинуума для описания распространения интенсивного светового импульса в волноведущей диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией и нерезонансной нелинейностью используется следующее уравнение[5]:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + g E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} (R_v E) = 0 \\ \frac{\partial^2 R_v}{\partial t^2} + \frac{2}{T_v} \frac{\partial R_v}{\partial t} + \omega_v^2 R_v = \gamma_v E^2 \end{cases}, \quad (1)$$

где E – электрическое поле светового импульса; z – пространственная координата, вдоль которой распространяется импульс; $\tau = t - \frac{N_0}{c} z$ – время в движущейся с импульсом системе координат, t – время, c – скорость света в вакууме, параметры N₀, a и b описывают линейный показатель преломления среды и его дисперсию:

$$n(\omega) = N_0 + a c \omega^2 - c \frac{b}{\omega^2}, \quad (2)$$

параметр g характеризует коэффициент нелинейного показателя преломления $n_2 = g \frac{c}{2} R_v$ – параметр ответственный за нелинейность электронно-колебательной природы, феноменологические параметры среды T_v, ω_v, γ_v характеризуют дисперсию нелинейного поляризационного отклика электронно-колебательной природы.

Математическая модель, приведенная выше была использована в программной среде LBullet для моделирования распространения фемтосекундного светового импульса с длительностью 35 фс и центральной длиной волны 800 нм в воде. Рамановское рассеяние учтено в самой программной среде LBullet со следующими параметрами для воды: Время релаксации – 300 фс, стоксовая частота – 285 ТГц, надбавка к нелинейному показателю преломления – 1×10^{-16} см²/Вт. Эта модель позволяет рассчитывать распространение высокоинтенсивных импульсов не нелинейной среде с энергиями накачки меньше чем порог генерации филамента. Из экспериментальных данных было установлено, что порог генерации филамента в воздухе для генерации СК в струе воды приходится на интенсивность 8×10^{13} Вт/см².

На рис.2 представлено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными для интенсивностей 6×10^{11} Вт/см² и 1×10^{13} Вт/см².

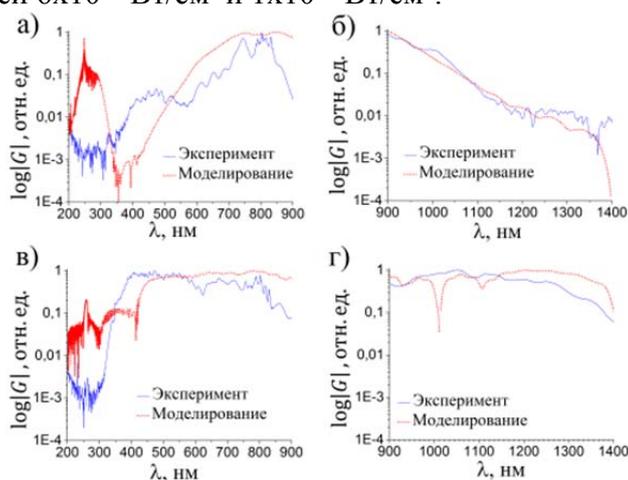


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных (синяя кривая) с результатами численного моделирования (красная кривая) для интенсивностей накачки 6×10^{11} Вт/см² (а, б) и 1×10^{13} Вт/см² (в, г)

Как видно из рис. 2, результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментом в видимом и ИК спектральных областях. Для определения интенсивности СК на выходе из струи воды, была рассчитана длительность СК по данным численного моделирования, которая равнялась 390 фс для интенсивности накачки 1×10^{13} Вт/см². Используя зеркало с фокусом 5 см возможно получить СК с интенсивностью $0,8 \times 10^{11}$ Вт/см².

1. R.R. Alfano and S.L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, №11, 584, (1970).
2. R. Zhou, J. Ren, Shuli Lou, Y. Ju, and Y. Wang, *JOSK*, **19**, №1, 7-12, (2015).
3. P. Wan, L. Yang, and J. Liu, *Opt. Express*, **21**, №24, 29854-29859, (2013).
4. O.M. Efimov, *J. Opt. Technol.*, **71**, №6, 338-347, (2004).
5. S.A. Kozlov, S.V. Sazonov, *JETP*, **84**, №2, 221-228, (1997).

СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННОЕ КОДИРОВАНИЕ И ДЕКОДИРОВАНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТЕРАГЕРЦОВОЙ ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ.

Цыпкин А.Н., Путилин С.Э.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально продемонстрированы возможности метода спектрально-временного кодирования и декодирования для временного мультиплексирования формируемой в результате интерференции двух фазовомодулированных импульсов последовательности фемтосекундных субимпульсов с частотой следования до 6.4 ТГц. Приведены ограничения применения разработанного метода управления формируемой последовательности при спектрально временном кодировании.

В настоящей работе исследована возможность управления отдельными субимпульсами в последовательности с терагерцовой частотой повторения, формируемой при интерференции двух chirпированных импульсов.

В качестве источника импульсов нами была использована фемтосекундная система на основе регенеративного усилителя на кристаллах титан-сапфира.

Последовательность импульсов формировалась в интерферометре Майкельсона путем интерференции двух линейно chirпированных импульсов, при этом разность хода между импульсами была меньше длительности самого импульса, и представлял из себя последовательность сверхкоротких субимпульсов, как во времени так и в спектре [1,2].

Управление и кодирование последовательностью было осуществлено с помощью 4f шейпера [3] содержащего оптический пространственный модулятор.

Для декодирования управляемой последовательности использовалась время-пространственное преобразование на основе трех-волновых взаимодействий методом спектральной нелинейной оптики предложенное [4] и реализованное [5-7]. В качестве опорного импульса использовался chirпированный импульс от фемтосекундной системы. В качестве сигнального импульса была использована формируемая интерферометром и кодируемая шейпером последовательность субимпульсов.

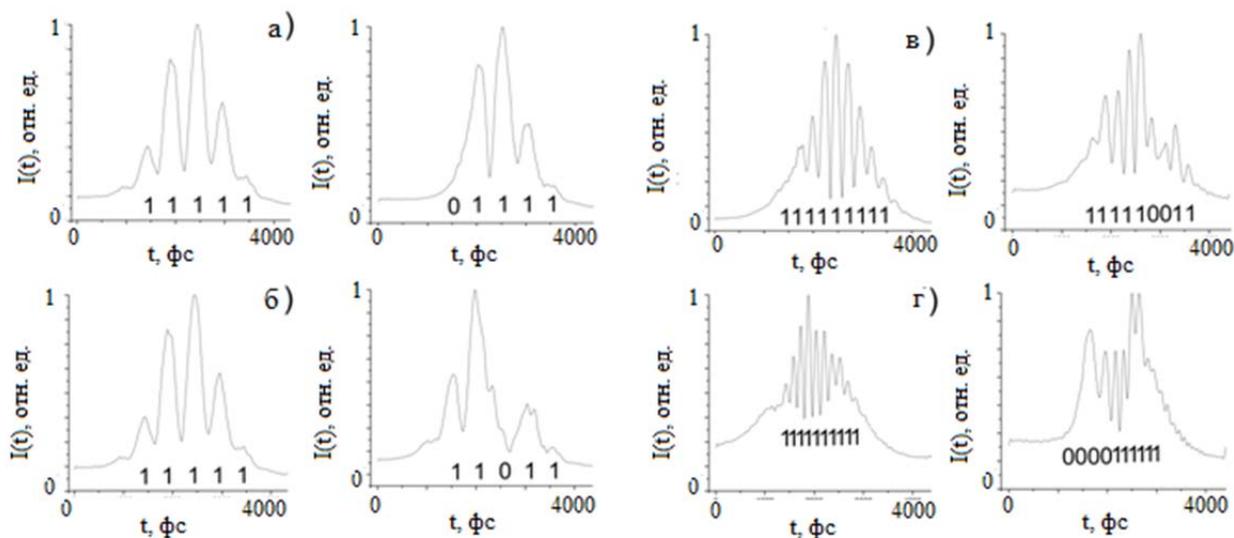


Рисунок. Пространственное временное распределение для некодированной (левые) и кодированной (правые) последовательности субимпульсов, при временных задержках а, б) 350 фс, в) 590 фс, г) 1100 фс

На Рис. представлены полученные нами некодированные и кодированные пространственные распределения последовательностей субимпульсов с терагерцовой частотой следования зарегистрированные с помощью ПЗС матрицы. Как видно из рисунков для первых

двух случаев (Рис. а-б) происходит управление последовательностью субимпульсов при удалении спектральных полос в квазидискретном спектре, соответствующим субимпульсам. На Рис. а в спектрально фильтрованной последовательности побитово закодировано 01111, Рис. б – 11011, Рис. в – 00011111, Рис. г – 11110011. В результате такой спектральной фильтрации, амплитуда сигнала во всей последовательности в местах, где раньше были субимпульсы, не падает до нуля. Полосы в спектре формируются двумя фазомодулированными импульсами с временной задержкой между ними, которая приводит к тому, что происходит интерференция между различными спектральными компонентами этих импульсов. В результате чего это приводит к появлению взаимных помех в области бита равного нулю. Так же это же приводит к смещению максимумов субимпульсов последовательности в результате кодировки. При большем временном сдвиге формируются не интерферирующие «крылья» во временной структуре. Что приводит к невозможности управления последовательностью во времени. Как показано на Рис. д при вырезании нескольких спектральных линий с одного из краев квазидискретного спектра, возникает падение контраста и размытие и разрушение всей временной структуры.

В данной работе экспериментально продемонстрированы возможности метода спектрально-временного кодирования и декодирования для временного мультиплексирования формируемой в результате интерференции двух фазомодулированных импульсов последовательности фемтосекундных субимпульсов с терагерцовой частотой следования. Показано, что в момент, когда при временной интерференции формируются не интерферирующие «крылья», метод управления последовательностью путем удаления соответствующих спектральных полос в квазидискретном спектре не работает. Определены условия ограничения работы продемонстрированного метода. В сравнении с методом продемонстрированным в работе [5], где длительность формируемой последовательности ограничено обратным спектральным разрешением прибора, наш метод ограничен длительностью chirпованного импульса, которая может составлять период двойного обхода резонатора фемтосекундного лазера, а также его коэффициентом фазовой модуляции, формула (4). Например, в данной работе была продемонстрирована формирование, кодирование и декодирование последовательности субимпульсов с частотой повторения до 6,4 ТГц. Таким образом, полученный управляемый пространственно-временной сигнал последовательности может быть использован для сверхбыстрой обработки оптических сигналов.

1. Tsypkin A.N., Komarova Y.A., Putilin S.E., Okishev A.V., Kozlov S.A, *Applied Optics*, **54** (8), 2113 (2015).
2. Цыпкин А.Н., Путилин С.Э., Козлов С.А., *Онм. и Спектр.*, **114** (6), 948. (2013)
3. Weiner A. M., Heritage J. P., Kirschner E. M., *JOSA B*. **5** (8), 1563 (1988).
4. Yu. T. Mazurenko, *Opt. Spectrosc.* **57**, 8, 1984
5. Yu.T.Mazurenko, A.G.Spiro, S.E.Putilin, A.G.Beliaev, E.B.Verkhovsky, *Opt. Comm.*, **118** (5-6), 594, (1995).
6. P. C. Sun, Y. T. Mazurenko, and Y. Fainman, *J. Opt. Soc.Am. A* **14**, 1159 (1997).
7. A. M. Kan'an and A. M. Weiner, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 1242 (1998).

КАНАЛИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛНОВОДОМ, ОБРАЗОВАННЫМ ПУЧКОМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ФИЛАМЕНТОВ

Панкратов В.В., Шипило Д.Е., Яндудский М.М.,
Панов Н.А.*, Косарева О.Г.

Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия
*Международный лазерный центр, МГУ им. М. В. Ломоносова,
Москва, Россия

Проведено теоретическое исследование нестационарного волновода, формируемого акустическими волнами, расходящимися от нескольких филаментов в воздухе. Разработана модель формирования волноводной структуры, основанная на уравнениях газодинамики, и модель распространения каналируемого оптического излучения

Рекомбинация плазмы фемтосекундного филамента[1] ведет к формированию узкой протяженной области с повышенной на ~ 100 К температурой, которая является источником акустических волн[2]. Цель настоящей работы состоит в исследовании каналирования оптического излучения наносекундной длительности в виртуальном волноводе, созданным акустическими волнами пучка филаментов в воздухе.

Пусть в среде с температурой θ_0 имеется возмущение температуры $T_0(x, y)$, вызванное рекомбинацией плазмы филаментов. Тогда представляя плотность газа ρ в виде $\rho = \rho_0 + \rho'$, где ρ_0 и ρ' — плотность невозмущенного воздуха и её возмущение, причем $|\rho'| \ll \rho_0$, можно из уравнений газодинамики получить волновое уравнение:

$$\Delta \xi - \frac{\mu}{\gamma R (\theta_0 + T_0(x, y))} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

для функции $\xi(x, y, t) = [\rho_0 + \gamma \rho'(x, y, t)] [\theta_0 + T_0(x, y)]$. Здесь $\mu = 28.98$ г/моль — молярная масса воздуха, $R = 8.31$ Дж/(моль \times К), $\theta_0 = 300$ К — температура окружающей среды, $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты воздуха. Мы опускаем здесь зависимость от координаты распространения z , полагая концентрацию плазмы в филаменте постоянной на всей длине его существования, которая обычно на несколько порядков превышает его поперечные размеры, что позволяет опустить вторую производную по z в лапласиане в (1).

Возмущение плотности ρ' формирует в воздухе добавку к показателю преломления[3]. Распространение оптического излучения по волноводной структуре с наведённым профилем показателя преломления описывается параболическим уравнением для комплексной амплитуды поля $A(x, y, z)$ в линейной неоднородной среде:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_{\perp} A + 2k^2 \Delta n A, \quad (2)$$

где z — координата распространения, (x, y) — поперечные координаты, k — волновое число, соответствующее длине волны 1064 нм, $\Delta n(x, y, t)$ — добавка к показателю преломления среды, t — время задержки между фемто- и наносекундными импульсами. Поскольку групповая скорость наносекундного импульса незначительно отличается от скорости фемтосекундных импульсов на длине волны 800 нм, наносекундный импульс на каждом z встречает одно и то же распределение показателя преломления, обусловленное только задержкой t , но не самим z .

Рассмотрим регулярную структуру филаментов с центрами по углам квадрата со стороной 0.7 мм, диаметр филамента составляет 100 мкм[1]. Решение уравнения (1) для таких начальных

условий представляет собой 4 цилиндрические волны, разбегающиеся от филаментов. Интерферируя в центре структуры, они создают положительную добавку к показателю преломления с хорошей модой. Время существования такого нестационарного волновода составляет ~ 200 нс (пунктирная кривая на Рис.), поэтому такой волновод способен эффективно каналировать излучение длительностью ~ 10 нс.

Сплошной кривой на Рис. представлена зависимость усреднённой по дифракционной длине пиковой интенсивности каналируемого пучка лазерного излучения, полученной из решения уравнения (2), от времени задержки между фемто- и наносекундными импульсами t . Видно, что пик максимума $\Delta n(x=0, y=0, t)$ (пунктирная кривая) совпадает с пиком средней интенсивности каналируемого пучка. Таким образом, в данном диапазоне задержек действительно происходит оптимальное каналирование наносекундного пучка.

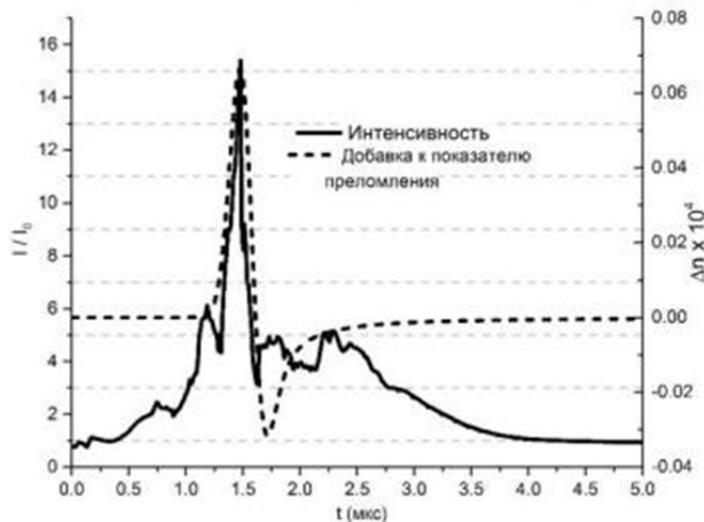


Рисунок. Зависимость усреднённой по дифракционной длине интенсивности каналируемого импульса от времени задержки между фемто- и наносекундными импульсами t

Характерные времена: диапазон оптимальных задержек 1.5 ± 0.1 мкс определяется, в первую очередь, геометрией массива филаментов, их диаметром и скоростью звука в воздухе. Скорость акустических волн от филаментов не отличается от скорости звука в невозмущенной среде по крайней мере за пределами возмущения температуры газа. Длина же акустического импульса определяется размером возмущения температуры, т.е. диаметром плазменного канала филамента. Таким образом, диапазон 1.5 ± 0.1 мкс может быть обобщен на случай другого расположения филаментов как $(r \pm d_0/2)/c_s$, где r — расстояние от каждого из филаментов до центра структуры, d_0 — диаметр филамента, а c_s — скорость звука в воздухе.

1. В. П. Кандидов, С. А. Шлёнов, О. Г. Косарева, *Квант. электроника* **39**(3), 205–228 (2009)
2. J. K. Wahlstrand, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, S. Zahedpour, H. M. Milchberg, *Optics Letters* **39**, 1290–1293 (2014)
3. J. C. Owens, *Appl. Opt.* **6**, 51–59 (1967)

ОБ АНАЛИТИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ САМОСДВИГА ЧАСТОТЫ ИМПУЛЬСА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В ОБЛАСТИ НУЛЕВОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

Бугай А.Н., Халяпин В.А.*

Объединенный институт ядерных исследований, Россия, Дубна
*ФГБОУ ВО «Калининградский государственный технический университет»

Россия, Калининград, БФУ им. И. Канта, Россия, Калининград.

С помощью метода моментов получено аналитическое выражение, описывающее смещение частоты импульса, обусловленное вынужденным комбинационным рассеянием. При этом рассматривался режим, при котором центральная частота сигнала принадлежала области нулевой дисперсии групповой скорости.

Уравнение, описывающее распространение квазимонохроматических импульсов при учете дисперсии третьего и четвертого порядков, производной нелинейности и вынужденного комбинационного рассеяния имеет вид¹

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - i\gamma \psi |\psi|^2 - \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi |\psi|^2) + i\gamma T_R \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \tau} + \frac{i\beta_4}{24} \frac{\partial^4 \psi}{\partial \tau^4} = 0. \quad (1)$$

Здесь ψ – огибающая поля импульса, ω – центральная частота импульса, β_2 – коэффициент групповой дисперсии, β_3, β_4 – коэффициенты, характеризующие дисперсию третьего и четвертого порядков. γ – коэффициент при кубической нелинейности, T_R – параметр, описывающие вклад вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), $\tau = \eta - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал.

Анализ динамики параметров импульса проводится на основе метода моментов. Определим моменты импульса с помощью следующих выражений²

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 d\tau, \quad (2)$$

$$C = \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau, \quad (3)$$

$$\tau_p^2 = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T)^2 |\psi|^2 d\tau, \quad (4)$$

$$T = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) |\psi|^2 d\tau, \quad (5)$$

$$\Omega = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau, \quad (6)$$

где E – величина пропорциональная мощности импульса, τ_p – длительность сигнала, C – определяет модуляцию частоты, T – характеризует добавку к групповой скорости. Огибающую поля запишем следующим образом

$$\psi = B \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau - T}{\tau_p} \right)^2 + i \left(\varphi - \Omega(\tau - T) - \frac{C}{2} \left(\frac{\tau - T}{\tau_p} \right)^2 \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь B – амплитуда сигнала. Используя метод моментов из (6), (7), (1) получаем

$$\Omega_z = \frac{|\gamma|ET_R}{\sqrt{2\pi\tau_p^3}}. \quad (8)$$

При выводе (8) мы пренебрегли вкладом производной нелинейности в смещение частоты по сравнению с ВКР. Динамику длительности находим в виде разложения в ряд, дифференцируя (4) по координате находим

$$\left(\frac{\tau_p}{\tau_{p0}}\right)^2 = 1 + \varepsilon z^2, \quad (9)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{2\tau_{p0}^2} \left(\frac{\beta_3^2}{2\tau_{p0}^4} (1 + C_0^2)^2 - \frac{\beta_3 E |\gamma|}{\tau_{p0}^3 \sqrt{2\pi}} \left(T_R C_0 + \frac{C_0^2 - 2}{2\omega} \right) \right). \quad (10)$$

Здесь мы уже учитывали, что центральная частота импульса принадлежит области нулевой дисперсии групповой скорости $\beta_2 = 0$. В линейном пределе $E \rightarrow 0$ из (9), (10) точно следует известное выражение, характеризующее дисперсию гауссовых импульсов [3,4]. Разложение (9) справедливо для импульсов, чья энергия меньше энергии, соответствующей солитонному решению нелинейного уравнения Шредингера. В противном случае нужно учитывать следующие слагаемые в разложении. Подставляя (9) в (8) получаем величину, характеризующую смещение частоты сигнала

$$\Omega = \frac{|\gamma|ET_R}{\sqrt{2\pi\tau_{p0}^3}} \frac{z}{\sqrt{1 + \varepsilon z^2}}. \quad (11)$$

Из (11) видно, что сдвиг частоты будет испытывать насыщение по мере распространения сигнала.

В случае квазисолитонного режима разложение (9) перестает быть справедливым и необходимо решать полную систему уравнений, соответствующую моментам (2)-(6). При этом более точные результаты здесь следует ожидать для пробной функции в виде гиперболического секанса.

1. E. N. Tsoy, C. M. de Sterke, *Phys. Rev. A*, **76**, 043804, (2007).
2. J. Santhanam, *Opt. Commun. A.*, **222**, 413-420, (2003).
3. D. Anderson, M. Lisak, *Phys. Rev. A*, **35**, 184-187, (1987).

**ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ
КРИСТАЛЛАХ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ТГц ДИАПАЗОНЕ**

**Осипова М.О., Макаров Е.А., Цыпкин А.Н., Путилин С.Э., Перлин Е.Ю.,
Беспалов В.Г.**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследуется двухфотонное поглощение в электрооптических кристаллах ZnTe и ZnSe, используемых в качестве систем ТГц детектирования, с помощью фемтосекундной pump-probe спектроскопии с использованием суперконтинуума, а также моделирование процессов с помощью квантово-механической теории возмущений.

Развитие лазерных технологий привело к появлению мощных лазерных систем с возможностью генерации сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения [1]. При использовании мощных источников лазерного излучения со сверхкороткими импульсами важно учитывать отклик электрооптических полупроводниковых кристаллов, используемых в системах детектирования терагерцовых импульсов, так как это может повлиять на полученные результаты. При прохождении лазерного излучения сквозь электрооптический кристалл наблюдается сильное падение его амплитуды, причем этот процесс носит нелинейный характер. Было показано [2], что одним из основных эффектов, влияющих на изменение амплитуды проходящего сигнала, является двухфотонное поглощение. Двухфотонное поглощение сокращает время сверхбыстрого отклика полупроводниковых материалов, способствует снижению интенсивности, прошедшего через кристалл, сигнала. Фотоиндуцированные носители заряда экранируют значительную часть сгенерированного ТГц излучения в кристалле, тем самым ограничивая эффективность преобразования.

Для исследования нелинейного отклика полупроводниковых кристаллов была проведена серия экспериментов на установке фемтосекундной спектроскопии накачка-зондирование (Рис. 1), и получены зависимости поглощения излучения, падающего на кристаллы ZnTe и ZnSe, от времени задержки между импульсами.

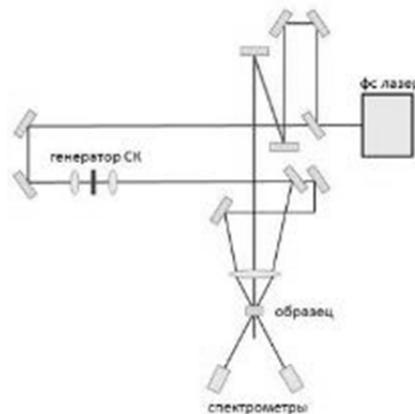


Рис. 1. Схема установки фемтосекундной спектроскопии накачка зондирование

Используя импульсы фемтосекундного спектрального суперконтинуума [3], и варьируя время задержки относительно импульса накачки, в методе спектроскопии накачка зондирование получаем динамику поглощения исследуемого образца в возбужденном состоянии и его релаксационные характеристики. Полученные зависимости позволяют определить характеристики релаксации, природу взаимодействия и дисперсию показателя преломления. Варьируя длину волны пробного импульса в диапазоне 350–1000 нм и плотность мощности накачки в диапазоне 4–50 ГВт/см², наблюдались полосы поглощения, их сдвиг и уширение (например, рис. 2). На различных частотах у каждого вещества вклад в процесс

поглощения носят различные эффекты – но основным эффектом является двухфотонное поглощение.

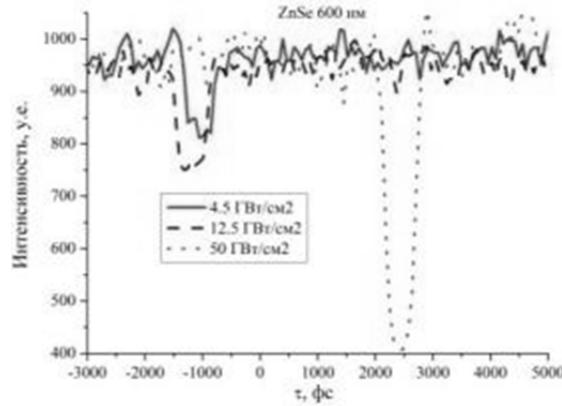


Рис. 2. Зависимость пропускания ZnSe от времени задержки между импульсами при изменении мощности накачки

В следующей части работы производилось моделирование зависимости энергии, поглощенной из зондирующего импульса в единице объема кристалла от времени задержки между импульсами с помощью теории нелинейного поглощения фемтосекундных световых импульсов в режиме спектроскопии накачка-зондирование [4]. В работе [5] было показано, что учет нестационарного характера двухфотонного поглощения фемтосекундных лазерных импульсов позволяет более точно описывать кинетику фотоиндуцированных процессов в кристаллах.

$$J_{2,p-p}^{(3)} = \Delta_3^{1/2} \frac{\omega_2 \alpha^{(3)} \mu^{3/2} e^4}{\hbar^{9/2} c^2 \epsilon_\infty \sqrt{\sigma_1 + \sigma_2}} W_1 W_2 |x_{02} x_{21}|^2 \sum_{i,j} \Omega_{il} S_{ji}, \quad (1)$$

где ω_1, ω_2 – частота импульса накачки и зондирования, соответственно, σ_1, σ_2 – квадрат длительности импульсов, остальные обозначения приведены в работе [4].

Затем была произведена оценка количества поглощенной энергии ΔJ за время задержки между импульсами при разных длинах волн зондирующего импульса и мощностях накачки для экспериментальных и полученных в ходе моделирования данных.

Полученные зависимости имеют схожую динамику, что является подтверждением того, что основным вкладом в нелинейный отклик полупроводниковых кристаллов является двухфотонное поглощение. Теория нелинейного поглощения фемтосекундных световых импульсов хорошо согласовывается с экспериментом.

Минимально влияние двухфотонного поглощения (по сравнению изменений показателя преломления) наблюдается в кристалле ZnTe. При мощности накачки на уровне 10 мВт влиянием двухфотонного поглощения можно пренебречь – это видно как из экспериментальных зависимостей, так и из проведенных расчетов.

Сравнение и анализ данных, полученных в ходе эксперимента и моделирования, показало, что нелинейный отклик полупроводниковых кристаллов вызван в основном двухфотонным поглощением. Учёт двухфотонного поглощения при использовании полупроводниковых материалов в качестве оптоэлектронных компонент в терагерцовом частотном диапазоне позволит улучшить производительность таких систем.

1. S.A. Kozlov, V.V. Samartsev, *Fundamentals of femtosecond optics*, 94-134, (2013).
2. В.Я. Гайворонский, М. М. Назаров, Д. А. Сапожников, Е. В. Шепелявый, С. А. Шкельнюк, А. П. Шкуринов, А. В. Шуваев, *Квантовая электроника*, **35**, №5, 407-414, (2005).
3. R.R. Alfano, *The supercontinuum laser source*, 318-336, (2006).
4. Э.Г. Идрисов, Е.Ю. Перлин, *Опт. и спектр.*, **115**, №3, 497-507, (2013).
5. М.О. Осипова, Е.Ю. Перлин, *Оптический журнал*, **83**, №6, 3-6, (2016).

НЕПРЯМЫЕ ВНУТРИ- И МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КРИСТАЛЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Перлин Е.Ю., Елисеев К.А., Осипова М.О.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Развита теория непрямых межзонных переходов с участием фононов под действием фемтосекундных лазерных импульсов. Установлены отличия от непрямого поглощения квазистационарного света. Развита также теория непрямых внутризонных переходов для случая произвольных концентраций свободных электронов и произвольных температур.

При исследовании многоквантовых переходов под действием фемтосекундных лазерных импульсов теоретические результаты, полученные для случая квазистационарных электромагнитных полей, становятся не вполне адекватными. В этом случае требуется иной подход (см., например, [1]), с помощью которого в настоящей работе рассматриваются непрямые межзонные оптические переходы с участием акустических фононов. Такие переходы являются двухквантовыми процессами с участием одного поглощаемого фотона и одного поглощаемого либо испускаемого фонона. Существенное отличие от рассмотренных ранее двухквантовых процессов – двухфотонных переходов [2–5] – заключается в том, что одно из «полей», колебания кристаллической решетки, во-первых, не является одночастотным и характеризуется законом дисперсии для той или иной колебательной моды, а во-вторых, колебания решетки являются квазистационарными, в отличие от электромагнитного поля в сверхкоротком лазерном импульсе. Эти отличия принципиальным образом усложняют задачу. Усложнения связаны как с ухудшением сходимости получающихся в ходе расчетов интегралов по времени от быстро осциллирующих функций, так и с необходимостью дополнительных интегрирований по волновым векторам фононов и электронов. В результате весьма сложных расчетов получены зависимости поглощенной в течение лазерного импульса энергии от основной частоты света и температуры. Полученные в работе зависимости поглощенной энергии от длительности лазерного импульса оказались весьма нетривиальными. В работе [6] дается подробное обсуждение этих зависимостей.

В экспериментах по оптическому возбуждению прозрачных для света умеренной интенсивности твердотельных материалов за счет многофотонных, в т.ч. двух- либо трехфотонных, межзонных переходов может достигаться высокая (вплоть до 10^{18} – 10^{20} см⁻³) концентрация свободных носителей заряда – электронов и дырок. При таких условиях заметную роль играет внутризонное поглощение света, которое, на первый взгляд, представляется достаточно изученным (см., например, [7],[8]). Однако в приведенных в учебных руководствах [7],[8] общих формулах для вероятностей внутризонных фотопереходов имеется существенная неточность. Кроме того, приведенные там результаты не перекрывают актуальный в настоящее время диапазон концентраций свободных носителей и длин волн возбуждающего излучения.

Известно, что коэффициент поглощения света свободными носителями быстро уменьшается с ростом частоты света. В связи с этим долгое время основное внимание уделялось поглощению свободными электронами и дырками среднего и дальнего ИК диапазонов. Однако при очень высоких интенсивностях излучения даже для видимого и ближнего ИК диапазонов число внутризонных фотопереходов оказывается весьма внушительным, а в электронную систему кристалла передается большая энергия. Это обстоятельство оказывается существенным многих нелинейно-оптических и фотоиндуцированных кинетических процессов, включая процессы, приводящие к оптическому пробое прозрачных материалов.

В данной работе представлена простая процедура вычисления коэффициента поглощения света свободными электронами на внутризонных переходах с участием продольных оптических фононов [9] для широкого диапазона частот света и произвольных концентраций электронов.

Получены также простые аппроксимации частотных и температурных зависимостей коэффициентов поглощения для кристалла с параметрами электронной зонной структуры и колебательной подсистемы, близкими к параметрам ZnSe.

1. Е.Ю. Перлин, *ЖЭТФ*, **105**, № 1, 186-197 (1994).
2. Е.Ю. Перлин, К.А. Елисеев, Э.Г. Идрисов, Я.Т. Халилов, *Опт. журн.*, **78**, № 9, 3-12 (2011).
3. Э.Г. Идрисов, Е.Ю. Перлин, *Опт. и спектр.*, **115**, №3, 920-927 (2013).
4. Е.Ю. Перлин, К.А. Елисеев, Э.Г. Идрисов, Я.Т. Халилов, *Опт. и спектр.*, **112**, № 6, 920-927 (2012).
5. E.Yu. Perlin, K.A. Eliseev, E.G. Idrisov, Ya.T. Khalilov, *J. Phys., conf. ser.* 461, 461, 012002 (2013).
6. К.А. Елисеев, Е.Ю. Перлин, *Опт. и спектр.*, **119**, № 6, 895-905 (2015).
7. А.И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, М.: Наука, 1978. 616 с.
8. К. Зеегер К. Физика полупроводников, М.: Мир, 1977. 615 с.
9. М.О. Осипова, Е.Ю. Перлин, *Опт. журн.*, **83**, № 6, (2016), d.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ЗАВИСИМОСТЕЙ ВРЕМЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ СУПЕРКОНТИНУУМОВ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИСХОДНОГО ИМПУЛЬСА

Мельник М.В., Цыпкин А.Н., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В Работе исследуется временная когерентность спектрального суперконтинуума, генерируемого с помощью фемтосекундных лазерных импульсов с различными параметрами в диэлектрических материалах с определенными нелинейными и дисперсионными характеристиками. Проводится анализ зависимости времени когерентности спектрального суперконтинуума от параметров исходного импульса.

В наше время, источники излучения со сверхшироким спектром используются в различных приложениях, таких как: оптическая когерентная томография[1], частотная метрология, оптические системы передачи информации и других. Применение в данных областях требует детального описания характеристик, генерируемого суперконтинуума: спектральной ширины, частотного распределения интенсивности, коэффициента фазовой модуляции и когерентности. Например, микроструктурированные волокна демонстрируют сильное спектральное уширение выходного излучения, если в качестве накачки используются фемтосекундные импульсы. Причиной подобной особенности является дисперсионный профиль этих волокон, который можно варьировать с целью получения нулевой дисперсии групповой скорости среды вблизи длины волны накачки, в то время как малый размер их сердцевины усиливает нелинейные процессы.

Когерентные свойства суперконтинуума могут существенно влиять на его рабочие характеристики в качестве источника излучения. Теория, моделирование и экспериментальные методы, позволяющие рассчитывать степень когерентности[2], хотя и получили широкое распространение, однако, не связаны напрямую с фундаментальной корреляционной функцией второго порядка в классической теории когерентности. Данный классический подход для описания когерентности суперконтинуума[3] показал, что для входного импульса с широким спектром генерируемый суперконтинуум может быть разделен на квазикогерентную и квазистационарную части, и что их относительные амплитуды зависят от параметров исходного импульса. В описанных выше подходах были исследованы когерентные свойства двух независимых и пространственно разделенных суперконтинуумов. В то же время есть другой подход, в котором исследуется когерентность суперконтинуума самого с собой. В этом случае, интерференционная картина формируется при сложении суперконтинуума с самим собой сдвинутым на временную задержку. Этот подход используется в данной работе для теоретического исследования зависимости времени когерентности суперконтинуума генерируемого в плавленом кварце, микроструктурированном кварцевом волокне и полем волноводе, заполненном аргоном от различных параметров исходного импульса.

В работе рассматривается распространение интенсивного светового импульса в волноведущей диэлектрической среде с нормальной групповой дисперсией и нерезонансной нелинейностью, которое может быть описано следующим уравнением[4]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + b \int_{-\infty}^{\tau} E dt' + gE^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = 0, \quad (1)$$

где E – электрическое поле светового импульса; z – пространственная координата, вдоль которой распространяется импульс; $\tau = t - \frac{N_0}{c}z$ – время в движущейся с импульсом системе координат, t – время, c – скорость света в вакууме; параметры N_0 , a и b описывают линейный показатель преломления среды и его дисперсию:

$$n(\omega) = N_0 + a c \omega^2 - c \frac{b}{\omega^2}, \quad (2)$$

параметр g характеризует коэффициент нелинейного показателя преломления $n_2 = g \frac{c}{2}$.

Уравнение (2) может быть выведено из уравнения (1) если искать его решение в виде:

$$E = \frac{1}{2} \varepsilon_{\omega} e^{i(kz - \omega t)} + c. c., \quad (3)$$

где E_0 – амплитуда, а τ_p – длительность исходного импульса.

Первой средой, для которой было проведено моделирование распространения сверхкороткого импульса и генерации спектрального суперконтинуума является плавненный кварц со следующими параметрами: $N_0 = 1,4508$, $a = 2,7401 \times 10^{-44} \frac{c^3}{cm}$, $b = 3,9437 \times 10^{17} \frac{1}{cm \cdot c}$, длина волны нулевой дисперсии групповой скорости $\lambda = 1260$ нм и $n_2 = 2,9 \times 10^{-16} \frac{cm^2}{Вт}$. Второй средой является микроструктурированное кварцевое волокно: $a = 2,575 \times 10^{-44} \frac{c^3}{cm}$, $b = 2,818 \times 10^{18} \frac{1}{cm \cdot c}$, с длиной волны нулевой дисперсии групповой скорости $\lambda = 767$ нм. Диаметр сердцевинки этого волокна $d_{core} = 1,7$ мкм, диаметр периодической структуры $d_{air\ hole} = 1,3$ мкм и нелинейный показатель преломления $n_2 = 2,9 \times 10^{-16} \frac{cm^2}{Вт}$. Третьей средой является полый волновод, заполненный аргоном под давлением 1 атм: $N_0 = 1,0002792 \approx 1$, $a = 14,67 \times 10^{-48} \frac{c^3}{cm}$, $b = 8,67 \times 10^{14} \frac{1}{cm \cdot c}$, $n_2 = 9,8 \times 10^{-20} \frac{cm^2}{Вт}$ и длина волны нулевой дисперсии групповой скорости $\lambda = 895$ нм. Для этой среды параметр b – волноводная дисперсия среды и рассчитывается по следующей формуле: $b = \frac{cu^2}{2N_0 r^2}$, где r – радиус волновода и u – параметр фундаментальной моды.

Для определения времени когерентности спектрального суперконтинуума рассмотрим взаимодействие светового фемтосекундного импульса с самим собой, сдвинутым на временную задержку, что может быть описано функцией автокорреляции первого порядка. Зная временную структуру поля на выходе из оптической среды, при генерации спектрального суперконтинуума, можно определить интерференционный сигнал по следующей формуле[5]:

$$I(\Delta\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} (E(t) + E(t + \Delta\tau))^2 dt, \quad (4)$$

где $I(\Delta\tau)$ – зависимость интенсивности интерференционного поля от временной задержки; $E(t)$, $E(t + \Delta\tau)$ – временная структура поля на выходе из оптической среды и сдвинутое во времени тоже поле; $\Delta\tau$ – временной сдвиг между интерферирующими импульсами.

На Рис. приведен пример графического определения времени когерентности фемтосекундного спектрального суперконтинуума[6]. Видно, что в данном случае время когерентности составляет около 6,5 фс. В качестве огибающей $U(\Delta\tau)$ использовалась экспоненциальная функция, накладываемая на функцию интерференционного сигнала для временной структуры на выходе из плавленного кварца.

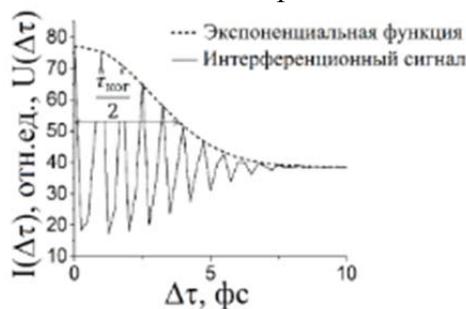


Рисунок. Определение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$ генерируемого суперконтинуума

Экспоненциальная функция описывается следующей формулой: $U(\Delta\tau) = e^{-\left(\frac{2\Delta\tau}{\tau_{\text{ког}}}\right)^2}$, где $\tau_{\text{ког}}$ – время когерентности фемтосекундного спектрального суперконтинуума. Показано, что экспоненциальная функция имеет относительную погрешность отклонения около 4%. Другие функции (например, гиперболическая) обладают еще большей относительной погрешностью отклонения, поэтому в дальнейших расчетах в качестве огибающей интерференционного сигнала используется именно экспоненциальная функция.

Из полученных методами численного моделирования и аналитического расчета данных можно сделать ряд выводов. Во-первых, зависимость времени когерентности от длины волны исходного импульса имеет ряд особенностей при генерации суперконтинуума во всех трех рассмотренных средах. Например, с увеличением длины волны исходного импульса время когерентности уменьшается, однако, в области нулевой дисперсии присутствует пик времени когерентности. Также с увеличением длительности исходного импульса ширина пика времени когерентности уменьшается. Во-вторых, малое время когерентности генерируемого спектрального суперконтинуума в области аномальной дисперсии, по всей видимости, вызвано разрушением временной структуры, образующейся при генерации спектрального суперконтинуума. В-третьих, уменьшение времени когерентности в области нормальной дисперсии с увеличением длины волны исходного импульса связано с его обратной зависимостью от коэффициента фазовой модуляции линейного чирпа, который образуется во временной структуре при генерации спектрального суперконтинуума, что подтверждается как теоретическими выкладками, так и численным моделированием. В-четвертых, наличие пика времени когерентности в области нулевой дисперсии можно объяснить однородной временной структурой и малым коэффициентом фазовой модуляции.

1. I. Hartl et al., *Opt. Lett.*, **26**, №9, 608-610, (2001).
2. J.M. Dudley, S. Coen, *Opt. Lett.*, **27**, №13, 1180-1182, (2002).
3. G. Genty et al., *Opt. Lett.*, **35**, №18, 3057-3059, (2010).
4. S.A. Kozlov, S.V. Sazonov, *JETP*, **84**, №2, 221-228, (1997).
5. J.K. Ranka, et al., *Opt. Lett.*, **22**, 1344-1346, (1997).
6. M.V. Melnik, A.N. Tsyppkin, *SPIE Optical Engineering+Applications*, 92000W-92000W-7, (2014).

ГЕНЕРАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В СТРУЕ ТЯЖЁЛОЙ ВОДЫ

Боримова А.А., Цыпкин А.Н., Путилин С.Э., Беспалов В.Г., Козлов С.А.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально была продемонстрирована генерация спектрального суперконтинуума спектральной шириной более чем две октавы в струе тяжёлой воды.

Первые работы, посвящённые генерации белого света лазерным излучением или спектрального суперконтинуума (СК), датируются 70-ыми годами 20-ого века, когда Алфано и Шапиро удалось впервые наблюдать спектральное уширение пикосекундных импульсов лазера в боросиликатном стекле[1]. Ими же была написана работа, посвящённая образованию филаментации лазерного излучения в различных образцах, таких как кварц и хлорид натрия. Возможность генерации СК в газах и жидкостях продемонстрирована в работах[2]-[3]. Генерация суперконтинуума получила применение как метод формирования сверхкоротких импульсов [4]. Также СК используется для решения ряда фундаментальных и прикладных оптических задач в таких областях как нелинейная микроскопия и биомедицина [5].

В настоящей работе продемонстрирована генерация спектрального СК в струе тяжёлой воды. Использование кюветы накладывает ряд ограничений на условия эксперимента по генерации СК. Кювета имеет стенки из другого материала, которые дают вклад в генерацию спектрального СК и увеличивают длительность импульса, и при увеличении мощности накачки возможно их повреждение. Эти недостатки отсутствуют при использовании струи. В работе показана генерация спектрального СК от 350 до 1700 нм.

Экспериментальная установка приведена на рис. 1. В качестве источника фемтосекундных импульсов использовалась лазерная система на основе регенеративного усилителя Regulas 35F1K (Avesta Project) со следующими параметрами: длительность импульса 30 фс, энергия импульса до 2,2 мДж, частота повторения до 1 кГц, центральная длина волны 800 нм. Фемтосекундное излучение фокусировалось линзой Л1 с фокусным расстоянием 10 см в струе тяжёлой воды толщиной 1,8 мм, расположенной на расстоянии 4 мм перед точкой фокусировки. Полученное излучение СК коллимировалось 5 см кварцевой линзой. Спектр СК анализировали с помощью спектрометров ASP-75 (Avesta Project спектральный диапазон 200-1000 нм) и EPP-2000-NIR (StellarNet Inc, спектральный диапазон 900-1700 нм).

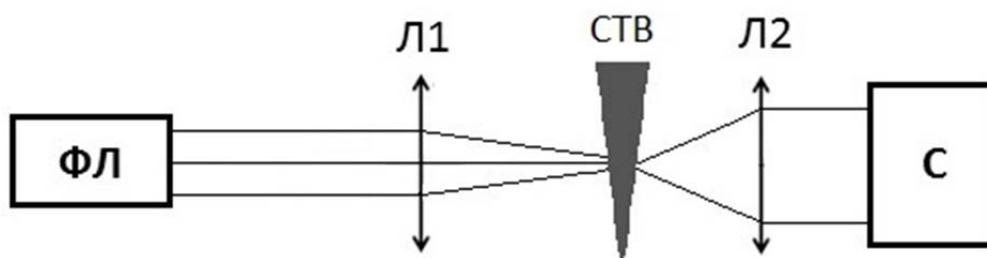


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ФЛ - фемтосекундный лазер, Л1 - линза с фокусным расстоянием 10 см, СТВ - струя тяжёлой воды, Л2 - линза с фокусным расстоянием 5 см, С - спектрометр

На рис. 2 показаны экспериментальные результаты генерации СК в струе тяжёлой воды в зависимости от мощности излучения накачки. При мощности свыше 50 мВт наступает режим филаментации в тяжелой воде, что подтверждается значительным уширением спектра от 350 до 1700 нм. Столь небольшая энергия, необходимая для такого режима обуславливается высоким нелинейным показателем преломления, который равен $6,4 \times 10^{-16}$ см²/Вт [6]. Далее при увеличении мощности накачки излучение формирует пик в сине-зеленой (350-550 нм) и два

пика в инфракрасной областях (900-1000 нм, 1300-1600 нм) спектра, излучение на фундаментальной частоте пропадает. Но при увеличении мощности свыше 400 мВт происходит разрушение струи, и формируется филамент в воздухе, что обуславливается наличием спектра на фундаментальной частоте.

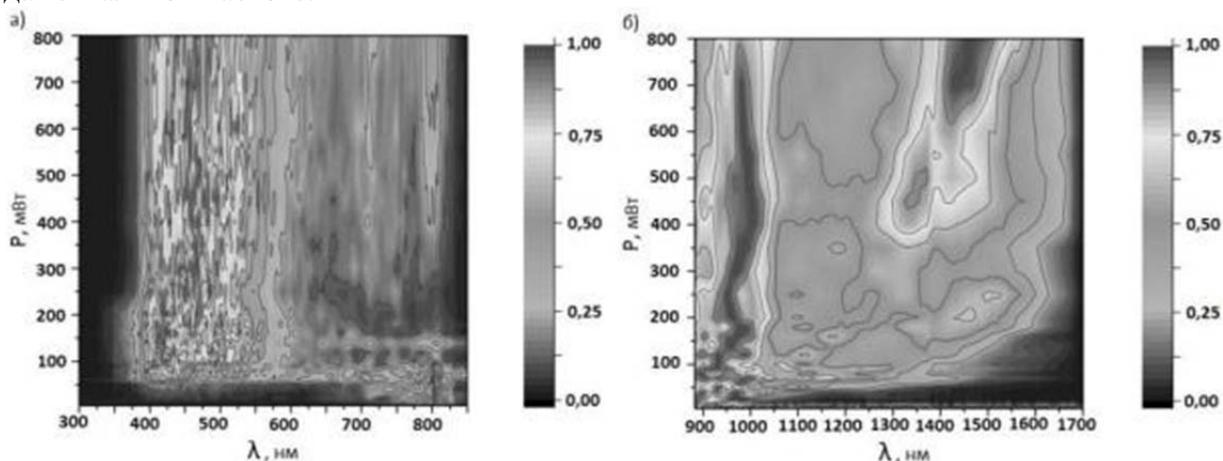


Рис. 2. Экспериментальные результаты генерации СС в струе тяжёлой воды: а) видимая область спектра, б) инфракрасная область спектра

1. R.R. Alfano, S.L. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 584-587, (1970).
2. A. Penzkofer, A. Laubereau, W. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 863-866, (1973).
3. P.B. Corkum, C. Rolland, T. Srinivasan-Rao, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2268-2271, (1986).
4. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793-2795, (1996).
5. A.M. Zheltikov, *Supercontinuum Generation, Special issue of Appl. Phys. B*, **77**, 143-159, (2003).
6. M. Weber, *Handbook of Optical Materials*, CRC Press, 499, (2003).

КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1.9 МКМ

Колегов А.А., Черникова А.В., Белов Е.А., Лешков А.О.

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

Представлены результаты разработки волоконного лазера с длиной волны 1.9 мкм, мощностью 36 Вт. Конструкция лазера позволяет работать в широком диапазоне температур. Лазер может использоваться для накачки гольмиевых активных элементов, в медицине и других приложениях.

Рабочий диапазон длин волн тулиевого волоконного лазера лежит в диапазоне от 1.9 мкм до 2.1 мкм и может использоваться в различных сферах науки и техники, таких как медицина, локация (излучение с длиной волны в области 2 мкм относится к безопасному для глаз и попадает окно прозрачности в атмосфере), научные исследования, спектроскопия и др. В частности излучение тулиевого лазера может использоваться для накачки активных элементов с примесью гольмия (например, Ho:YAG). Также актуальной задачей является разработка малогабаритных волоконных лазеров, способных работать в жестких условиях.

При разработке тулиевого волоконного лазера следует особое внимание уделять активному волокну. Во многих работах [1-5], посвященных тулиевым лазерам, используются волокна с высокой концентрацией ионов тулия, что позволяет максимизировать эффект кроссрелаксации, когда один поглощенный фотон может поднять два иона тулия на верхний лазерный уровень. Таким образом, кроссрелаксация существенно повышает квантовую эффективность тулиевого лазера.

На основе проведенного обзора работ было изготовлено активное волокно, обеспечивающее эффективность преобразования «свет в свет» около 60%, что соответствует параметрам мировых производителей активного тулиевого волокна.

Оптическая схема волоконного лазера, представлена на рисунке 1.

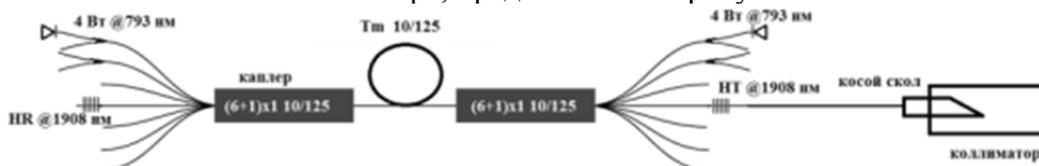


Рис. 1. Схема волоконного лазера

Лазер выполнен на волокне с диаметром сердцевины 10 мкм и числовой апертурой $NA = 0.15$. Диаметр оболочки составляет 125 мкм с числовой апертурой $NA = 0.46$. Поглощение по оболочке на длине волны 793 нм составляет 3 дБ/м. Накачка активного волокна выполнена с двух сторон с помощью объединителей накачки (каплер) типа 2x1 и (6+1)x1. Активное волокно согласовано с сигнальным волокном каплера. В качестве источников накачки используется 24 лазерных диода с волоконным выходом и максимальной мощностью 4 Вт. Таким образом, максимальная суммарная мощность накачки может составлять 96 Вт. Резонатор образован двумя брэгговскими решетками с центральной длиной волны 1908 нм и шириной спектра 0.5 нм.

Конструкция лазера состоит из двух корпусов, скрепленных между собой через теплоизолирующую пластину. В верхнем корпусе расположены контроллер и 24 лазерных излучателя. Лазерные излучатели установлены на шести медных подложках (по 4 излучателя на подложке). Между подложками и корпусом установлены термоэлектрические модули Пельтье, служащие для термостабилизации лазерных излучателей. В верхнем корпусе выполнены ребра, образующие радиатор. Вентиляторы, расположенные на торце корпуса, осуществляют забор

воздуха через радиатор, обеспечивая отвод тепла с корпуса. В нижнем корпусе расположены блок электроники и оптоволоконный блок, состоящий из катушки, каплеров и блока ВБР. Для термостабилизации блока ВБР используется термоэлектрический модуль Пельтье, установленный между блоком ВБР и корпусом. Разработанная конструкция осуществляет работоспособность лазера в диапазоне температур от минус 60⁰С до плюс 55⁰С.

Спектр излучения измерялся с помощью спектрометра Yokogawa AQ6370 с разрешающей способностью 0.02 нм и представлен на рисунках 2 и 3.

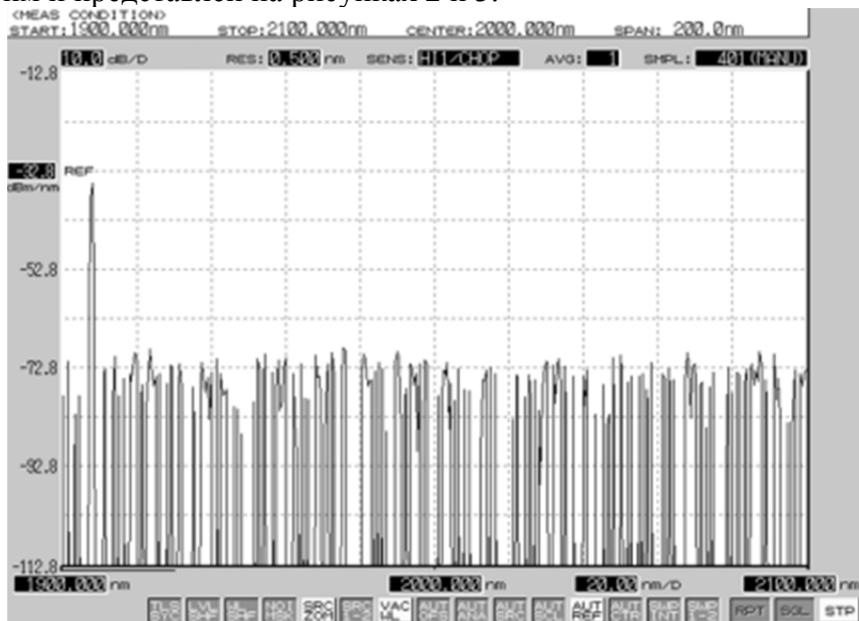


Рис. 2. Спектр излучения лазера

Следует отметить некоторые особенности тулиевого лазера, выявленные в ходе его разработки. При использовании схемы МОРА (задающий генератор-усилитель) лазер может перейти в режим самофильтрации [6] и возбуждаться на преобладающей длине волны, которая лежит в области 1970 нм. Спектр излучения с наличием эффекта самофильтрации представлен на рисунке 3.

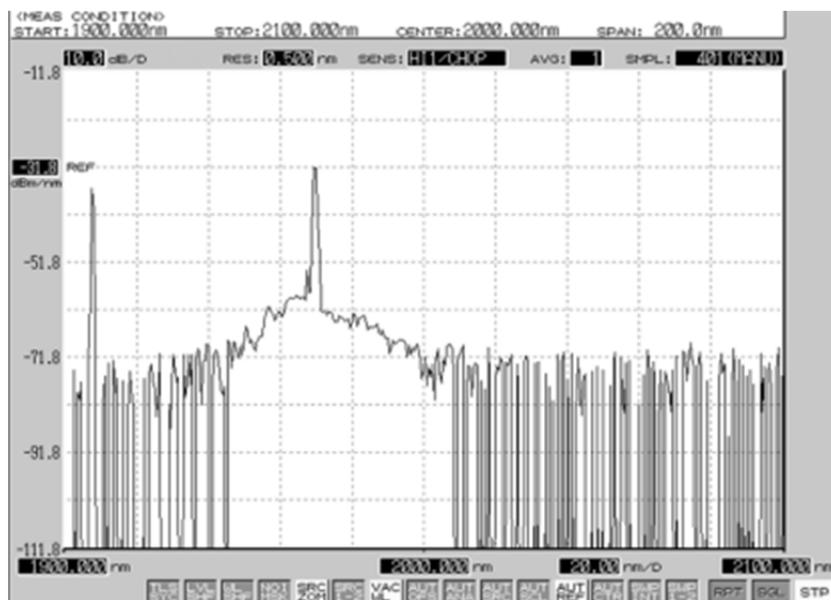


Рис. 3. Спектр излучения лазера с эффектом самофильтрации

Наблюдается этот эффект с использованием аналогичного активного волокна при суммарной длине последнего более 4 м. Поэтому оптическая схема лазера состоит только из генератора.

Как правило, возбуждение ионов тулия осуществляется лазерными диодами с длиной волны 793 нм [1-5]. Но, как показали результаты исследования зависимости поглощения

излучения накачки от длины волны, пик поглощения ионов тулия в используемом волокне соответствует длине волны 788 нм. Поэтому, используя лазерные диоды с длиной волны 786 нм, можно существенно упростить схему термостабилизации и повысить эффективность лазера. Последнее обуславливается температурной зависимостью спектра излучения лазерного диода, которая представлена на рисунке 4.

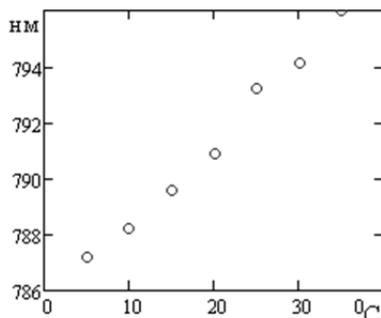


Рис. 4. Температурная зависимость спектра излучения лазерного диода

Таким образом, была выполнена проработка конструкции лазера, разработка оптической схемы лазера, схемы управления и питания, собран компактный волоконный лазер, работающий на длине волны 1908 нм в широком диапазоне температур.

Исследования спектральных характеристик показали, что пик поглощения излучения накачки в тулиевом волокне лежит в области 788 нм. Поэтому модернизация лазера предполагает использование диодов накачки с длиной волны 786 нм при 25 °С, что позволит упростить тепловую схему лазера и увеличить его эффективность.

1. G. Frith, D.G. Lancaster, S.D. Jackson, *Electronics letters*, **41**, №12, 22-23, (2005).
2. J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P.S. Pershan, *Phys. Rev.*, **127**, 1918-1939, (1962).
3. A. Hemming, S. Bennetts, A. Davidson, N. Carmody, D. G. Lancaster, *Opt. express*, **20**, №16, 17539-17544 (2012).
4. G. Frith, A. Carter, B. Samson, J. Farroni, K. Farley, K. Tankala, *OECC/ACOFT*, 1-2 (2008).
5. J. Wu, Z. Yao, J. Zong, S. Jiang, *Opt. let.*, **32**, №6, 638-640, (2007).
6. T.S. McComb, R.A. Sims, C.C. Willis, P. Kadwani, V. Sudesh, L. Shah, M. Richardson, *App. opt.*, **49**, №32, 6236 – 6242, (2010).
6. Р. Фриман, Волоконно-оптические системы связи, *Техносфера*, (2003).

РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ ВОЛОКОННООПТИЧЕСКИЙ СЕНСОР СИЛЫ ТОКА НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА

Янукович Т.П.

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Предложена принципиальная схема волоконнооптического сенсора силы тока. Представлена математическая модель отклика сенсора с использованием вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Рассмотрена зависимость чувствительности сенсора от различных параметров установки. Предложены оптимальные параметры для измерения высоких токов.

В связи с развитием оптоволоконных сенсорных систем для измерения различных физических параметров, в частности, силы тока, большую роль играет теоретическое исследование нелинейных явлений, происходящих в оптоволокне. Использование оптического волокна большой длины позволяет создавать распределенные сенсоры. Учитывая достаточно низкую точность ранее предложенных методов, был предложен метод анализа бриллюэновского оптического частотного домена (АБОЧД)[1]. Данная работа посвящена математической модели метода АБОЧД измерения силы тока с помощью оптического волокна.

С левого конца волокна вводится непрерывное излучение лазера накачки, а с правого – излучение пробного лазера. С помощью акустооптического модулятора (АОМ) излучение пробного лазера будет модулироваться синусоидально. При совпадении установленной разности частот между двумя лазерами с характеристической бриллюэновской частотой наблюдается максимум бриллюэновского взаимодействия в волокне. Характеристическая бриллюэновская частота на определенном отрезке волокна зависит от температуры. Часть оптического волокна покрывается алюминиевой пленкой, через которую пропускается измеряемый ток. Нагрев пленки из-за выделения джоулева тепла при прохождении тока приводит к повышению температуры волокна.

На этом отрезке непрерывное излучение лазера накачки будет взаимодействовать с модулированным стоксовым излучением. Таким образом, интенсивность излучения лазера накачки тоже будет модулирована. Это излучение достигнет левого конца волокна. Мощность модулированного излучения пробного лазера и лазера накачки детектируется с помощью фотодиодов.

Математическая модель строится на основании взаимодействия волны лазера накачки, волны Стокса, акустической волны. Приведены формулы для вычисления интенсивности прошедшего излучения лазера накачки в общем случае и для малых изменений акустической волны. На основе полученных результатов проводится численное моделирование измерений силы тока в оптоволоконном сенсоре. При проведении численного моделирования на базе трехволновой модели рассеяния Бриллюэна рассматривалось одномодовое волокно длиной 1000 м. Рассмотрены области покрытые алюминиевой пленкой, по которой протекает электрический ток. Зависимость импульсного отклика от координаты позволяет определить положение и длину участков с пленкой. Полученные результаты позволяют оценить пределы изменения получаемых характеристик и оценить точность метода измерений. Произведена оценка пределов измерений в зависимости от толщины пленки.

1. В.А. Саечников, Э.А. Чернявская, Т.П. Янукович *Журнал прикладной спектроскопии*, 66, № 5, 718 – 721, (1999).

ВОЗМУЩЕНИЕ СОСТОЯНИЙ ФОТОНОВ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ С ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ МОДОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Мирошниченко Г.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Уравнение Лиувилля, описывающее развитие матрицы плотности фотона в Шредингеровском представлении, в Марковском приближении в оптическом волокне с поляризационной модовой дисперсией изучается в сообщении.

Принципы квантовой криптографии и схемы распределения квантового ключа между легитимными пользователями по оптическому волокну (ОВ) продолжают совершенствоваться [1],[2].

В оптических системах квантовой криптографии информация (распределяемый ключ) кодируется в квантовых состояниях фотонов. Любые квантовые состояния подвержены процессу декогеренции. Внешние воздействия на ОВ, такие, как флуктуации температуры, вибрации, изгибы, кручения, а также рассеяние света на случайных неоднородностях коэффициента преломления ОВ и примесях внутри ОВ приводят к изменению тензора диэлектрической проницаемости ОВ. Тензор диэлектрической проницаемости в общем случае имеет вещественную и мнимую части и анизотропен [3]. Вещественная часть тензора определяет явление двулучепреломления, мнимая часть тензора ответственна за дихроизм ОВ.

Как двулучепреломление так и дихроизм зависят от частоты сигнала. В оптическом волокне исследователи изучают поляризационно-модовую дисперсию и поляризационные модовые потери [4]-[7]. Все эти явления ответственны за шум в квантовом криптографическом канале. Методы борьбы с декогеренцией квантовых состояний постоянно совершенствуются.

В работе [8] авторы предлагают бороться с декогеренцией с помощью квантовых кодов, корректирующих и уничтожающих ошибки. Протокол подавления декогеренции в поляризационной области предложен в работе [9]. Авторы отмечают, что двулучепреломление флуктуирует благодаря изменяющейся внешней среде, температуре, вибрациям. Исходя из общей теории релаксационных явлений, фотон, распространяющийся по ОВ, следует рассматривать, как квантовую динамическую систему, взаимодействующую с внешней средой. Времена корреляции переменных внешней среды могут быть очень короткими. Как следствие, развитие матрицы плотности фотона в ОВ следует описывать уравнением Лиувилля, содержащим оператор релаксации в марковском приближении. Для того, чтобы эффективно бороться с квантовым шумом, необходимо изучать свойства шума и предлагать его модели.

В работе [10] предложена модель декогеренции в поляризационной области.

В этой работе рассмотрена динамика однофотонного пакета в диспергирующей среде. Длина вектора Стокса может уменьшаться из-за неоднородного уширения и явления дисперсии. В работе [9] предложен оператор релаксации, описывающий не унитарное преобразование матрицы плотности фотонов в квантовом канале в Марковском приближении.

Этот подход требует дальнейшего совершенствования. Идеальная схема распределения квантового ключа должна быть основана на однофотонных посылках и на детекторах однофотонных состояний [11]. В этом случае атаки с расщеплением числа фотонов (PNS атаки) не возможны. Работа посвящается двум главным целям. Первая цель состоит в исследовании динамики однофотонного пакета в одномодовом волокне, тензор диэлектрической проницаемости которого обладает анизотропией и дихроизмом. Уравнение Лиувилля, описывающее развитие матрицы плотности фотона в шредингеровском представлении, в Марковском приближении предлагается в работе.

Уравнение содержит оператор релаксации, зависящий от феноменологических параметров. Параметры уравнения зависят от частоты, то есть учитывают явление дисперсии. Эти параметры позволяют учесть явление двулучепреломления и оптической активности, изотропного поглощения и дихроизма. Вторая цель нашей работы состоит в анализе влияния декогеренции в поляризационной области, описываемой модельным уравнением Лиувилля, на ошибки распределения ключа по протоколу BB84 [11]. Для этой цели исследована функция

видности на приемном детекторе в зависимости от разности фаз на приеме и передаче и ширины однофотонного пакета при фазовом кодировании.

1. Scarani V, Bechmann-Pasquinucci H, Cerf N J, Dušek M, Lütkenhaus N and Peev M. *Rev. Mod. Phys.* 81, p.1301–50, (2009)
2. Hughes R and Nordholt J. *Science*, 333, p.1584–6, (2011)
3. V. M. Agranovich and V. L. Ginzburg, *Kristaloptika s uchetom prostranstvenno dispersii i teoriya eksitonov (Crystal Optics with Account of Spatial Dispersion and the Theory of Excitons)*, Nauka, 1965.
4. Huttner B., Geiser, C., Gisin, N. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* V.6, p.317-329, (2000)
5. N. Gisin, B. Huttner. *Optics Communications*, V.142, p.119-125, (1997)
6. S. C. Rashleigh and R. Ulrich. *Opt. Lett.*, V. 3, No. 2, p. 60-62, (1978)
7. C. D. Poole, J. H. Winters, and J. A. Nagel. *Opt. Lett.*, V. 16, No. 6, p.372-374, (1991)
8. P. Zanardi and M. Rasetti. *Phys. Rev. Lett.*, V.79, p.3306-3309, (1997)
9. Chao Han, Zheng-Wei Zhou and Guang-Can Guo. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* V. 39, p. 1677–1681, (2006)
10. N. Gisin, J. Brendel, J-D. Gautier, B. Gisin, B. Huttner, G. Ribordy, W. Tittel, H. Zbinden . *Lecture Notes in Physics* V. 538, pp 191-200, (2000)
11. Bennett, C. H. & Brassard, G. *Proc. IEEE Int. Conf. Computers, Systems and Signal Processing*, Bangalore, 175 (1984)

ФОРМИРОВАНИЕ НЕКЛАССИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ ВИХРЕВЫХ СОЛИТОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Губин М.Ю., Гладуш* М.Г., Лексин А.Ю., Аракелян С.М.,
Прохоров А.В.

Владимирский государственный университет, Владимир, Россия

* Институт спектроскопии Российской академии наук, 142190 Москва
Троицк, Россия

Рассмотрена задача управления квантовой статистикой диссипативных вихревых оптических солитонов при использовании рамановской схемы спин-флип переходов в оптическом волокне с полупроводниковыми квантовыми точками. Показана возможность формирования отдельных областей неклассического света в пределах пространственного профиля сформировавшегося вихревого солитона.

Полагаем, что в среде оптического волокна, допированного квантовыми точками (КТ), реализована т.н. рамановская схема спин-флип переходов[1] между уровнями дырки $1S(\hbar)$ и двух электронных уровней $1S(e)$ с различными значениями магнитного спинового числа, возникающих при наличии дополнительного магнитного поля в геометрии Фойгта – на Рис.. Воздействие магнитного поля обеспечивает поляризационную селекцию мод поля накачки и пробного поля, в качестве последнего выступает двумерный, – в перпендикулярной направлению распространения плоскости, – вихревой пучок[2]. Тогда, при условии $|\Delta_c| > d_0 \cdot \Gamma_{ac}$ при наличии небольшого подселения уровня $|a\rangle$ в системе могут реализовываться нелинейные по пробному полю переходы. Здесь Γ_{ab} (Γ_{ac}) задают скорость релаксации из возбужденного состояния, а параметр оптической толщины среды $d_0 = \frac{g^2 N a_0}{c \Gamma_{ac}}$ определяется через характерный линейный размер a_0 формируемых в плоскости (x, y) топологических

структур, где $g = \mu_{ab} \sqrt{\frac{\omega}{2\hbar \epsilon_0 V}}$ – константа связи, μ_{ab} – дипольный момент перехода $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ на частоте ω , V – объем квантования, c – скорость света в вакууме, ϵ_0 – электрическая постоянная. Величина отстройки поля накачки $\Delta_c = \omega_g - \omega_c$ не зависит от индукции B магнитного поля (см. Рис. а), тогда как выражение $\Delta_p = \omega_g - \omega_p + \Delta_z$ для отстройки пробного поля содержит энергию зеемановского расщепления, определяемую как $\Delta_z = g^F \mu_B B / \hbar$ и позволяет управлять как классическим профилем, так и квантовой статистикой в пробном пучке изменением B . Здесь $\mu_B = 9.27 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл – магнетон Бора, а g^F – фактор Ланде, который зависит от радиуса a КТ.

Динамику пробных оптических структур будем описывать системой из двух уравнений на среднее поле $f(X, Y, \xi)$ и квантовые флуктуации $\hat{c}(X, Y, \xi)$ вида

$$i \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial Y^2} \right) + |f|^2 f - \nu |f|^4 f = i \left[-\delta_{eff} f - \phi |f|^2 f - \mu |f|^4 f \right], \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \hat{c}}{\partial \xi} - \frac{i}{2} \left(\frac{\partial^2 \hat{c}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \hat{c}}{\partial Y^2} \right) = A \hat{c} + B \hat{c}^+ + C \hat{c}^+ \hat{c}^2 + D (\hat{c}^+)^2 \hat{c}^3 + \hat{F}, \quad (16)$$

которые могут быть получены на основе квантования уравнения Гинзбурга-Ландау и представления операторов рождения фотонов пробного поля в виде

$\hat{a}(X, Y, \xi) = f(X, Y, \xi) + \hat{c}(X, Y, \xi)$. Здесь введены безразмерные координаты $\xi = \frac{z}{L_{df}}$ вдоль и

$X = \frac{x}{a_0}$, $Y = \frac{y}{a_0}$ поперек распространения структуры. Слагаемые со вторыми производными в левой части уравнения (1а) определяют дифракцию пучка, тогда как третий член задает кубическую нелинейность, а четвертый с $\nu = L_{\gamma 2}^2 / (L_{\gamma 4} L_{df})$ – нелинейность пятого порядка; правая часть (1а) описывает диссипацию с учетом линейных и нелинейных $\phi = L_{\gamma 2} / L_{\alpha 2}$, $\mu = L_{\gamma 2}^2 / (L_{\alpha 4} L_{df})$ потерь различных порядков. Слагаемое с $\delta_{eff} = \delta - V(X^2 + Y^2)$ соответствует эффективному параметру радиально-зависимых линейных оптических потерь, где $\delta = \frac{L_{df}}{L_{\alpha l}}$, а величина V характеризует глубину модуляции коэффициента поглощения. Параметры задачи переписываются через характерные длины: нелинейностей третьего $L_{\gamma 2} = 1 / (\gamma_2 |\varepsilon_{in}|^2)$ и пятого $L_{\gamma 4} = 1 / (\gamma_4 |\varepsilon_{in}|^4)$ порядков, линейных потерь $L_{\alpha l} = \alpha_l^{-1}$, нелинейных потерь третьего $L_{\alpha 2} = 1 / (\alpha_2 |\varepsilon_{in}|^2)$ и пятого $L_{\alpha 4} = 1 / (\alpha_4 |\varepsilon_{in}|^4)$ порядков, дифракции $L_{df} = \frac{a_0^2}{D}$, где D – коэффициент дифракции, ε_{in} – начальная приведенная амплитуда пучка. Параметры γ_2 , γ_4 и др. переписываются через управляющие параметры в соответствии с рассматриваемой схемой взаимодействия[3]. Уравнение (1б) содержит коэффициенты вида $A = -i(3|f|^4 \nu - 2|f|^2 - i(\delta_{eff} + 3|f|^4 \mu + 2|f|^2 \phi))$, $B = -i(2|f|^2 f^2 \nu - f^2 - i(2|f|^2 f^2 \mu + f^2 \phi))$, $C = i(1 - 6\nu|f|^2 + i(\phi + 6\mu|f|^2))$ и $D = i(-\nu + i\mu)$, и в условиях используемого в работе приближения $\langle \hat{c}^+ c \rangle \ll |f|^2$ может быть сведено к линейному виду $\frac{\partial \hat{c}}{\partial \xi} = A\hat{c} + B\hat{c}^+ + \hat{F}$, где $\hat{F}(t)$ является оператором шума.

Анализ системы проводился с учетом солитонного решения (1а) в виде[2]

$$f = A_0 A \left(\frac{r}{R_0 R} \right) \exp \left[-\frac{r^2}{2(R_0 R)^2} + i \left(C \frac{r^2}{R_0^2} + \theta + \Psi \right) \right], \quad (2)$$

где $r = \sqrt{X^2 + Y^2}$, θ – угол в сферических координатах; A , R , C , Ψ – амплитуда, пространственная ширина, кривизна волнового фронта и фаза импульса, соответственно; нормировочные коэффициенты выбраны $A_0 = \frac{1}{R_0 \sqrt{\pi}}$ и $R_0 = 1$. При этом, изучение квантовых

флуктуаций оптической структуры проводился для эрмитовых квадратур $\sigma_x = \frac{1}{2}(\hat{c} + \hat{c}^+)$ и

$\sigma_p = \frac{1}{2i}(\hat{c} - \hat{c}^+)$, дисперсии которых в установившемся режиме принимают вид:

$$\langle \Delta \sigma_x^2 \rangle = \frac{2|A|^2 - (A^* B + AB^*)}{8(|A|^2 + |B|^2)}, \quad (3a)$$

$$\langle \Delta \sigma_p^2 \rangle = \frac{2|A|^2 + (A^* B + AB^*)}{8(|A|^2 - |B|^2)}. \quad (3б)$$

Таким образом, в процессе численного решения (1а) производился пересчет параметров A и B из (1б) в каждой точке по длине волокна ξ и их подстановка в (3). В результате, в процессе стабилизации формы вихревого солитона на его пространственном профиле обнаружено формирование серповидных областей неклассического света (см. Рис. б), удовлетворяющего условию $\langle \Delta \sigma_i^2 \rangle < 1/4$. Практическая реализация рассматриваемых в работе эффектов может оказаться полезной для развития методов передачи своеобразных оптических

квантовых “паттернов” (optical quantum patterns), т.е. пространственно-распределённых квантовых состояний, записанных на профиль оптических локализованных структур.

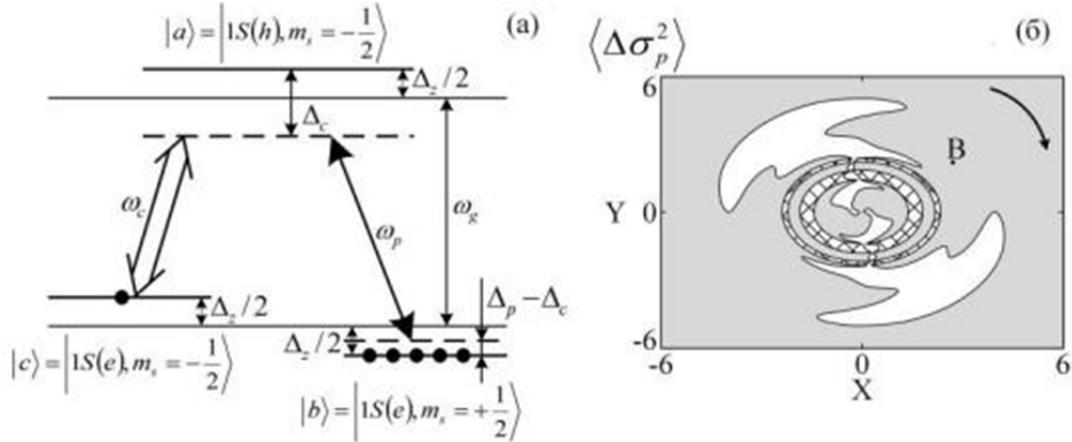


Рисунок. (а) Рамановская схема спин-флип переходов в *GaSb* КТ, помещенных в кварцевое волокно при воздействии магнитного поля в геометрии Фойгта; (б) распределение дисперсий квадратур сформированного диссипативного вихревого солитона в модели (1). Серый фон соответствует уровню флуктуаций выше когерентного, белые области соответствуют сжатию при $\langle \Delta \sigma_{x,p}^2(X,Y) \rangle < 1/4$. Размер КТ $a_{QD} = 11.4$ нм, величина $E_{1S(e)-1S(h)}$ составляет 0.798 эВ, что соответствует длине волны $\lambda_R = 1.55$ мкм. Величина дипольного момента перехода составляет $\mu_{ab} = 9.27 \cdot 10^{-29}$ Кл м при $B = 5$ Тл и $g^F \approx -4$. Размер оптического пучка $a_0 = 28.2$ мкм, скорости релаксации квантовых точек $\Gamma_{ab} = \Gamma_{ac} = 10^9$ с⁻¹, интенсивность пробного поля $I_p = 0.4$ Вт · см⁻², $\Delta_b = -5 \cdot 10^9$ с⁻¹, $\Delta_c = 3 \cdot 10^{10}$ с⁻¹.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант 14-02-97511), Министерством образования и науки РФ, задание ВлГУ № 2014/13.

1. И.И. Решина, С.В.Иванов, *ФТП*, **45**, 220 (2011).
2. В.В. Япаров, В.Б. Тараненко, Н.Н. Розанов, С.В. Федоров, *Оптика и спектроскопия*, **112**, 655 (2012).
3. A.V. Prokhorov, M.G. Gladush, M.Yu. Gubin, A.Yu.Leksin, S.M. Arakelian, *Eur. Phys. J. D.*, **68**:158 (2014).

ГЕНЕРАЦИЯ УЕДИНЕННЫХ ВОЛН ИЗ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОСТОЯННОЙ АМПЛИТУДОЙ В АСИММЕТРИЧНОМ АНТИНАПРАВЛЯЮЩЕМ ДВУХКАНАЛЬНОМ НЕЛИНЕЙНОМ ВОЛОКОННОМ ОТВЕТВИТЕЛЕ, СОСТОЯЩЕМ ИЗ ВОЛНОВОДОВ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЯМИ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Казанцева Е.В.*, Маймистов А.И.**

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

**Московский физико-технический институт (государственный университет), г. Долгопрудный, Московская область, Россия

В модели, описывающей асимметричный двухканальный антинаправляющий нелинейный волоконный ответвитель, численное моделирование показало, что возможна генерация уединенных волн из непрерывного излучения с постоянной амплитудой, заданного на входе в канал с отрицательным показателем преломления.

Распространение и взаимодействие связанных волн в асимметричном антинаправляющем нелинейном волоконном ответвители описывается системой уравнений для нормированных амплитуд e_1 и e_2 напряженностей электрического поля световой волны в волноводах с положительным и отрицательным показателями преломления соответственно [1-3]:

$$i\left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)e_1 + e_2 + r|e_1|^2 e_1 = 0, \quad i\left(\frac{\partial}{\partial \zeta} - \frac{\partial}{\partial \tau}\right)e_2 - e_1 = 0. \quad (1)$$

Нелинейность волновода с положительным показателем преломления определяется параметром нелинейности r , а волновод с отрицательным показателем преломления является линейным, поэтому двухканальный волоконный ответвитель, состоящий из таких волноводов, называется асимметричным. В численном моделировании нормированные напряженности электрического поля $e_1(\tau, \zeta = 0)$ и $e_2(\tau, \zeta = \zeta_L)$ на входах в каналы нелинейного волоконного ответвителя, один из которых обладает положительным показателем преломления, а второй - отрицательным, были заданы условиями $e_1(\tau, \zeta = 0) = 0$, $e_2(\tau, \zeta = \zeta_L) = a$, где a - постоянная величина. Длина волоконного ответвителя $\zeta_L = 40$. Непрерывное излучение с постоянной амплитудой (превышающей некоторое пороговое значение, уменьшающееся с увеличением параметра нелинейности r), заданное на входе в отрицательно преломляющий канал (волновод) асимметричного волоконного ответвителя (т.е. на выходе двухканального волоконного ответвителя), трансформируется (вследствие нелинейной фазовой модуляции) в уединенные волны, распространяющиеся в волоконном ответвители. При значении $a = 2$ (при величине параметра нелинейности $r = 1$) возникла уединенная волна, распространяющаяся в волоконном ответвители (см. Рис.1). На Рис.1 (а) показан модуль нормированной напряженности электрического поля $|e_1|$ в волноводе с положительным показателем преломления, а на Рис.1 (б) - модуль нормированной напряженности электрического поля $|e_2|$ в волноводе с отрицательным показателем преломления.

Увеличение амплитуды входного непрерывного излучения, заданного в отрицательно преломляющем канале асимметричного антинаправляющего волоконного ответвителя при $\zeta = \zeta_L$, приводит к увеличению числа уединенных волн, появляющихся на рассматриваемом временном интервале (см. Рис.2-Рис.3).

Численное моделирование, проведенное при нескольких значениях параметра нелинейности $r = 1, 0.5, 0.25, 0.1$, показало, что пороговое значение амплитуды a непрерывного постоянного излучения, определяющее условие возникновения уединенных волн, уменьшается с увеличением параметра нелинейности r .

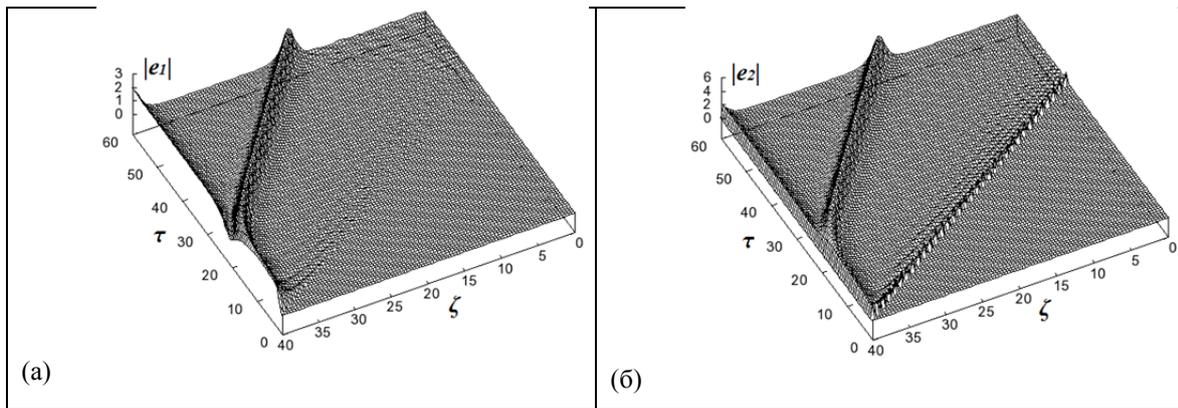


Рис. 1. Формирование уединенной волны из непрерывного излучения с амплитудой $a = 2$ (при $r = 1$). Излучение задано в отрицательно преломляющем канале нелинейного антинаправляющего ответвителя при $\zeta_L = 40$

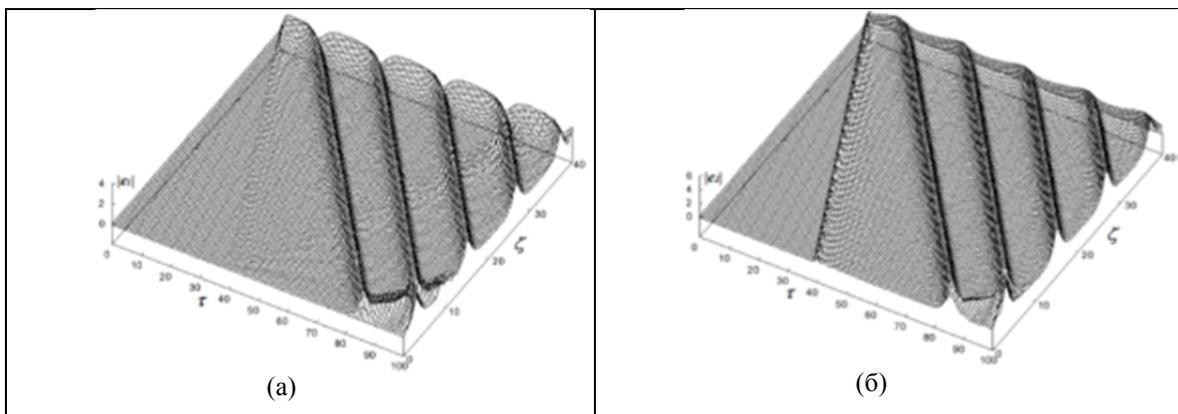


Рис. 2. Формирование уединенных волн из непрерывного излучения с амплитудой $a = 2.1$ (при $r = 1$). Излучение задано в отрицательно преломляющем канале нелинейного антинаправляющего ответвителя при $\zeta_L = 40$

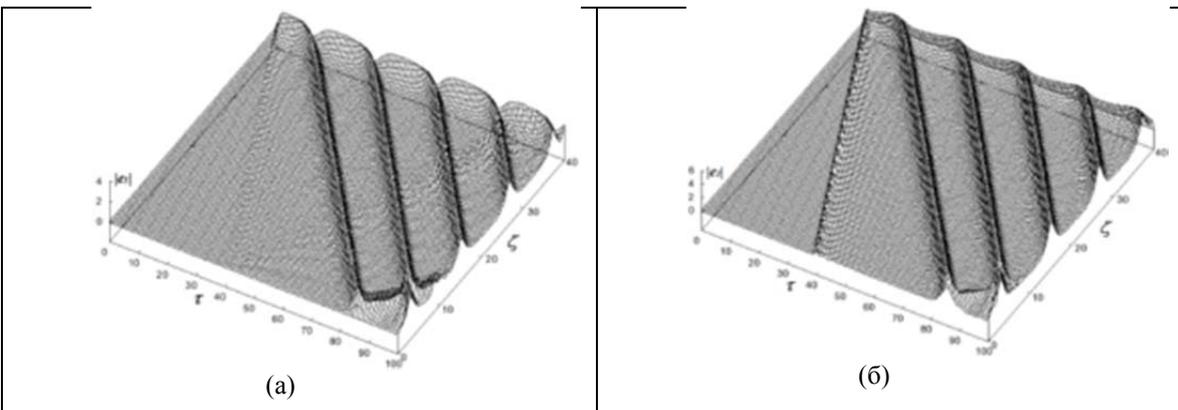


Рис. 3. Формирование уединенных волн из непрерывного излучения с амплитудой $a = 2.5$ (при $r = 1$). Излучение задано в отрицательно преломляющем канале нелинейного антинаправляющего ответвителя при $\zeta_L = 40$

На Рис.4(а) для различных значений параметра нелинейности $r = 1, 0.5, 0.25, 0.1$ приведены графики, показывающие, как зависит интервал времени T (вдоль оси τ), в течение которого формируются уединенные волны, от постоянной амплитуды a непрерывной волны. На графиках Рис. 4 (б) для тех же значений параметра нелинейности приведены графики изменения параметра β , характеризующего скорость сформированных уединенных волн, в зависимости от амплитуды a непрерывной волны, заданной при $\zeta_L = 40$ в канале с

отрицательным показателем преломления. Параметр скорости β и амплитуда сформировавшихся уединенных волн тем больше, чем выше амплитуда входного непрерывного излучения. Исследование поддержано грантами РФФИ (грант № 15-02-02764) и РНФ (грант 14-22-00098).

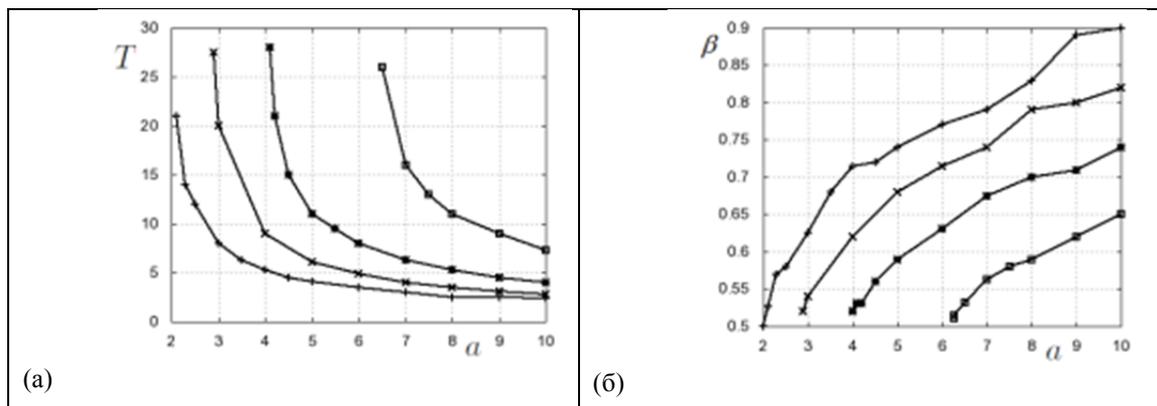


Рис. 4. Графики зависимости периода T (Рис.4,а), на котором формируются уединенные волны, и параметра скорости уединенных волн β (Рис.4,б) от амплитуды a непрерывной волны с постоянной амплитудой. Графики приведены для значений параметра нелинейности $r = 1$ (график показан сплошной линией с крестиками), $r = 0.5$ (сплошная линия с наклонными крестиками), $r = 0.25$ (сплошная линия со звездочками), $r = 0.1$ (сплошная линия с квадратиками)

1. E.V. Kazantseva, A.I. Maimistov, *Phys Rev. A*, **80**, 043833, (2009).
2. А.И. Маймистов, Е.В. Казанцева, С.С. Оженко, *Известия РАН. Серия физическая*, **75**, №2, 180-182, (2011).
3. Е.В. Казанцева, А.И. Маймистов, *Квантовая электроника*, **45**, №12, 1137-1142, (2015).

БИФОТОННАЯ РЕФРАКТОМЕТРИЯ НА ОСНОВЕ СПОНТАННОГО ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ В НАНОВОЛОКНАХ

Шухин А.А., Калачев А.А.

КФТИ КазНЦ РАН

В работе обсуждаются вопросы, связанные с генерацией коррелированных пар фотонов в процессе спонтанного четырёхволнового смешения в суженных оптических волокнах. Рассмотрено влияние поглощающей среды вокруг нановолокна на процесс генерации бифотонного поля. Показано, что используя такие физические системы как нановолокна, можно с высокой точностью определять наличие ИК линий поглощения, регистрируя фотоны в видимой области спектра. Благодаря неоднородности диаметра волокна вдоль продольной координаты данные измерения можно осуществлять в широкой области спектра.

ГЛАДКИЙ ПЕРЕХОД ИЗ ВОЛНОВОДА В АНТИВОЛНОВОД: ГАУССОВЫ ПУЧКИ

Со И.А., Киселев А.П.* **, Плаченев А.Б.*** ****

Невинпат, Санкт-Петербург, Россия

*ПОМИ РАН им. В.А. Стеклова, Санкт-Петербург, Россия

**Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

***Московский технологический университет, Москва, Россия

****Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

Изучается распространение гауссовых пучков в среде с квадратичной зависимостью показателя преломления от расстояния до выделенной оси. Определяющий эту зависимость коэффициент плавно зависит от продольной координаты вдоль этой оси так, что в некотором сечении происходит переход от волноводного к антиволноводному характеру распространения. Рассматриваются высшие моды.

В работе рассматривается решение уравнения Гельмгольца

$$u_{xx} + u_{yy} + u_{zz} + k^2 n^2 u = 0,$$

в котором зависимость показателя преломления от координат имеет вид

$$n(x, y, z) = n_0 - \frac{n_2(z)}{2}(x^2 + y^2).$$

Решения, локализованные в окрестности оси z ($|u| \rightarrow 0$ при $(x^2 + y^2) \rightarrow \infty$), ищутся в виде

$$u = e^{ikn_0 z} U(x, y, z).$$

Для приближённого построения функции U используется классический метод параболического уравнения: в параксиальном приближении

$$U_{xx} + U_{yy} + 2ikn_0 U_z - k^2 n_0 n_2 (x^2 + y^2) U = 0. \quad (1)$$

Осесимметрический гауссов пучок — фундаментальная мода(Рис.) — имеет вид

$$g = \exp(ikn_0 z) G(x, y, z),$$

где

$$G = a(z) \exp\left\{ ik \frac{x^2 + y^2}{2q(z)} \right\},$$

$q(z)$ — комплексный параметр пучка [1]. Условие локализации означает, что $\text{Im}q(z) < 0$.

Функции $q(z)$ и $a(z)$ выражаются в терминах лучевой $ABCD$ -матрицы [1]:

$$q(z) = \frac{A(z)q_0 + B(z)}{C(z)q_0 + D(z)},$$

$$a(z) = \frac{\text{const}}{A(z)q_0 + B(z)}.$$

В работе получены явные выражения для элементов лучевой матрицы для случая, когда коэффициент n_2 линейно зависит от продольной координаты z :

$$n_2(z) = -N_2 z, \quad N_2 > 0.$$

В этом случае

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \sqrt{n_0 \mu} & \sqrt{n_0 \mu} \\ 0 & \sqrt{n_0 \mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v(t) & u(t) \\ v_t(t) & u_t(t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v(0) & u(0) \\ v_t(0) & u_t(0) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sqrt{n_0 \mu} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{n_0 \mu}} \end{pmatrix}.$$

Здесь $v(z) = \text{Ai}(z)$, $u(z) = \text{Bi}(z)$ – функции Эйри, $t = \mu z$, $\mu = (N_2 / n_0)^{1/3}$.

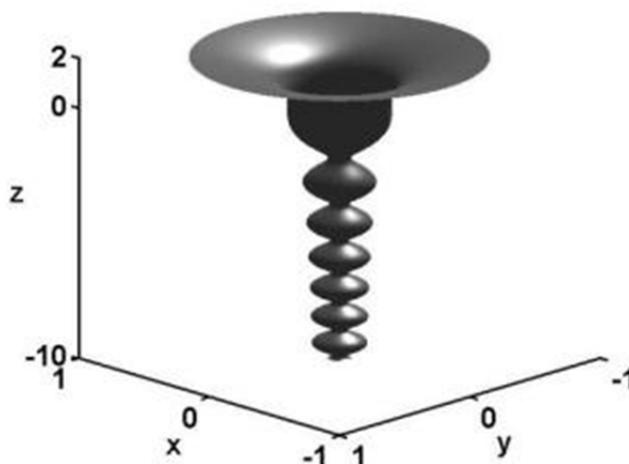


Рисунок. Полуширина фундаментальной моды ($q_0 = -4i$, $n_0 = 1$, $k = 100$)

Далее рассматриваются некоторые высшие моды, а именно моды Лапласа—Гаусса и Гельмгольца—Гаусса [3]:[4]. Решения параболического уравнения (1) ищутся в виде

$$U = H(X, Y, Z)G,$$

где функция H , называемая амплитудой, ищется как функция переменных $X = a(z)x$, $Y = a(z)y$ и

$$Z = \frac{1}{n_0} \int a^2(z) dz.$$

В работе [2] было установлено, что H удовлетворяет вторичному параболическому уравнению

$$2ikH_z + H_{xx} + H_{yy} = 0.$$

В частности, если зависимость от Z отсутствует, мы получаем моды Лапласа—Гаусса [3],[4], в которых функция H является гармонической функцией переменных X и Y . Допустив явную зависимость от Z , и делая подстановку [3]

$$H = \exp\{-iLZ\}\Psi(X, Y),$$

приходим к уравнению Гельмгольца для Ψ

$$\Psi_{xx} + \Psi_{yy} + K^2\Psi = 0.$$

Постоянные L и K связаны соотношениями

$$K = \sqrt{2kL}, \quad L = \frac{K^2}{2k}.$$

Такие решения называются модами Гельмгольца—Гаусса. В частности, для мод Бесселя—Гаусса [5]

$$\Psi(X, Y) = \exp\{im\Phi\}J_m(KR),$$

где

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = a(z)\sqrt{x^2 + y^2},$$

$X = R \cos \Phi$, $Y = R \sin \Phi$, Φ – полярный угол, J_m – функция Бесселя m -го порядка.

1. Н. Kogelnik, *Appl. Opt.*, **4**, 1562-1569, (1965).
2. А.Р. Kiselev, А.В. Plachenov, *JOSA A*, **33**, 663-666, (2016).
3. А.П. Киселев, *Опт. Спектр.*, 96, 533-535, (2004).
4. J.C. Gutiérrez-Vega, М.А. Bandres, *JOSA A*, **22**, 289-298 (2005).
5. F. Gori, C. Guattari, C. Padovani, *Opt. Commun.* **64**, 491-495 (1987).

ПОЛУКОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ЛИТИЯ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ ФОРСТЕРИТА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Лебедев В.Ф., Макачук П.С., Степанов Д.Н.,
Ильин А.Н., Козляков М.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В условиях нестационарного лазерного факела проведен полуколичественный анализ изменения концентрации лития в серии лазерных кристаллов форстерита методом лазерно-искровой спектроскопии. Предложен алгоритм проведения анализа спектров плазмы в режиме реального времени.

Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) продолжает оставаться одним из самых динамично развивающихся спектральных методов [1]. Измерения могут проходить в условиях существенной нестационарности параметров лазерного факела от импульса к импульсу, связанной в первую очередь с непостоянством его пространственного положения, изменением температуры лазерного факела, и т.д. В этом случае становится актуальной разработка алгоритмов математического анализа и обработки эмиссионных спектров, результатом чего может явиться возможность проведения измерений в режиме реального времени и даже в автоматическом режиме. Применение техники ЛИЭС предпочтительно и при идентификации легких элементов таких, например, как литий, бор.

Настоящая работа посвящена идентификации примеси лития в лазерных монокристаллах форстерита. Легирование кристаллов форстерита $\text{Cr}^{3+}, \text{Li}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ литием приводит к радикальному изменению спектральных свойств излучающего иона Cr^{3+} и возможности перестраиваемой лазерной генерации в области 1 мкм [2].

Исследования проведены для серии кристаллов, в которой концентрация Li в расплаве исходных химических компонентов последовательно увеличивалась в каждом вновь выращенном кристалле. В качестве источника излучения в собранной схеме измерений методом ЛИЭС применен импульсный твердотельный $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ лазер LQ-129 (Солар ЛС, Беларусь) с ламповой накачкой. Осуществлялась генерация в режиме активной модуляции добротности с частотой следования моноимпульса 2 Гц, длительностью 12 нс и энергией в импульсе 20 мДж. Излучение фокусировалось на поверхность исследуемых образцов линзой с $f=60$ мм. Регистрация излучения плазмы в спектральном диапазоне 337-892 нм происходила с помощью скоростного спектрометра AvaSpec-ULS2048L (Avantes) со спектральным разрешением 1 нм. Излучение от лазерного факела собиралось коллимационной линзой COL-UV/VIS (Avantes) и фокусировалось на торец приемного оптического волокна, соединенного с входом спектрометра. Образцы кристаллов устанавливались на линейный транслятор матовой плоской поверхностью, ортогональной распространению пучка лазера. В процессе измерений исследуемый кристалл не перемещался относительно лазерного пучка и подвергался воздействию серии из 50-ти импульсов излучения.

Для уменьшения влияния загрязненности поверхности образца на результаты анализа спектров плазмы десять первых «чистящих» импульсов отбрасывались (контроль осуществлялся по уменьшению интенсивности полосы излучения натрия).

Для идентификации лития использовалась эмиссионная линия 670.77 нм. Для расчета температуры плазмы в приближении локального термодинамического равновесия [1], использовались значения интенсивностей линий магния Mg I (382.23, 517.27 и 518.36 нм) с характеристиками переходов, приведенными в базе данных NIST.

Ранее [3] было успешно продемонстрировано автоматическое в режиме реального времени распознавание твердых материалов методом LIBS в условиях значительного изменения параметров факела, в том числе, в широком диапазоне временных задержек. В основе математического анализа спектров плазмы лежал расчет доли излучения распознаваемого вещества в величине полного излучения плазмы мишени. Эта величина

оказывалась мало изменяющейся и характеризовала распознаваемый материал. В результате тип мишени определялся с помощью предварительно созданной базы данных различных материалов.

В настоящей работе оценка концентрации лития в кристаллах осуществлялась посредством расчета величины Int Li , равной отношению интегральных величин излучения лития к полному свечению плазмы кристалла. Расчет производился с помощью разработанного на языке C# программного комплекса с использованием библиотеки .NET Framework 4.5, который также управлял спектрометром и запуском лазера через подключаемую библиотеку `avaspec.dll`.

На Рис. 1 приведены зависимости интегральных величин полос излучения магния Mg I, лития Li I и Int Li от времени задержки между началом измерений и импульсом генерации лазера. Из рисунка видно, что в отличие от интегральных величин свечения отдельных полос, значение Int Li остается величиной, мало изменяющейся для всего диапазона времен задержек (диапазон существования линейчатого спектра плазмы).

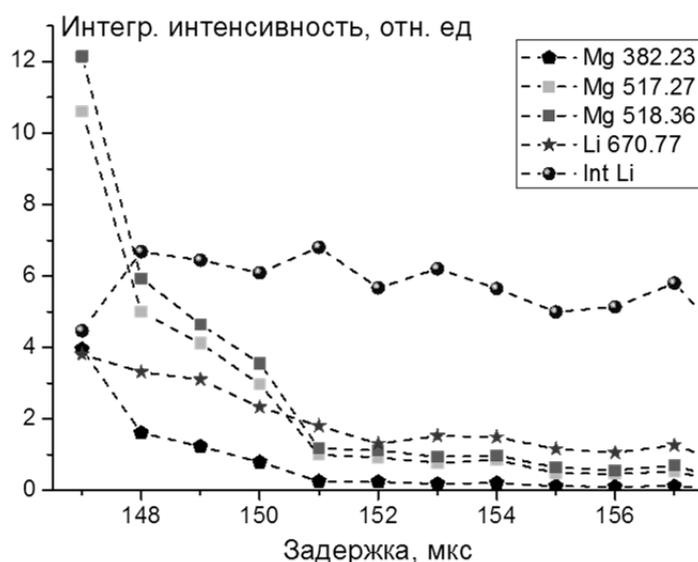


Рис. 1. Зависимости интегральных величин свечения полос Mg I и Li I, а также величины Int Li от времени задержки

На Рис. 2а для фиксированного времени задержки 152 мкс приведены группы из 50-ти значений величины Int Li для каждого кристалла с номерами от 131 до 140, расположенными в порядке последовательного увеличения концентрации лития в исходном расплаве (вес.%). Хорошо видно, что уже при достаточно невысокой концентрации лития в расплаве (0.03 вес.%) наступает насыщение величины концентрации лития в кристалле. Приведенная на рисунке зависимость определяет и характер изменения распределения лития между кристаллом форстерита и его расплавом. Величины Int Li могут быть пересчитаны в абсолютные значения концентраций лития если известна концентрацию лития хотя бы в одном из кристаллов. В результате анализа спектров плазмы для каждого из образцов, приведенных на Рис. 2а, обнаружено, что разброс значений Int Li внутри каждой серии измерений достаточно хорошо описывается нормальным распределением (Рис. 2б).

На Рис. 3 для кристалла №138 приведены значения величины Int Li и рассчитанные по эмиссионным спектрам значения температуры плазмы при варьируемой временной задержке.

Приведенные данные показывают, что и в достаточно широком диапазоне задержек (148-156 мкс), диапазон изменений величины Int Li (Рис. 3) находится в том же интервале, что и при фиксированной временной задержке (Рис. 2а). Это означает, что приведенная на Рис. 2а зависимость может быть построена и в условиях еще более высокой нестабильности лазерного факела. Так как расчет температуры плазмы проводился с помощью дополнительного модуля разработанной программы, то очевидно, что существует возможность автоматизации расчета абсолютных концентраций лития бескалибровочным методом.

Проведенные исследования показали возможность создания алгоритма полуколичественного анализа микропримеси лития в форстерите методом ЛИЭС в условиях высокой нестационарности лазерного факела в режиме реального времени. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-23-00136).

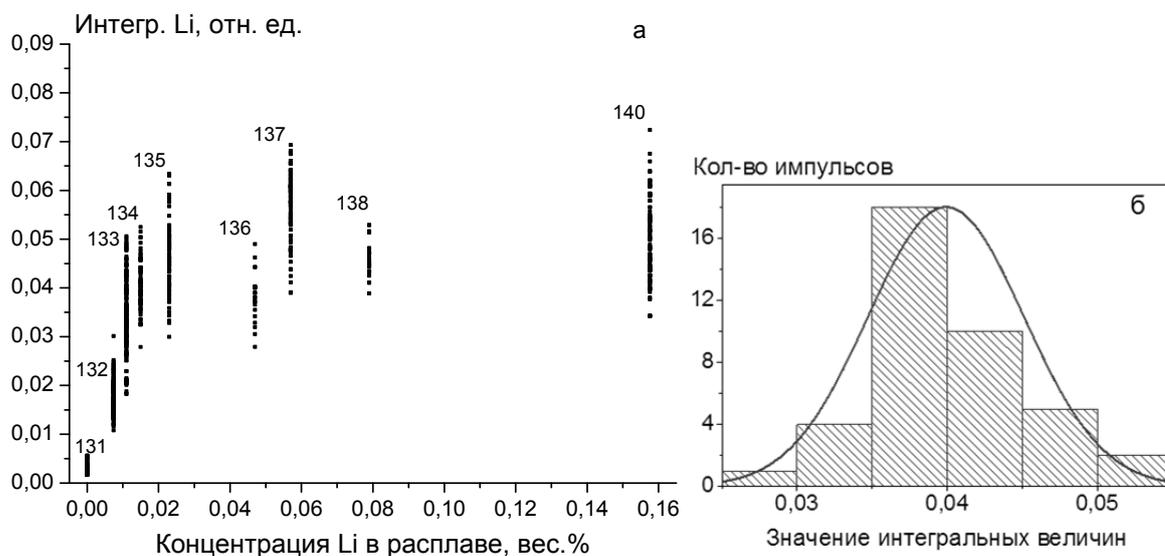


Рис. 2. Зависимость величины Int Li для серии кристаллов №131-140 от концентрации лития в исходном расплаве (а); характерный вид гистограммы значений величины Int Li для образца №134, аппроксимированной нормальным распределением (б)

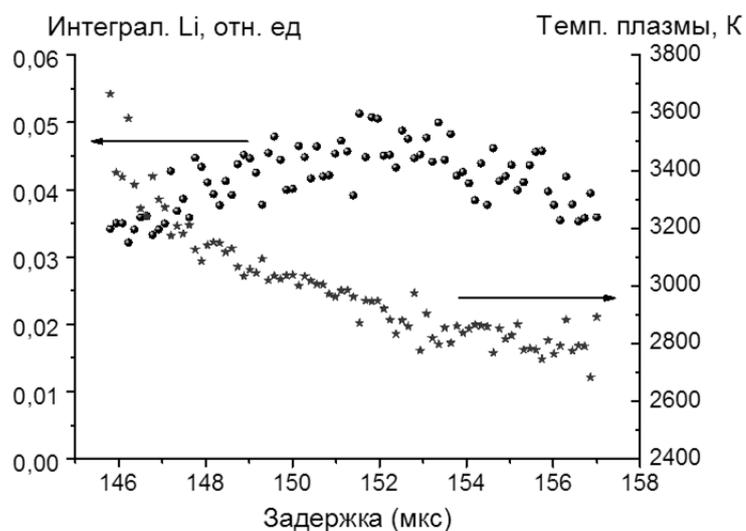


Рис. 3. Зависимости величины Int Li и температуры плазмы от времени задержки (обр. №138)

1. S. Musazzi, U. Perini, *Laser-induced breakdown spectroscopy: Theory and Applications*, Springer, 565 p., (2014).

2. V.F. Lebedev, S.Yu. Tenyakov, A.V. Gaister, A.S. Podstavkin, A.V. Shestakov, V.N. Sorokin, *Optics Letters*, **31** (10), 1438-1440, (2006).

3. V.F. Lebedev, A.A. Shestakov, *Proc. SPIE*, **7822**, 78220V, (2011).

МЕТОДИКА ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Близнюк В.В., Березовская Н.В., Брит М.А., Коваль О.И., Паршин В.А.,
Ржанов А.Г.*

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, Москва, Россия

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

Рассмотрен метод определения режима генерации лазерного диода на фундаментальной моде по измерениям дальнего поля. Обсуждается реализация метода при измерениях угла расходимости излучения в дальней зоне в двух плоскостях с использованием координат характерных точек гауссовой функции.

Одним из основных признаков деградации инжекционных лазеров (ИЛ), является изменение со временем модовой структуры их излучения. Именно поэтому внимание уделяется исследованию диаграмм направленности (ДН) излучения ИЛ.

Анализ в дальней зоне нормированных угловых зависимостей интенсивности излучения ИЛ в плоскости, перпендикулярной р-п-переходу (далее – вертикальной плоскости), и в плоскости р-п-перехода (далее – горизонтальной плоскости), широко используется для определения режимов генерации[1]–[3]. Если при возрастании мощности излучения ИЛ нормированные угловые зависимости интенсивности излучения в вертикальной и горизонтальной плоскости не изменяются, и возможна хорошая аппроксимация этих зависимостей гауссовой функцией. Тогда принято считать, что имеет место генерация на основной моде[1]–[3]. Однако, использование такой методики позволяет лишь качественно оценивать модовую структуру излучения.

Строгое определение режима генерации ИЛ на основной моде осуществляется путем измерений коэффициента распространения пучка M^2 (ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008). В случае сильно расходящегося излучения ИЛ параметр M^2 может определяться по методике, изложенной в работе[1]. Авторы используют факторизованное представление поперечного распределения интенсивности в лазерном пучке: $M^2 = M_x \cdot M_y$, где M_x и M_y – факторы для вертикальной и горизонтальной плоскостей соответственно, и полагают, что фактор M_x с хорошей точностью равен единице. В таком случае:

$$M^2 = (2\pi / \lambda) \sigma_y \sigma_\varphi \quad (1)$$

где k и λ – волновое число и длина волны излучения в вакууме; σ_y и σ_φ – среднеквадратичные размеры пучка в ближней и дальней зонах соответственно:

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{\int F(y) y^2 dy}{\int F(y) dy}}; \quad \sigma_\varphi = \sqrt{\frac{\int I(\varphi) \sin^2 \varphi d(\sin \varphi)}{\int I(\varphi) d(\sin \varphi)}} \quad (2)$$

$F(y)$ и $I(\varphi)$ – распределения интенсивности излучения в ближней и дальней зонах в горизонтальной плоскости; y – координата точки на выходном зеркале ИЛ в горизонтальной плоскости; φ – угловая координата точки, расположенной в горизонтальной плоскости в дальней зоне.

Определение вида функции $F(y)$ связано с использованием дорогостоящего оборудования и со сложной обработкой результатов измерений. В данной работе предлагается алгоритм количественного анализа ДН излучения ИЛ с расходимостью, определяемой дифракционным пределом. Известно, что ДН излучения с такой расходимостью формируется, когда распределение его интенсивности в ближней зоне описывается гауссовой функцией[4]. Пятно излучения на выходном зеркале ИЛ имеет форму эллипса, и распределение интенсивности

излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях имеют вид: $F(x) = \exp(-a^2 x^2)$ и $F(y) = \exp(-b^2 y^2)$, соответственно.

Угловое распределение интенсивности излучения в указанных плоскостях определяется Фурье-разложением излучения в ближнем поле $F(x)$ и $F(y)$ и угловым фактором Гюйгенса[4],[5] $G^2(\theta)$:

$$f(\theta) = \frac{\left| \int_0^\infty \exp(-a^2 x^2) \exp(ik_0 x \sin(\theta)) dx \right|^2}{\left| \int_0^\infty \exp(-a^2 x^2) dx \right|^2} = G^2(\theta) \exp\left(\frac{k_0^2 \sin^2(\theta)}{2a^2}\right). \quad (3)$$

Угловой фактор Гюйгенса равен[6]:

$$G^2(\theta) = \frac{m^2 + \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta)}}{m^2 \cos(\theta) + \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta)}} \cos^2(\theta), \quad (4)$$

где $m = 1$ для ТЕ-мод или $m = n$ для ТМ-мод, n – показатель преломления волновода.

Угловое распределение интенсивности излучения в горизонтальной плоскости определяется путем замены в (3) коэффициента a на коэффициент b . Для определения коэффициентов a и b необходимо измерить $F(x)$ и $F(y)$ в ближней зоне, что, как было отмечено выше, представляет собой достаточно сложную техническую задачу. Однако коэффициенты a и b можно найти и путем измерений углов расходимости излучения $\theta_{1/2}^\perp$ и $\theta_{1/2}^\parallel$ в вертикальной и горизонтальной плоскостях соответственно. При подстановке в (3) и (4) вместо переменной θ значений углов $\theta_{1/2}^\perp$ и $\theta_{1/2}^\parallel$ левая часть (3) равна 0,5, что позволяет определить коэффициенты a и b :

$$a = \frac{k_0 \sin(\theta_{1/2}^\perp)}{\sqrt{2 \ln(2G^2(\theta_{1/2}^\perp))}}; \quad b = \frac{k_0 \sin(\theta_{1/2}^\parallel)}{\sqrt{2 \ln(2G^2(\theta_{1/2}^\parallel))}}. \quad (5)$$

Зная коэффициенты a и b , можно определить не только аналитический вид функции ДН, но и вид экспоненциального сомножителя в (3). Это позволяет упростить анализ экспериментально полученных ДН для исследования модовой структуры ИЛ, используя характерные точки гауссовой кривой.

1. В.В. Поповичев, *Квантовая электроника*, **32**, №12, 1099-1103, (2002).
2. С.О. Слипченко, *ФТП*, **38**, №12. С. 1477-1483, (2004).
3. Е.И. Давыдова, *Квантовая электроника*, **39**, №1, 18-22. (2009).
4. Х. Кейси, М. Паниш, “Лазеры на гетероструктурах”, М.: Мир, (1981).
5. П.Г. Елисеев, “Введение в физику инжекционных лазеров”, М.: Наука, (1983).
6. G.H.V. Thompson, “Physics of semiconductor laser devices”, N.Y., J. Wiley and Sons, (1980).

ПРИМЕНЕНИЕ СХЕМЫ С НАРУШЕННЫМ ПОЛНЫМ ВНУТРЕННИМ ОТРАЖЕНИЕМ ДЛЯ ФОТОННОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Нащочин Е.О., Доронин И.С., Окишев К.Н.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В работе рассматриваются результаты экспериментов с классической схемой измерения размеров частиц методом фотонной корреляционной спектроскопии. Описывается экспериментальная установка, реализующая метод с нарушенным полным внутренним отражением, потенциально позволяющий повысить достоверность измерений.

В различных отраслях науки, техники, медицине, биологии, фармакологии широко используются коллоидные системы (суспензии наночастиц), свойства которых зачастую зависят от размера частиц. Один из методов, используемых для измерения размеров частиц – метод фотонной корреляционной спектроскопии (ФКС).

Метод ФКС позволяет на основании анализа излучения, рассеянного частицами жидкофазной дисперсной среды делать выводы о распределении частиц в среде по размерам. При этом предполагается, что концентрация частиц невелика и они совершают броуновское движение. Функции автокорреляции (АКФ) рассеянного излучения $G(\tau)$ зависит от коэффициента диффузии D частиц в растворителе[1]:

$$G(\tau) = \frac{E_m^2}{2} e^{-k^2 D \tau} \quad (1)$$

Коэффициент диффузии D определяется соотношением Стокса-Эйнштейна[2]:

$$D = \frac{k_b T}{6\pi\eta R}, \quad (2)$$

где k_b – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура, η – коэффициент динамической вязкости жидкости, R – радиус частиц.

На основании приведенных соотношений можно судить о размере частиц в суспензии при известной вязкости и температуре среды. Метод ФКС, использующий эти соотношения, позволяет с высокой точностью измерять средний размер частиц в монодисперсных распределениях.

С помощью метода ФКС можно определять распределение частиц по размерам в полидисперсных средах. Функцию автокорреляции излучения, рассеянного суспензией с полидисперсным распределением частиц по размерам можно представить в виде суммы АКФ для каждого размера (радиуса) частиц в суспензии со своим весовым коэффициентом:

$$G_{\text{пд}}(\tau) = \sum_{j=1}^N k_j G_j(\tau), \quad (3)$$

где $G_j(\tau)$ – автокорреляционная функция для конкретного радиуса частицы, k_j - весовой коэффициент зависящий от радиуса частицы, определяющий вклад автокорреляционной функции для конкретного радиуса частицы в общую автокорреляционную функцию.

Решение обратной задачи по нахождению весовых коэффициентов k_j из функции автокорреляции (3) для полидисперсного распределения связано с математической неопределенностью, что оказывает влияние на достоверность измерения полидисперсных распределений методом ФКС.

Так эксперименты с серийным прибором, основанным на методе ФКС выявили плохую повторяемость результатов измерений: среднее значение размера частиц при монодисперсном

распределении определялось с высокой достоверностью, но форма распределения частиц по размерам существенно различалась при повторных измерениях одного и того же образца[3].

Причиной подобной неустойчивости результатов измерений, по мнению авторов[3], помимо сложности решения обратной задачи, может являться наличие конвективных течений в объеме суспензии, вызванных тепловыми и концентрационными неоднородностями.

В работе[4] была предложена схема проведения измерений методом ФКС с использованием явления нарушенного полного внутреннего отражения, потенциально позволяющая снизить влияние конвективных течений и повысить достоверность измерения распределения по размерам.

Для экспериментальной проверки преимуществ предложенной схемы была разработана и изготовлена экспериментальная установка, реализующая схему с нарушенным полным внутренним отражением в ФКС. Конструкция экспериментальной установки представлена на рис. 1.

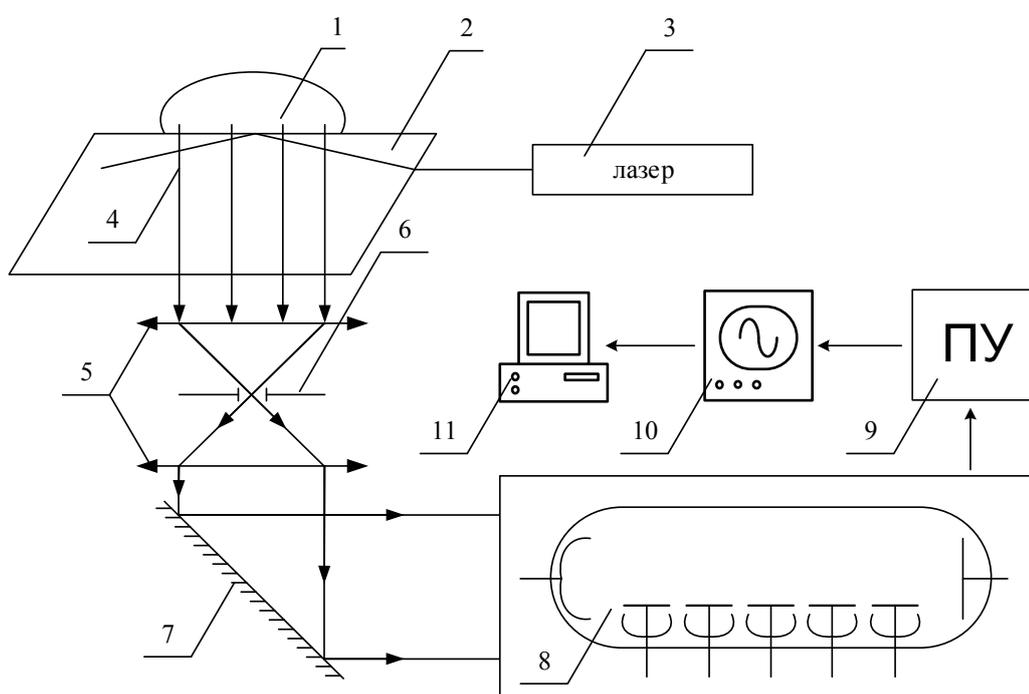


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для ФКС в схеме с НПВО

Излучение лазера (3), направляется на призму (2) таким образом, чтобы оно попало на границу раздела сред – верхняя поверхность призмы (2) – исследуемая среда (1) – под углом больше угла полного внутреннего отражения. В результате явления нарушенного полного внутреннего отражения часть излучения проникает в исследуемую среду и рассеивается на частицах исследуемой среды. Рассеянное в направлении коллиматора (5) излучение (4) ограничивается диафрагмой (6), отражается от зеркала (7) и попадает на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) (8). Сигнал с ФЭУ усиливается предварительным усилителем (9) и оцифровывается цифровым записывающим осциллографом (10). Оцифрованные данные передаются в ПК (11) для дальнейшей обработки.

Рассеянное излучение имеет очень маленькую мощность и для его детектирования необходимо использовать чувствительные приборы. В экспериментальной установке для приема рассеянного излучения используется ФЭУ-68 с сурьяно-натриево-калиево-цезиевым фотокатодом. Максимум спектральной чувствительности ФЭУ-68 находится в диапазоне 420-460 нм. В качестве источника излучения был выбран лазерный модуль с длиной волны 445 нм. Для оцифровки сигнала используется цифровой запоминающий осциллограф LeCroy WaveSurfer 104MXs, с полосой пропускания 1 ГГц и скоростью сэмпирования 5 Готсчетов/с.

Теоретические АКФ для условий планируемого эксперимента были рассчитаны по формуле[4]:

$$G(\tau) = E_0^2 \frac{e^{-\frac{k_x^2 D \tau}{3}}}{2\sqrt{\pi D \tau / 3}} \int_0^\infty \int_0^\infty \left[e^{-\frac{3(z-z_0)^2}{4D\tau}} + e^{-\frac{3(z+z_0)^2}{4D\tau}} \right] \times \times e^{-\frac{z+z_0}{b_0}} \cos(k_z(z-z_0)) dz dz_0 \quad (4)$$

Результаты расчетов представлены на Рис. 2.

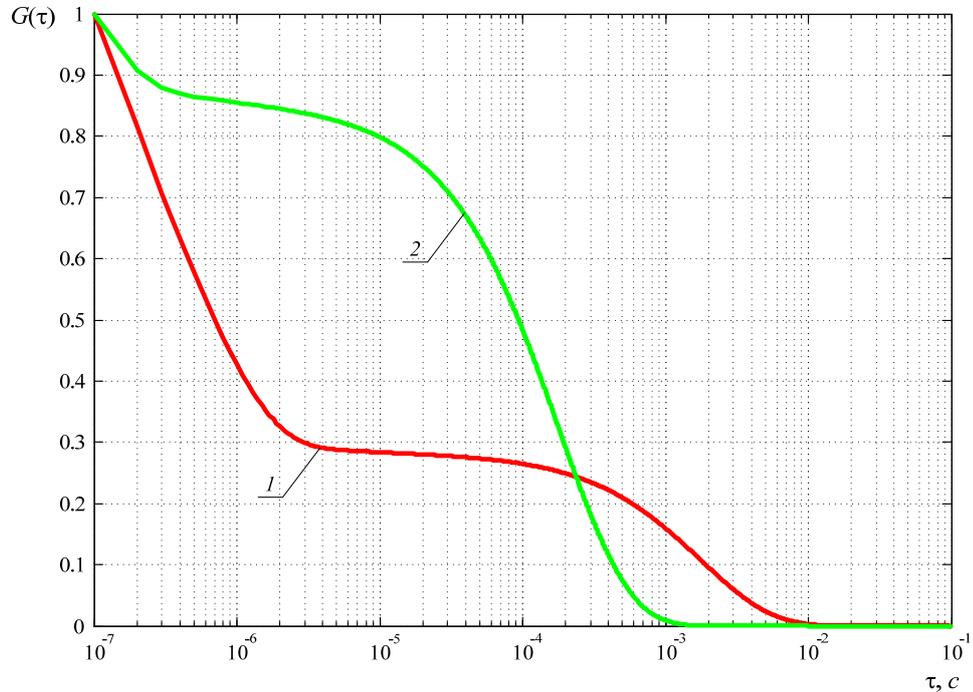


Рис. 2. Автокорреляционная функция рассеянного излучения в схеме с НПВО, для частиц диаметром: кривая 1 - 100 нм, 2 - 10 нм [3]

Расчеты проводились для излучения с длиной волны $\lambda = 445$ нм, падающего под углом $\alpha = 85^\circ$ на границу раздела между стеклом ($n_1 = 1,54$) и суспензией ($n_2 = 1,33$) сферических наночастиц двух размеров: 10 и 100 нм.

Расчитанные функции автокорреляции для схемы с НПВО в отличие от классической схемы имеют подъем в области малых времен. Целью планируемого эксперимента является проверка результатов численного расчета и возможности повысить достоверность результатов решения обратной задачи, благодаря особенности формы АКФ в схеме с НПВО.

1. Г. Камминс, Э. Пайк, *Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов*, пер. с англ., (1978)
2. Ю.Г. Фролов, *Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы*, (1988)
3. Е.О. Нащочин, И.С. Доронин, К.Н. Окишев, *Бюллетень научных сообщений*, №20, 108-113, (2015)
4. V. Krishtop, I. Doronin, K. Okishev, *Optics Express*, **20**, №23, 25693-25699, (2012)

НАБЛЮДЕНИЕ СЛАБЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ОТКЛИКОВ МАГНИТНОЙ НАНОЖИДКОСТИ

Фофанов Я.А., Плешаков И.В.* ** , Прокофьев А.В.* ** , Бибик Е.Е.***

Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

**Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

***Санкт-Петербургский государственный технологический институт
(технический университет), Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены особенности и перспективы развития поляризационно-оптического зондирования объектов с малой оптической анизотропией. Показана возможность регистрации слабых поляризационных откликов магнитных наножидкостей в широком диапазоне концентраций.

Характерным для настоящего времени является неослабевающий интерес к изучению свойств света, процессов его переноса и взаимодействия с веществом. С другой стороны, само это взаимодействие, как известно, может быть весьма результативно использовано для исследования самых различных веществ, материалов и систем (например, атомов или частиц). Особенно эффективными являются оптические методы, использующие поляризационные свойства света [1]-[3]. Тем не менее, перспективы дальнейшего развития и применения оптического зондирования вещества лазерным излучением с глубокой поляризационной модуляцией ограничиваются в ряде случаев отсутствием достаточно полных представлений о его возможностях. В докладе рассмотрены некоторые особенности и перспективы развития поляризационно-модуляционных исследований объектов с малой оптической анизотропией. На примере магнитных наножидкостей показана возможность регистрации слабых поляризационных магнитооптических откликов в широком диапазоне концентраций.

Экспериментальные установки для поляризационно-оптических исследований содержат лазер, модуляторы поляризации, устройства для крепления и перемещения исследуемых объектов, поляризационный анализатор, систему управления процессом измерений и накопления данных и др. [2]-[4]. Особый интерес часто представляют исследования образцов, обладающих малым двулучепреломлением φ [4]-[6]. Естественной мерой малости при этом может быть соотношение $\varphi \ll 1$ рад. В этом случае регистрируемый установкой сигнал (поляризационный отклик) пропорционален φ [2]-[4]. Объекты, удовлетворяющие данному критерию, можно назвать «слабыми образцами» (образцами со «слабой анизотропией»), а поляризационные отклики слабых образцов естественно называть «слабыми откликами», хотя выходной сигнал измерительной установки может быть при этом отнюдь не слабым.

Помимо линейности шкалы, слабые отклики обладают, еще одним полезным свойством - аддитивностью: суммарный отклик системы образцов равен сумме их отдельных откликов, измеренных независимо. Аддитивность и линейность слабых откликов существенно упрощают выполнение и анализ результатов высокочувствительных поляризационно-оптических исследований в целом ряде важных для практики задач [4],[6]. Рассмотренный выше критерий малости относится к исследуемым объектам. Согласно ему максимальные значения откликов, наблюдаемых в линейной шкале, соответствуют ориентировочно значениям $\varphi_{\max} = 0,1$ рад. Еще один естественный критерий связан с флуктуациями зондирующего излучения [3]. При мощности используемого лазера 1 мВт величина слабого (предельно малого) двулучепреломления, обнаружимого на уровне фотонных (дробовых) шумов света (пороговая чувствительность), составляет порядка 10^{-8} рад. Таким образом, существует весьма широкий (до семи и более порядков по амплитуде) диапазон, в котором поляризационные отклики слабые (линейны и аддитивны), а шумы света не накладывают существенных ограничений.

Особенности слабых поляризационных откликов использованы в данной работе при исследованиях магнитных наножидкостей, которые обладают весьма разнообразными и

интересными физическими свойствами [7]. Магнитные жидкости привлекают также большое внимание и как управляемая внешним полем среда для магнитооптических устройств [8]-[10]. Процессы, протекающие в магнитных жидкостях, достаточно сложны, вследствие чего завершённой модели формирования их магнитооптических откликов пока не существует [11]-[15]. При этом особенно важно выяснение специфики магнитооптических откликов наножидкостей, имеющих малую концентрацию магнитных наночастиц, благодаря которой активные элементы остаются прозрачными при их необходимой для ряда задач протяженности.

Основные исследования выполнены нами с магнитной наножидкостью, представляющей собой коллоидный раствор частиц магнетита с характерным диаметром 10 нм в керосине [16]. Регистрируемые слабые поляризационные отклики ϕ определялись, преимущественно, двулучепреломлением исследуемой наножидкости, которое возникало при наложении внешнего поперечного магнитного поля H . При полях в десятки Эрстед, в диапазоне концентраций $(1-1 \cdot 10^{-3})\%$ наблюдаемые зависимости $\phi(H)$ имели вид парабол, что указывает на единый механизм образования откликов (намагничивания) при разных концентрациях. При этом с уменьшением концентрации пропорционально уменьшалось и ϕ (см. Рис.). Это является экспериментальным подтверждением аддитивности наблюдаемых слабых поляризационных откликов. Эксперименты показали также, что существует возможность регистрации в дальнейшем поляризационных магнитооптических откликов ансамблей магнитных наночастиц в жидкой матрице с объемной концентрацией порядка $(10^{-3} - 10^{-5})\%$.



Рисунок. Зависимость амплитуды откликов при $H=45$ Э от концентрации наночастиц

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-02-08703 а) и программы Президиума РАН П-03.

1. Е.Б. Александров, В.С. Запасский, *Лазерная магнитная спектроскопия*, М.: Наука, 1986. — 280 с.
2. O.Acher, E.Bigan, B.Drevillon, *Rev. Sci. Instrum.*, **60**, 65–77, (1989).
3. Y.A. Fofanov, *Proceedings of SPIE*, **1811**, 413-414, (1992).
4. I.M.Sokolov, Ya.A.Fofanov, *J. Opt. Soc. Am. A*, **12**, 1579–1588, (1995).
5. Я.А.Фофанов, И.И.Афанасьев, С.Н.Бороздин, *Оптический журнал*, **60**, № 9, 22-25, (1998).
6. Я.А.Фофанов, И.В.Плешаков, *Оптический журнал*, **80**, № 1, 88-93, (2013).
7. C.Scherer, A.M.Figueiredo Neto, *Brazilian Journal of Physics*, **35**, (3A), 718-727 (2005).
8. J.Philip, J.M.Laskar, *Journal of Nanofluids*, **1**, No. 1, 3–20, (2012).
9. Chi Chiu Chan, Peng Zu, Wen Siang Lewet et al., *Optics letters*, **37**. No. 3, 398–399, (2012).
10. P.M.Agruzov, I.V.Pleshakov, E.E.Bibik, A.V.Shamray, *Applied Physics Letters*, **104**, No. 7, 071108–4, (2014).
11. P.M.Agruzov, I.V.Pleshakov, E.E.Bibik, S.I.Stepanov, A.V.Shamray, *Europhysics Letters*, **111**, No. 5, 57003–5, (2015).
12. К.В.Ерин, С.А.Куникин, *ЖТФ*, **77**, В. 10, 85–88, (2007).
13. Ю.Н.Скибин, В.В.Чеканов, Ю.Л.Райхер, *ЖЭТФ*, **72**, В. 3, 949–955, (1977).
14. H.W.Davis, J.P.Llewellyn, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **12**, No. 2, 311–319, (1979).
15. P.C.Scholten, *IEEE Transactions on Magnetism*, **MAG-16**, No. 2, 221–225, (1980).
16. Я.А.Фофанов, И.В.Плешаков, А.В.Прокофьев, Е.Е.Бибик, *Письма в ЖТФ*, Направлено в печать.

УВЕЛИЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЭКСТИНКЦИИ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА ПУТЕМ ОПТИЧЕСКОЙ БАЛАНСИРОВКИ ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА-ЦАНДЕРА

Тронев А. В.*, Ильичев И.В.*, Агрузов П.М. *, Шамрай А.В. *

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Предложен метод повышения коэффициента экстинкции интегрально-оптического модулятора на подложке ниобата лития за счет балансировки интерферометра Маха-Цандера, основанный на фоторефрактивном эффекте. Продемонстрирована возможность повышения коэффициента экстинкции модулятора более чем на 16 дБ (с 32 до 48 дБ)

В последние годы сети радиофотоники находят все большее применение в измерительных системах и комплексах, таких как системы опроса распределенных оптических датчиков, а так же, линии управления задержкой фазированных антенных решеток. В данных системах одним из ключевых параметров является коэффициент экстинкции амплитудного модулятора, который напрямую определяет уровень шумов, перекрестных помех и в конечном итоге динамический диапазон и максимальную чувствительность системы. Типичное значение коэффициента экстинкции интегрально-оптических модуляторов лежит в диапазоне 20-30 дБ [1], в то время как отмеченные выше практические применения требуют коэффициент экстинкции в диапазоне 50-60 дБ. Изготовление модуляторов с высоким коэффициентом экстинкции является сложной технологической задачей, и коммерчески доступные модуляторы с высокой экстинкцией просто отбираются из большого объема образцов, чем объясняется их высокая стоимость, в несколько раз превосходящая стоимость стандартных модуляторов.

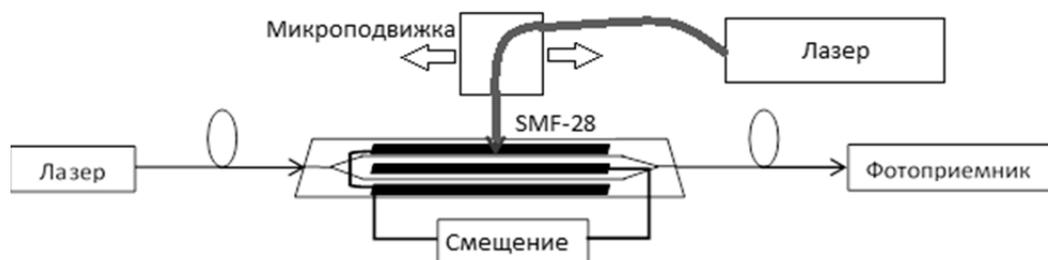


Рис. 1. Установка оптической балансировки интегрально-оптического интерферометра Маха-Цандера.

В данной работе исследуется возможность применения для балансировки плеч интерферометра Маха-Цандера фоторефрактивного эффекта [2], вызывающего локальное изменение показателя преломления в подложке ниобата лития в области засветки оптическим излучением видимого или ультрафиолетового диапазона. В качестве образца использовался интегрально-оптический модулятор на основе титано-диффузионных волноводов на подложке ниобата лития, изготовленный в лаборатории квантовой электроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Оптическое излучение для локальной засветки подводилось вплотную к поверхности модулятора посредством стандартного одномодового волокна (SMF 28), закрепленного на трех координатной подвижке, дающей возможность позиционировать область засветки на разных участках оптической схемы модулятора (Рис. 1). Области засветки от торца оптического волокна подведенного вплотную к поверхности модулятора имела близкое к гауссовому распределение интенсивности с характерным диаметром порядка 10 мкм. В экспериментах использовалось излучение He-Ne лазера с длиной волны 633 нм, мощностью 1,5 мВт на выходе из волокна.

Одновременно с засветкой проводился непрерывный мониторинг изменения коэффициента экстинкции модулятора. Для этих целей был использован лазер с

распределённой обратной связью с длиной волны 1550 нм и управляемой выходной мощностью 20 мВт. Модулятор выставлялся в рабочую точку, соответствующую минимуму пропускания при помощи подачи на электроды смещения постоянного напряжения порядка 6 В, которое немного изменялось в ходе экспериментов, что связано с присущим для данного типа модуляторов дрейфом[1]. Именно изменение минимума пропускания определяет сбалансированность интерферометра и величину коэффициента экстинкции модулятора.

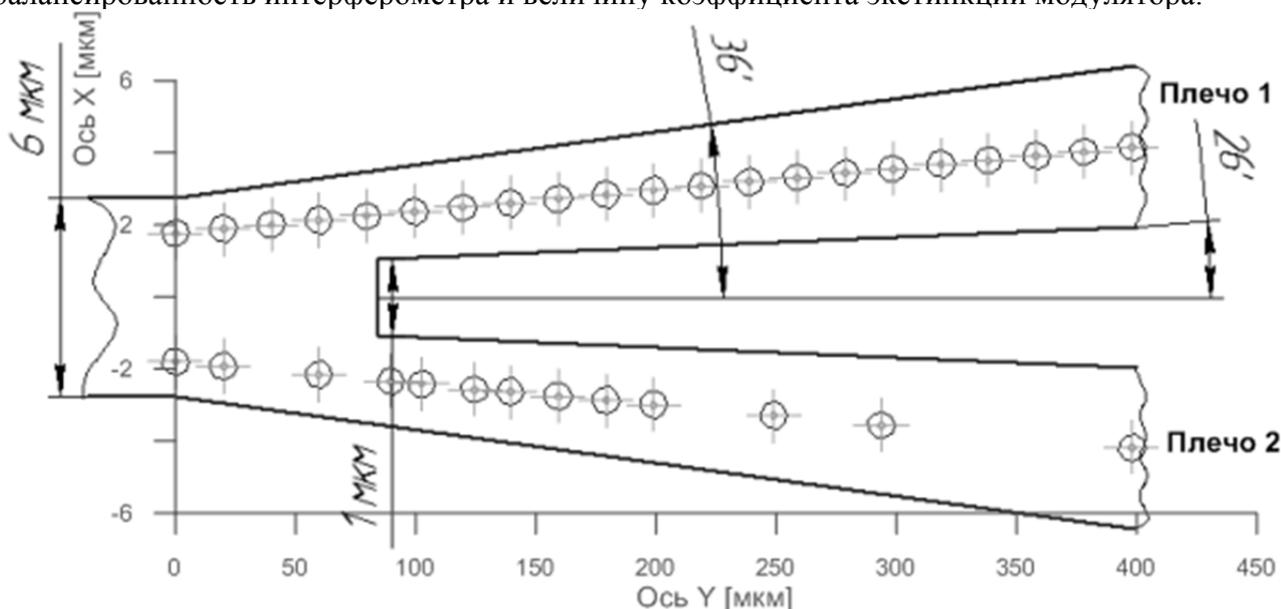


Рис. 2. Расположение точек засветки на оптической схеме интерферометра Маха-Цандера

Были проведены измерения минимума коэффициента пропускания модулятора при разных положениях области засветки (Рис.2 – оптическая схема участка интерферометра с характерными размерами: длина и углы расхождения Y-делителя, размер и положение центрального выреза, система координат с отметкой мест засветки). Наибольшие изменения наблюдались в области Y разветвителя (Рис.3), в то время как засветка в области параллельных участков вообще не приводила к изменениям. Влияние засветки на противоположные плечи Y – делителя имело противоположный эффект, т.е засветка одного плеча давала уменьшение коэффициента пропускания и прирост коэффициента экстинкции, в то время как засветка противоположного плеча приводила к увеличению пропускания и снижению коэффициента экстинкции. Отметим также, что засветка не влияла на коэффициент пропускания в максимуме передаточной характеристики модулятора, который определяет оптические потери.

Исследования зависимости эффективности балансировки от положения точки засветки на Y-делителе показали наличие оптимума – 200 мкм от точки разделения волноводов, дающего максимальный прирост коэффициента экстинкции 16 дБ до значения 48 дБ.

Механизм влияние засветки объясняется наличием у кристалла ниобата лития фоторефрактивных свойств в видимом и УФ диапазоне. Засветка приводит к локальному уменьшению показателя преломления, которое для используемой в эксперименте интенсивности засветки $1,5 \text{ кВт/см}^2$ составляет порядка 10^{-5} [2]. Данное изменение на порядок величины меньше изменения показателя преломления, вызванного диффузией титана при формировании оптических волноводов и не может повлиять на оптические потери. Однако в области Y-делителя оно приводит к возникновению дополнительной связи между двумя плечами и влияет на коэффициент деления. Характерное время выхода изменений коэффициента экстинкции в стационарное значение составляло 5 минут, что хорошо согласуется с временем фоторефрактивного отклика. При однородной засветке образца мощным видимым или УФ излучением происходило стирание локального изменения показателя преломления, и модулятор возвращался в первоначальное состояние к исходной величине коэффициента экстинкции 32 дБ. Для создания устойчивых неразрушаемых изменений может быть применен механизм термического фиксирования[3] или запись с использованием фемтосекундных лазеров[4].

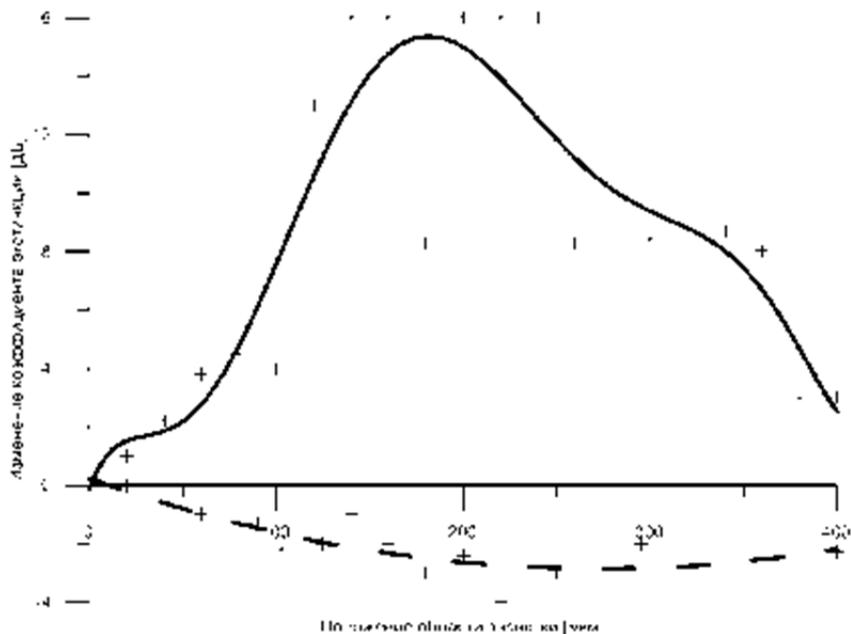


Рис. 3. Изменение коэффициента модулятора при засветке области Y-делителя в зависимости от положения области засветки. Сплошная линия – засветка плеча 1, прерывистая линия – засветка плеча 2.

Таким образом, в работе был предложен простой и эффективный метод увеличения коэффициента экстинкции интегрально-оптического модулятора путем оптической балансировки интерферометра Маха-Цандера. Метод позволяет доводить коэффициент экстинкции уже изготовленных чипов интегрально-оптических модуляторов до уровня 40 – 50 дБ, необходимого для ряда актуальных применений в системах опроса волоконно-оптических датчиков, радиофотонике и оптической метрологии.

Образец модулятора был разработан и изготовлен в рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 - 2020 годы» (Соглашение о предоставлении субсидии № 14.604.21.0055, RFMEFI60414X0055).

1. A. Chen., E.J. Murphy., *CRC Press*, (2012).
2. Петров М. П., Степанов С. И., *СПб.: Наука*, 318, (1992).
3. Grachev A.I., Chamrai A.V., Petrov M.P., *OSA TOPS, Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices*, **62**, 203-211, (2001).
4. Bazzan, Marco, Sada, *Applied Physics Reviews*, **2**, (2015).

РЕАЛИЗАЦИЯ КВАНТОВЫХ СХЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВОЛНОВОДОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДА КРЕМНИЯ

Васильев А.Б., Козубов А.В., Чивилихин С.А.

Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Россия

В данной работе исследована зависимость поддерживаемых мод и типа их поляризации от профиля волновода. Исследована возможность изготовления светоделителя на основе обыкновенных волноводов.

В настоящее время проблема создания квантовых чипов[1]-[3] является актуальной ввиду того, что все возможные технические решения направлены в сторону уменьшения размеров. Это значит, что необходимо найти способы реализации подобных объектов. В частности, квантовые чипы, по своей сути, являются наноразмерными объектами, что даёт существенный выигрыш в размерах. Таким образом, возможность переноса различных линейных квантовых оптических систем является очень важной технологической задачей. В данной работе будут исследованы оптимальные размеры волноводов Si_3N_4 , возможность создания структур на основе волноводов и оптическое туннелирование между ними.

В первой части работы рассмотрено, как поддерживаются различные моды в различных волноводах, и почему при определённых размерах поддерживаются определённые моды. Также, будет дано объяснение тому, как уменьшить размер волновода для решения этой проблемы.

Во второй части будут показаны возможности создания некоторых линейных оптических элементов, таких как светоделители (Рис. 1) на основе Si_3N_4 , используя только волноводы. будут получены оптимальные размеры для этих элементов и исследованы все произвольные отклонения этих величин. Более того, будет показано, как могут быть реализованы некоторые схемы из набора светоделителей, а так же оптимальные значения размеров.

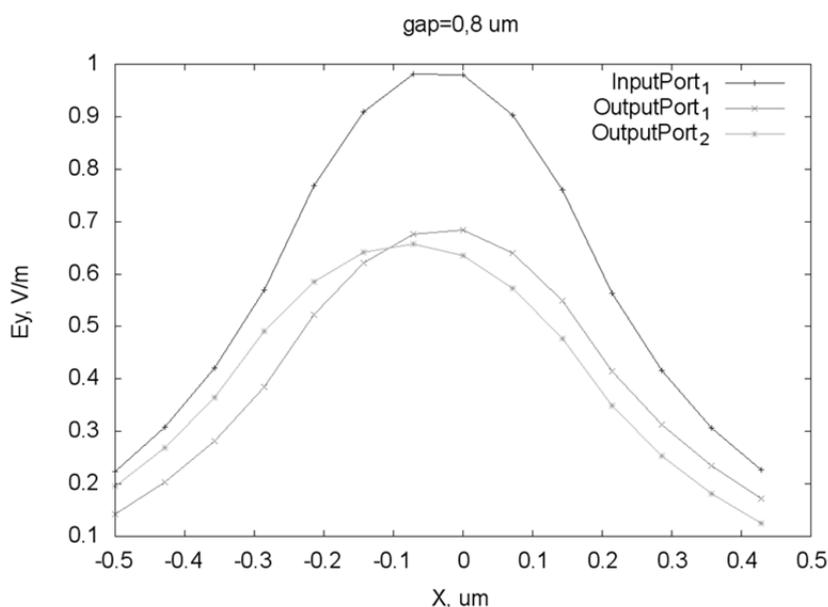


Рис.1. Иллюстрация распределения амплитуды в сечении волновода на входе и выходах смоделированного светоделителя $\frac{1}{2}$. gap – зазор между волноводами в мкм, InputPort – порт ввода, OutputPort – порт вывода, E_y – напряжённость электрического поля в В/м, X – координата в мкм

Число и тип поляризации мод, поддерживаемых волноводом, зависит от его профиля и материала, окружающего волновод. Наименьшие размеры волновода возможны в симметричном случае – когда он окружён одинаковым материалом со всех сторон. Также, тип поляризации зависит от пропорций сечения волновода. Это делает возможным изготовления поляризаторов с помощью лишь обыкновенных волноводов.

Был смоделирован направленный светоделитель на основе оптического туннелирования. Получены параметры для светоделителей с несколькими базовыми значениями: $\frac{1}{2}$, $\frac{2}{3}$, $\frac{3}{4}$.

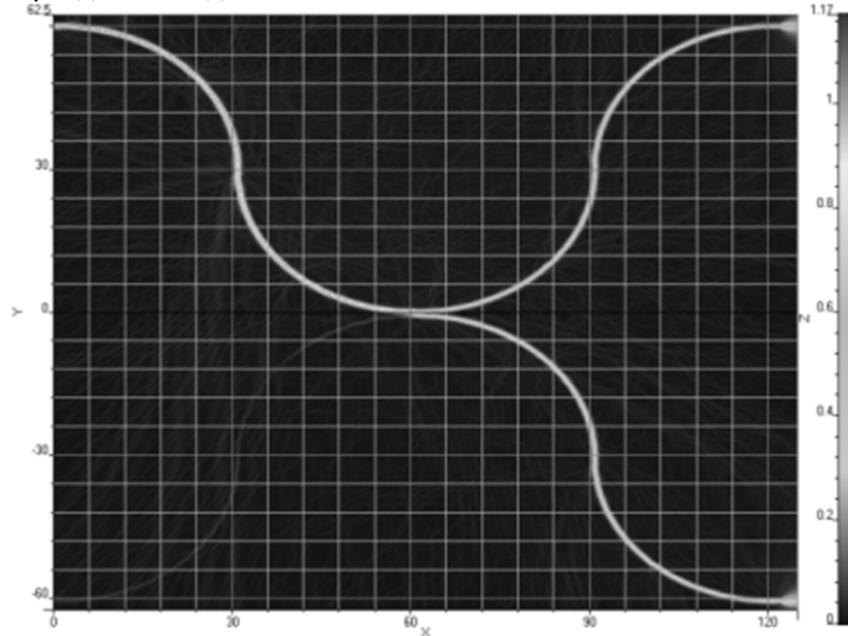


Рис.2. Распределение электрического поля в светоделителе 50:50. Волноводы из Si_3N_4 на кварцевой SiO_2 подложке.

Эта работа была профинансирована Правительством Российской Федерации, грант 074-U01 и Министерством образования и науки Российской Федерации (проект № 14.578.21.0112).

1. M. A. Foster, A. C. Turner, J. E. Sharping, B. S. Schmidt, M. Lipson, and A. L. Gaeta, Broadband optical parametric gain on a silicon photonic chip, *Nature* **441**, 960–963 (2006)
2. V T. Gerrits, N. Thomas-Peter, J. C. Gates, A. E. Lita, B. J. Metcalf, B. Calkins, N. A. Tomlin, A. E. Fox, A. Lamas Linares, J. B. Spring, N. K. Langford, R. P. Mirin, P. G. R. Smith, I. A. Walmsley, S. W. Nam, On-chip, photon-number-resolving, telecommunication-band detectors for scalable photonic information processing, *Phys. Rev. A* **84**, 060301(R) (2011).
3. B. Desiatov, I. Goykhman and U. Levy, Nanoscale mode selector in silicon waveguide for on-chip nanofocusing applications, *Nano Letters* **9**, 3381–3386 (2009).

ДИАПАЗОН ПЕРЕСТРОЙКИ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРНОАКТИВНЫХ СРЕД НА ОСНОВЕ КРАСИТЕЛЕЙ ХРОМЕН-3 и РМ-567

Табакаев Д. С., Тельминов Е.Н.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* Сибирский физико-технический институт Томского государственного университета, Томск, Россия

Экспериментально получены спектры перестройки твердотельных лазерноактивных элементов на красителях Хромен-3 и РМ-567 в селективной схеме с дисперсионной решеткой в режиме скользящего падения.

Ввиду всё большей востребованности дешёвых когерентных источников, одним из перспективных направлений исследований являются лазеры на красителях, сочетающие в себе, помимо требуемой дешевизны, сравнительно высокие КПД генерации (до 60% в неселективной схеме[1]), возможность перестройки и малую ширину линии при комнатной температуре. Стоит отметить что ни один из существующих лазеров не обладает всеми перечисленными характеристиками одновременно.

Однако, характерный недостаток лазеров на красителях связан с агрегатным состоянием их активной среды – это, как правило, жидкие растворы, и недостаток этот заключается в том, что размеры лазерной установки значительно увеличиваются ввиду необходимости прокачки раствора через область накачки. Если же пренебрегать данным требованием, то из-за неравномерного прогрева в объёме активной среды образуются термолинзы, что приводит к расстройке резонатора, а также деградации красителя.

Для преодоления этих препятствий в Лаборатории органической электроники СФТИ ТГУ были созданы твердотельные лазерноактивные элементы (ЛАЭ)[2], представляющие собой матрицы из полиметилметакрилата (РММА), допированные на стадии синтеза красителями Хромен-3 (Хр-3) или пиррометен-567 (РМ-567). Выбор красителей и материала матрицы обусловлен в первую очередь их высокой фотостойкостью[2].

В ходе эксперимента твердотельные ЛАЭ, помещенные в селективную схему[3] с дисперсионным элементом – дифракционной решёткой в режиме скользящего падения – 12 нс импульсом второй гармоники Nd:YAG3+ лазера (532 нм), длина волны генерации изменялась с помощью перестроенного зеркала и детектировалась с помощью спектрометра Avantes. Был получен диапазон перестройки до 40 нм (см. Рис.) по полувысоте (при ширине контура люминесценции до 100 нм), в зависимости от концентрации красителей, что объясняется связью последней с модовым распределением излучения.

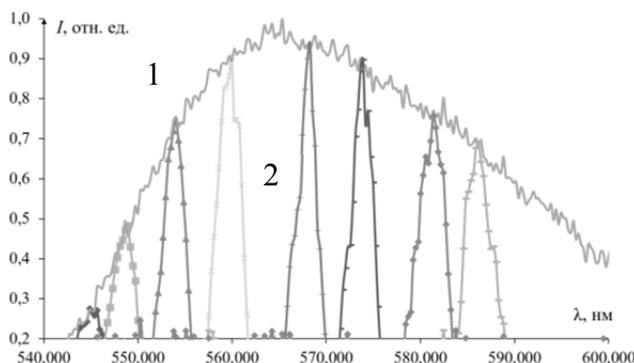


Рисунок. Спектры люминесценции и генерации ЛАЭ с концентрацией РМ-567 10^{-3} Моль/л: 1 - нормированный спектр люминесценции; 2 – нормированный спектр генерации при различных углах поворота перестраивающего зеркала

1. Д. С. Табакаев, Е. Н. Тельминов, Т. А. Солодова, Е. Н. Понявина, *Изв. Вузов. Физика.*, **56**, №9/2, 73-75, (2013).
2. Т. Н. Копылова, Г. В. Майер, Л. Г. Самсонова, Т. А. Солодова, К. М. Дегтяренко, Н.А. Зулина, Е. Н, Тельминов , Р. М. Гадиров, С. Ю. Никонов, *Изв. Вузов. Физика.*, **53**, №5, 66-74, (2010).
3. D. S. Tabakaev, E. N. Telminov, T. A. Solodova, *Abstracts. AMPL*, 22, (2015).

УСТОЙЧИВОСТЬ АЛГОРИТМА ГРОВЕРА К ВОЗДЕЙСТВИЮ ВОЗМУЩЕНИЙ В КВАНТОВОЙ СХЕМЕ

Губайдуллина К.В., Чивилихин С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Алгоритм Гровера имеет множество важных применений, и одно из них - это возможность использовать его для нахождения кратчайшего пути в квантовой сети [1]. Поэтому задача исследования устойчивости к воздействию возмущений в схеме очень важна для реализации квантовой сети. В данной работе представлены результаты моделирования воздействия искажений на вычисления алгоритма и их зависимость от числа кубитов, используемых в квантовой схеме.

Алгоритм Гровера применяется для поиска заданного элемента среди неупорядоченных данных. Это самый быстрый алгоритм для решения подобных задач, дающий квадратичное увеличение скорости вычислений [2]. Используя этот алгоритм поиска можно значительно ускорить хорошо известные классические алгоритмы, которые требуют решения задачи поиска в несортированном пространстве [3,4]. Суть алгоритма состоит в том, чтобы увеличить амплитуду того состояния, которое удовлетворяет условию поиска, одновременно уменьшая амплитуды всех других состояний. Таким образом, увеличение амплитуды отмеченного состояния приводит к значительному росту вероятности обнаружить верный элемент.

В нашей предыдущей работе [5] была исследована устойчивость алгоритма к воздействию искажений в квантовой схеме, состоящей из 3-х кубитов. Как было показано, увеличение значения искажений увеличивает вероятность детектирования неправильного состояния. Для самого высокого значения возмущения, исследуемого в работе, был отмечен рост частоты регистрации неправильного состояния в 10 раз. Однако, несмотря на это, вероятность детектирования верного состояния остается наибольшей даже при больших значениях искажений, возможных в квантовой схеме.

Цель данной работы заключалась в моделировании алгоритма Гровера на большем числе кубитов, для исследования того, как изменится вероятность детектирования состояний и воздействие искажений. Система из предыдущей работы, содержащая только 3 кубита, состоит из 8 состояний и для достижения наилучшего результата требует только 2 итераций. Но, например, система из 11 кубитов состоит из 2048 состояний и требует 35 итераций, так что это исследование помогает узнать, как число кубитов влияет на устойчивость алгоритма Гровера.

Для исследования искажений системы на большем числе кубитов, был смоделирован алгоритм Гровера, работающий с 6, 9 и 11 кубитами. Если число кубитов $n = 6$, то мы имеем $2^n = 64$ различных состояний кубитов. В классической физике, каждое состояние имеет свою собственную вероятность и их сумма равна единице. В квантовой физике, каждое состояние имеет свою собственную амплитуду, а квадрат суммы всех амплитуд равен единице. Все искажения в этом исследовании обусловлены унитарными операторами и обеспечивают сумму вероятностей всех возможных исходов любого события всегда равной 1.

Как показано на Рис., вероятность обнаружения отмеченного состояния для схем с 9 и 11

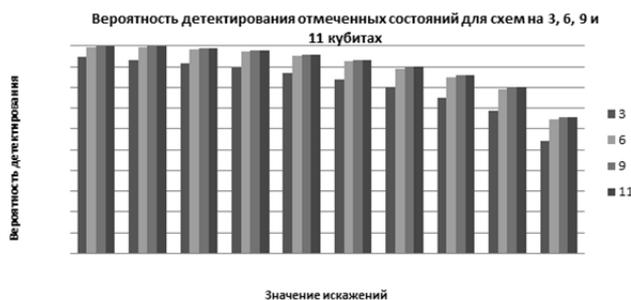


Рисунок. Результаты исследования влияния искажений квантовой схемы на работу алгоритма Гровера на 3, 6, 9, 11 кубитах.

кубитами всегда выше, чем для остальных схем. К тому же, большее число состояний и высокая вероятность детектирования верного результата приводит к тому, что амплитуды неправильных состояний меньше в схемах с бóльшим числом кубитов. Можно сделать вывод о том, что большее число состояний и итераций помогает противостоять возмущениям в схеме.

1. Aghaei M R S, Zukarnain Z A, Mamat A and Zainuddin H 2009 *J. Theoretical and Applied Inform. Technol.* 360-365

2. Grover L K 1996 Proc. 28th Ann. ACM Symp. *Theory of Computing (STOC)* (New York: ACM Press) pp 212–221

3. Baritomp W P, Bulger D W and Wood G R 2005 *SIAM J. Optimization* **15** 1170–1184

4. Ray P 2014 *Int. J. Adv. Res. Comp. Sci. and Management Studies* **2** 30-43

5. Губайдуллина К.В., Чивилихин С.А. Теоретическое исследование влияния искажений квантовой схемы на работу алгоритма Гровера // *Сборник трудов международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2015». Электронное издание.* - СПб: Университет ИТМО, 2015.

НЕЛИНЕЙНЫЕ МОДЫ ПЛАНАРНОГО СИММЕТРИЧНОГО ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Ляшко Е.И.*, Маймистов А.И. *, **

*Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия

**Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Рассмотрены направленные моды планарного волновода, образованного кубично нелинейным диэлектриком в окружении гиперболических сред. Показано, что для каждой ТМ волны существует дополнительная частота отсечки. В случае фокусирующей и дефокусирующей среды сердцевинны исследовано влияние мощности излучения на эффективный показатель преломления моды.

Гиперболической средой называется сильно анизотропная одноосная среда, главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости или магнитной восприимчивости которой имеют противоположные знаки. Вследствие этой особенности оказываются возможными интересные оптические явления, такие как сверхволновое разрешение, сингулярность фотонной плотности состояний, гигантский эффект Парселла, обратные волны и многое другое. Привлекают внимание также и оптические явления на границе раздела обыкновенного диэлектрика и гиперболической среды, приводящие к особенностям в характеристиках волноводов, построенных с участием гиперболического материала.

В работе рассматривается планарный волновод, сердцевина которого представляет собой изотропный диэлектрик с кубично нелинейным откликом, а подложка и покровный слой образованы гиперболической средой с осью анизотропии, направленной перпендикулярно границам раздела сред. В такой геометрии более интересен случай ТМ мод, которые являются необыкновенными волнами. При $\varepsilon_o > 0$, $\varepsilon_e < 0$ для ТМ волны не существует условий, приводящих к полному отражению от границы с гиперболической средой, а уравнения распространения ТЕ волны ничем не отличаются от аналогичных для полностью диэлектрического волновода. При $\varepsilon_o < 0$, $\varepsilon_e > 0$ полное отражение ТЕ волны от границы диэлектрика с гиперболической средой происходит при любых углах падения, а полное отражение ТМ волны возможно при углах падения $\alpha < \alpha_0$, α_0 – критическое значение угла падения. Это условие приводит к возникновению второй частоты отсечки для ТМ моды.

Дисперсионное соотношение для направленных мод волновода связывает эффективный показатель преломления моды (постоянную распространения) с частотой излучения или толщиной волноводного слоя. Оно может быть получено из условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах раздела. В случае дефокусирующей керровской среды сердцевинны ($\varepsilon_k < 0$) дисперсионное соотношение для ТМ волны описывается системой уравнений:

$$-\frac{\varepsilon_o p}{\varepsilon_i q} \sqrt{1+\kappa^2} = \frac{cn\left(-px_0 / \sqrt{1+\kappa^2}; \kappa\right) dn\left(-px_0 / \sqrt{1+\kappa^2}; \kappa\right)}{sn\left(-px_0 / \sqrt{1+\kappa^2}; \kappa\right)}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\varepsilon_o p}{\varepsilon_i q} \sqrt{1+\kappa^2} = \frac{cn\left(p(h-x_0) / \sqrt{1+\kappa^2}; \kappa\right) dn\left(p(h-x_0) / \sqrt{1+\kappa^2}; \kappa\right)}{sn\left(p(h-x_0) / \sqrt{1+\kappa^2}; \kappa\right)}, \quad (1.2)$$

где ε_i – линейная диэлектрическая проницаемость сердцевинны, p и q – параметры, характеризующие поведение интенсивности электромагнитных полей в сердцевинне и оболочке, h – толщина волноводного слоя, κ – параметр, связанный с нелинейным откликом среды сердцевинны. В правую часть уравнений системы (1) входят эллиптические функции. В случае

фокусирующей среды ($\varepsilon_K > 0$) система дисперсионных соотношений подобна (1), но имеет более сложный вид.

Дисперсионные кривые при $\varepsilon_e < \varepsilon_i$ в случае дефокусирующей (a) и фокусирующей (b) среды представлены на рисунке. Здесь n_{eff} – эффективный показатель преломления моды.

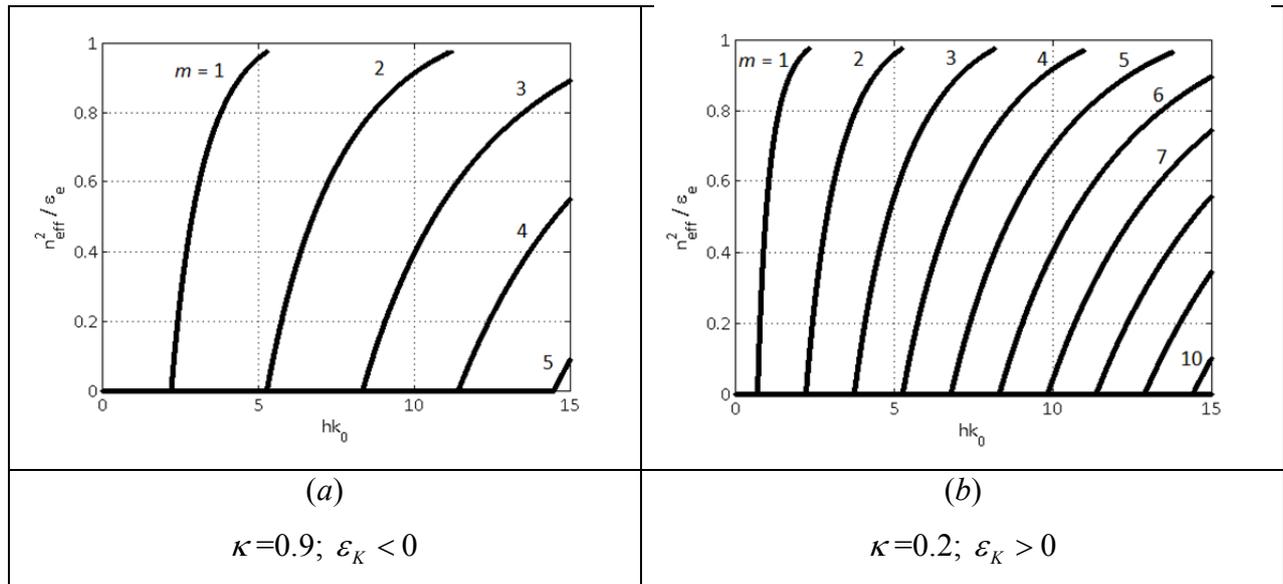


Рисунок. Дисперсионные кривые

Как видно из графиков, эффективный показатель преломления ТМ моды заключен в пределах $0 \leq n_{eff}^2 < \varepsilon_e$. Точки, в которых $n_{eff}^2 = \varepsilon_e$, являются дополнительными частотами отсечки, при которых рассматриваемые моды перестают направляться волноводом. Таким образом, в отличие от стандартных диэлектрических волноводных структур количество мод не накапливается с ростом частоты излучения или толщины волновода. Фундаментальная мода в рассматриваемом случае отсутствует. В случае $\varepsilon_e > \varepsilon_i$ в волноводе также могут поддерживаться направленные волны, однако вид дисперсионных кривых для индексов мод $m = 1, 2, \dots$ принципиально не отличается от случая обычного диэлектрического волновода. Исключение составляет присутствующая при $\varepsilon_e > \varepsilon_i$ фундаментальная мода, для которой определена вторая частота отсечки. Из графиков рисунка также следует, что эффективный показатель преломления ТМ моды может принимать нулевое значение, что соответствует остановившейся в волноводе волне (нулевой поток в направлении распространения). В случае диэлектрического волновода эффективный показатель моды ограничен значениями: $n_{shell} < n_{eff} < n_{core}$.

По сравнению с линейным случаем при дефокусирующей сердцевине волновода дисперсионные кривые, соответствующие определенному параметру κ , более разреженные, интервал между частотами отсечки увеличен. В случае фокусирующей среды напротив, разница между частотами отсечек соседних мод уменьшается. При $\varepsilon_K > 0$ каждому значению параметра нелинейности κ соответствует единственное значение потока мощности вдоль направления распространения моды, P , так что функция $n_{eff}(P)$ однозначна. При $\varepsilon_K < 0$ возможны две ветви решений $n_{eff}(P)$ для одного индекса m и при фиксированной толщине сердцевины, соответствующие медленной и быстрой модам.

СМЕЩЁННЫЕ И НАКЛОННЫЕ БЕССЕЛЬ-ГАУССОВЫ И ГЕЛЬМГОЛЬЦ-ГАУССОВЫ ПУЧКИ

Плаченев А.Б.* **, Дьякова Г.Н.**

*Московский технический университет, Москва, Россия

**Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

Найдено новое семейство точных локализованных решений параксиального волнового уравнения (параболического уравнения), включающее в себя в качестве подсемейств известные Бессель-Гауссовы пучки и некоторые их обобщения. Рассмотрены наклонные пучки Гаусса-Бесселя и Гаусса-Гельмгольца.

Бессель-Гауссовы пучки, впервые описанные в работе [1], представляют собой семейство точных локализованных решений параксиального волнового уравнения

$$2ikU_z + U_{xx} + U_{yy} = 0, \quad (1)$$

имеющих вид

$$U = q^{-1}(z) \exp \left\{ ik \frac{r^2}{2q(z)} + i \frac{K^2}{2kq(z)} \pm im\varphi \right\} J_m \left(\frac{Kr}{q(z)} \right), \quad (2)$$

где $q(z) = z - i\varepsilon$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ и φ – полярные координаты на плоскости XY , K и b – некоторые константы (вообще говоря, комплексные), $\text{Re } \varepsilon > 0$, а J_m – функции Бесселя первого рода. Впоследствии было построено несколько обобщающих (2) семейств решений уравнения (1) (в частности, асимметричные Бессель-Гауссовы пучки [2] и некоаксиальные Бессель-Гауссовы пучки [3]), в которых одним из сомножителей является функция Бесселя от аргумента, отличного от $Kr/q(z)$.

В работе [4] было установлено, что Бессель-Гауссовы пучки являются частным случаем более обширного класса решений уравнения (1), названных решениями Гаусса-Гельмгольца. Эти решения представляют собой произведение трёх сомножителей: фундаментальной осесимметрической моды

$$g = q^{-1}(z) \exp \left\{ ik \frac{r^2}{2q(z)} \right\}, \quad (3)$$

зависящего только от продольной переменной z множителя $\exp \{ iK^2 / (2kq(z)) \}$ и зависящей от переменных $X = x/q(z)$ и $Y = y/q(z)$ функции $\Psi(X, Y)$, удовлетворяющей уравнению Гельмгольца

$$\Psi_{XX} + \Psi_{YY} + K^2\Psi = 0. \quad (4)$$

Решение (2) отвечает случаю

$$\Psi = J_m(KR) \exp \{ \pm im\varphi \}, \quad (5)$$

где $R = \sqrt{X^2 + Y^2} = r/q(z)$. В работе [4] были подробно изучены четыре класса решений Гельмгольца-Гаусса, порождаемые известными классическими решениями уравнения (4). В то же время обобщённые Бессель-Гауссовы пучки, полученные в цитированных выше работах [2],[3], не входят в рассмотренные в [4] классы. В то же время асимметричные Бессель-Гауссовы пучки, как показывает анализ, являются специальным случаем пучков Гаусса-Гельмгольца, а именно смещённых Бессель-Гауссовых пучков с

$$\Psi = J_m \left(K \sqrt{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2} \right) \cdot \left[\frac{(X - X_0) + i(Y - Y_0)}{(X - X_0) - i(Y - Y_0)} \right]^{\pm m/2}, \quad (6)$$

где X_0 и Y_0 – некоторые комплексные константы. Случай $m=0$ был рассмотрен в работе [5]. Как показывает анализ, функции (6) регулярны, не имеют точек ветвления, а в точках, где

$(Y - Y_0) = \pm i(X - X_0)$, имеют конечные пределы, причём в случае $m \neq 0$ один из этих пределов равен нулю. Рассмотренные в [2] пучки отвечают случаю, когда $m=0$ и $Y_0=iX_0$, при этом функция (6) обращается в нуль на оси z (при $x=y=0$).

Что касается решений, полученных в [3], то они, формально говоря, не относятся к рассматриваемому классу, однако сводятся к нему поперечным сдвигом системы координат. Дело в том, что в этой работе в качестве фундаментальной моды вместо (3) используется функция

$$g = q^{-1}(z) \exp \left\{ ik \frac{(x-a)^2 + (y-b)^2}{2q(z)} \right\}, \quad (7)$$

где a и b – вещественные константы. В этом случае, очевидно, схема построения решений Гаусса-Гельмгольца останется неизменной, если положить $X = (x-a)/q(z)$ и $Y = (y-b)/q(z)$. После такой замены рассмотренные в некоаксиальные Бессель-Гауссовы пучки также оказываются специальным случаем рассматриваемого семейства решений, в котором значения X_0 и Y_0 чисто мнимые, и их выбор связан со значениями a и b .

Качественно иная ситуация возникает, если в (7) выбрать комплексные значения параметров a и b . Формальные построения остаются без изменений, однако в этом случае, как легко убедиться [6], (7) описывает наклонный Гауссов пучок, направление распространения которого не совпадает с направлением оси z . Соответственно, все построенные на его основе Гельмгольц-Гауссовы решения также имеют вид наклонных пучков. Это в полной мере относится, в частности, и к полученным обобщениям пучков Бесселя-Гаусса.

1. F. Gori, C. Guattari, C. Padovani, *Opt. Commun.*, **64**, 491-495, (1987).
2. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V.Skidanov, V.A. Soifer, *JOSA A*, **31**, No.9, 1977-1983, (2014).
3. C. Huang, Y. Zheng, H. Li, *JOSA A*, **33**, No.4, 508-512, (2016).
4. А.П. Киселев, *Опт. и спектр.*, **96**, №4, 533-535, (2004).
5. А.Р. Kiselev, А.В. Plachenov, *JOSA A*, **33**, No.4, 663-666, (2016).
6. А.П. Киселев, А.Б. Плаченнов, *Зап. научн. семин. ПОМИ*, **393**, 167-177, (2011).

ДОППЛЕРОВСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ДВУХ- И МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ

Исаев Т.А., Бергер Р.*

Петербургский Институт Ядерной Физики НИЦ КИ, Гатчина, Россия

*Университет Марбурга, Марбург, Германия

Недавно реализованный захват двухатомных молекул в магнито-оптические ловушки открывает новые возможности для молекулярной спектроскопии - в том числе в таких нетрадиционных областях как исследования физики за пределами Стандартной Модели, поиск аксионной темной материи и т.д. В докладе обсуждаются возможность захвата в ловушки молекул содержащих тяжелые ядра (в частности молекулы RaF) и некоторые возможные эксперименты с RaF.

Область применения холодных молекул (с температурой ниже 1 Кельвина) весьма широка и включает в себя исследования контролируемых химических реакций, квантовую информатику и ряд других областей (книга[1] содержит обзоры наиболее актуальных применений холодных молекул). Возможность для проведения такого широкого круга исследований связана с возможностью захвата молекул в молекулярные ловушки, типичная глубина которых как раз и составляет 1 Кельвин.

До недавнего времени, однако, не существовало простого и надежного метода охлаждения и удержания молекул, аналогичного доплеровской схеме охлаждения и удержания для атомов. Это существенно ограничивало круг молекул доступных для исследований, включая, например, соединения тяжелых атомов с галогенами.

Однако в 2004 году было замечено, что существуют молекулы, к которым можно применять схему доплеровского охлаждения и удержания[2]. В 2010 году доплеровское охлаждение молекул было продемонстрировано на молекулах SrF^3 , а в 2014 году той же группой была создана магнито-оптическая молекулярная ловушка[4]. Подобное продвижение в технике захвата молекул открыло возможности на несколько порядков улучшить точность измерения молекулярных спектров, а значит, в том числе, на несколько порядков усилить ограничения на эффекты связанные с “новой физикой” за пределами Стандартной Модели.

В докладе обсуждаются особенности электронной структуры молекул, поддающихся доплеровскому охлаждению, а также перспективы исследований с такими молекулами в Петербургском Институте Ядерной Физики.

1. Cold molecules: theory, experiment, applications. **Ed:** R.Krems, B. Friedrich, W.C. Stwalley. CRC Press (2009)

2. M. D. DiRosa, Eur. Phys. J. D **31**, 395 (2004).

3. E. S. Shuman, J. F. Barry, and D. DeMille, Nature **467**, 820 (2010).

4. J. F. Barry, D. J. McCarron, E. B. Norrgard, M. H. Steinecker and D. DeMille, Nature **512**, 286 (2014)

ДАВЛЕНИЕ СВЕТА НА БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ КОНДЕНСАТ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Аветисян Ю.А.*, Васильев Н.А., Рыжов И.В., Трифонов Е.Д.

Российский государственный педагогический университет
им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия

* Институт точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

Предложен теоретический анализ величины импульсов фотонной отдачи при сверхизлучательном рассеянии света на Бозе-Эйнштейновском конденсате разреженного газа.

Давление света на газ определяется импульсом, переданным светом частицам газа. Говоря об этом, нельзя не упомянуть классические исследования П.Н. Лебедева[1], в которых это давление было впервые измерено и которые, спустя значительное время, инициировали идею лазерного охлаждения[2]. Лазерное охлаждение до сверхнизких температур позволило осуществить предсказание А. Эйнштейна - получить Бозе-Эйнштейновский конденсат (БЭК) высоко-разреженного газа[3]. Рассеяние света на БЭК было использовано для измерения импульсов отдачи, получаемых атомами[4]. Целью этого эксперимента было измерение поправки импульса отдачи, обусловленной показателем преломления среды (БЭК). Мы предлагаем теоретический анализ этого явления, основанный на решении системы уравнений Максвелла-Шрёдингера, описывающей сверхизлучательное рассеяние света на Бозе-Эйнштейновском конденсате разреженного газа[5]. При этом мы учитываем, что в результате рассеяния света, наряду с основным неподвижным облаком конденсата, образуются подвижные когерентные облака, на которых также происходит рассеяние света. Если считать плотность основного облака приблизительно однородной, то распределение амплитуд волновых функций движущихся когерентных атомных облаков оказывается неоднородным и это как раз и определяет сдвиг импульса отдачи фотона по сравнению с таким же процессом в вакууме. Очевидно, что рассеяние света изменяет состояние Бозе-Эйнштейновского конденсата и поэтому сдвиг импульса отдачи оказывается нестационарным, т.е. зависящим от времени. Кроме того мы исследовали зависимость импульса отдачи от интенсивности поля накачки[6]. Полученная информация о сдвиге импульса фотонной отдачи может оказаться полезной при проведении высокоточных измерений на холодных атомах.

1. П.Н. Лебедев, Опытное исследование давления света на газы, *ЖРФХО*, часть физ., Т.42, стр. 149-178, (1910).

2. С. Чу, К.Н. Коэн-Тануджи, У.Д. Филипс, *УФН*, **169**, 271, (1999).

3. Корнелл Э., Виман К. Кеттерле В. *УФН*, **173**, №12, 1320, (2003).

4. G. K. Campbell et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 170403 (2005).

5. Yu.A. Avetisyan, E.D. Trifonov, *УФН*, **185**, №3, 307, (2015).

6. Аветисян Ю.А., Васильев Н.А., Трифонов Е.Д. *Оптический журнал*, **83**, 3, (2016).

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ZrO_2 - Y_2O_3 - Eu_2O_3

Т.В. Волкова, М.А. Борик*, А.В. Кулебякин*, Е.Е. Ломонова*,
В.А. Мызина*, П.А. Рябочкина, А.Н. Чабушкин

Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

В настоящей работе представлены результаты исследований спектрально-люминесцентных свойств твердых растворов ZrO_2 -(2.7 – 38 мол.%) Y_2O_3 -0.1 мол.% Eu_2O_3 , полученных методом направленной кристаллизации расплава с использованием прямого высокочастотного нагрева в холодном контейнере.

Твердые растворы на основе диоксида циркония как стабилизированного, так и частично стабилизированного оксидом иттрия, характеризуются наличием уникальных физико-химических свойств, которые обеспечивают им широкие практические применения [1],[2].

Для выявления особенностей локальной структуры твердых растворов на основе диоксида циркония широко применяется метод оптической спектроскопии с использованием иона Eu^{3+} в качестве спектроскопического зонда.

Авторы работ [3],[4] методом селективной лазерной спектроскопии выявили основные типы оптических центров ионов Eu^{3+} в кристаллах кубического диоксида циркония. В работе [5] изучены особенности формирования оптических центров ионов Eu^{3+} в тетрагональных кристаллах ZrO_2 - Y_2O_3 , легированных ионами Eu^{3+} , полученных различными методами (соосаждения гидроксидов с последующим отжигом, плавления с использованием светового нагрева, из «холодного контейнера»).

В настоящей работе методами оптической спектроскопии исследованы особенности формирования оптических центров ионов Eu^{3+} в широком концентрационном ряде тетрагональных и кубических твердых растворов ZrO_2 -(2.7 – 38 мол.%) Y_2O_3 -0.1 мол.% Eu_2O_3 , синтезированных методом прямого высокочастотного нагрева в холодном контейнере.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ офи_м, № проекта 16-02-00457.

1. V.V. Osiko, J.F. Wenckus. *Book of lecture notes, First Int. School on crystal growth technology*. Editor H.J. Scheel, 580-590, (1998).

2. Ю.С. Кузьминов, Е.Е. Ломонова, В.В. Осико. *Тугоплавкие материалы из холодного тигля. Наука, М., 372 с., (2004).*

3. J. Dexpert-Ghys, M. Faucher, P. Caro, *Journal of Solid State Chemistry*, **54**, 179 (1984).

4. H. Yugami, A. Koike, M. Ishigame, *Phys. Rev.*, **44**, 9214 (1991).

5. Ю.К. Воронько, М.А. Зуфаров, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков, Л.И. Цымбал, *Неорганические материалы*, **33**, 452 (1997).

ОПТИЧЕСКАЯ-ЯМР СПЕКТРОСКОПИЯ ОСНОВНОГО И ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ УГЛЕВОДОРОДОВ И АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ В ХИММОТОЛОГИИ

Обухов А.Е.

ФАУ «25 ГосНИИ химмотологии Минобороны Российской Федерации»
Россия

Методами спектроскопии: X- и E-рефракции, УФ-, ИК-, Рамана, ЯМР, люминесценции (при $T = 2,6-77-500$ K) и квантовой химии изучено атомно-молекулярное строение и физические свойства углеводородов и предложена спектральная классификация по типам симметрии переходов и по орбитальной природе электронных возбужденных состояний.

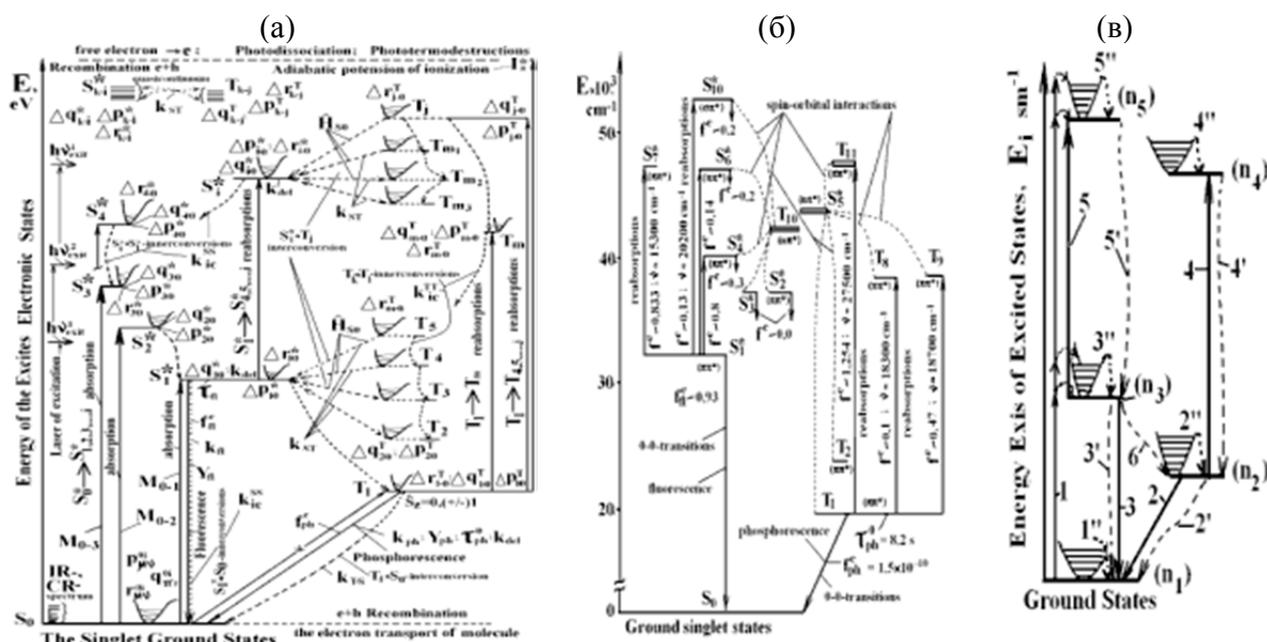


Рис. 1. (а) Многоуровневая полная схема излучательных и многоступенчатых безизлучательных переходов в полном спектре синглетных и триплетных (S^*_i и T_j) электронных возбужденных состояний (“элементарный акт”) для многоатомных соединений (дублет D^*_i и квартет Q^*_j для ионов), рассчитанная квантовохимическими методами ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/S. Здесь $\{r_n\}$ набор собственных частот колебаний атомных групп квазиосцилляторов, формирующих активный волновой пакет при переходах между промежуточными ЭВС $S^*_{1,\dots,i}$ и $T_{1,\dots,j}$; M_{0i} - матричные моменты электрических дипольных переходов $S_0 \rightarrow S^*_{1,\dots,i}$. Стрелками обозначены частоты и силы осцилляторов 0-0-переходов (иначе $S^*_1 \rightarrow S_0$ и $T_1 \rightarrow S_0$), формирующих тонкую структуру электронно-колебательных полос флюоресценции и фосфоресценции и в спектрах наведенных накачкой $S^*_1 \rightarrow S^*_{2,\dots,i}$ и $T_1 \rightarrow T_{1,\dots,j}$ поглощения до акта испускания излучения. Обозначены $\Delta r_{\mu\nu}$, $\Delta \rho_{\mu\nu}$ и $\Delta q_{\mu\nu}$, $\Delta \rho_{\mu\nu}$ - длины, порядки валентных связей, заряды и полные электронные плотности на атомах в СТЭВС; (б) полный спектр СТЭВС для 2,5-дифенил-1,3-оксазол (POP) и характеристики излучательных (ИП) и спин-орбитальных переходов (СОВ, а цифры в скобках: значения матричных элементов оператора H_{S0} , пунктирные линии). Вертикальными линиями вниз указаны частоты (ν^{ij}) и силы осцилляторов ($f^{e_{fl,phosf}}$ и $f^{e_{reabs}}$) переходов; (в) Пятиуровневая модель баланса распределения населенностей по числу частиц ($n=n_1+n_2+n_3+n_4+n_5$) и по энергии в системах возбужденных синглетных и метастабильных триплетных ЭВС применяемая для изучения нелинейных оптических явлений в day-лазерах, ОЛЭД- и ОТЕТ-устройствах.

По спектральным характеристикам: X- и E-рефракции, УФ, ИК, Рамана, ВКР, ЯМР, ЭПР, люминесценции ($T = 2,6-77-500$ К) и квантово-химических методов ЛКАО-МО ССП-КВ ЧПДП/С изучено пространственное и электронное строение моно-, ди- и тризамещенных N-, O-, S-гетероциклических соединений циклогексана, бензола, фурана, тиафена, пиридина и также других углеводородов. Квантовохимическими методами рассчитаны полные спектры СТЭВС (СТЭВС)[1]-[3] (Рис.1) и, изучены механизмы внутренней и интеркомбинационной конверсии, которые при дезактивации энергии возбуждения в результате действия механизмов СВТЭЯВ определяют сходство или различие: спектральных, флюоресцентных (ФЛ), фосфоресцентных (ФФ), генерационных (ГОИ), полупроводниковых (ПП) и некоторые эксплуатационные свойства углеводородов (ГСМ) [1]-[3]. Для каждого типа геометрического строения соединений определены правила отбора по орбитальной симметрии для излучательных (ФЛ и ФФ) и безизлучательных переходов, формирующих тонкую структуру спектров УФ-поглощения и люминесценции в условиях возбуждения лазерами, лампой и электронами в парах и растворах.

На основе спектральных данных изучения физических и химических свойств предложена спектральная классификация углеводородов. Метод атомно-молекулярной идентификации углеводородов позволяет перейти к оценке по спектральным данным физических констант и некоторых эксплуатационных параметров.

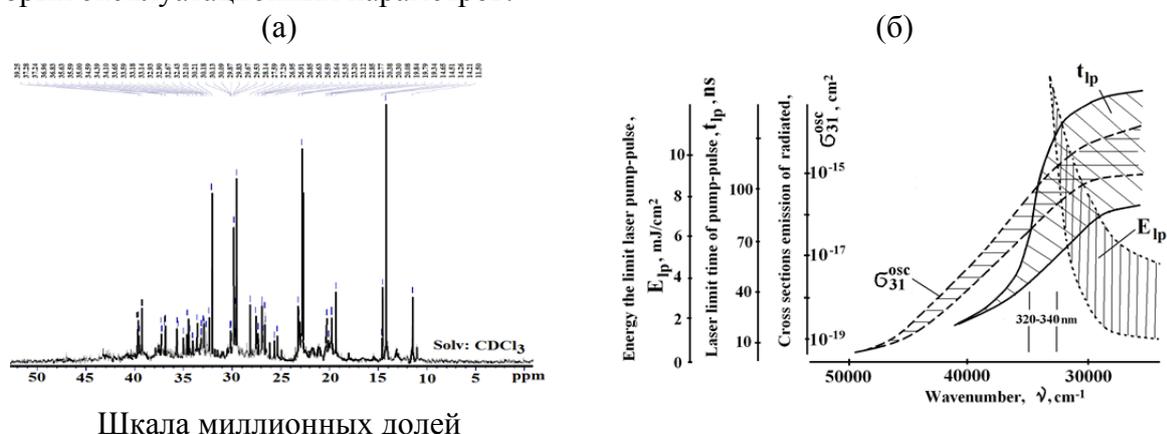


Рис. 2. (а) Спектр ЯМР С-13 присадки Хайтек; (б) Зависимости экспериментально измененных пороговых плотностей энергии накачки (E_{lp}), сечений вынужденного испускания (σ_{31}^{max}) и времени предельной длительности переднего фронта импульса накачки (t_{lp}) для “критического” УФ-диапазона длин волн (320-340 нм) ниже которого отсутствует генерация оптического излучения, полученных при изменении расположения фенильного (P-), фурильного (F-) и тиенильного (T-) циклов относительно оксазольных (-O-) (OPO, OFO, OTO, PPP и POO), группа симметрии которых определяет внутримолекулярную когерентность активных групп квазиосцилляторов в пространственной и электронной структуре в каждом типе СТЭВС.

Низкотемпературной флюоресцентной спектроскопией (77 и 2,6К) установлено, что механизм СВТЭЯВ приводит к преимущественной локализации энергии возбуждения на нескольких активных типах структурных групп атомов в каждом из S_iT_j ЭВС (разделение и локализация зарядов на подсистемах), а механизм делокализации способствует переносу энергии возбуждения и формированию в молекулах нанотоков, что и определяет возникновение явления сверхпроводимости[1].

В day-лазерах найдены условия осуществления внутримолекулярной и пространственной когерентности структурных групп квазиосцилляторов как с полем накачки, так и с полями активных групп связей между собой. Сформировано спектральное правило: в пространственном строении соединений (бисоксазолы и оксадиазолы)[1]-[3] волновой пакет в системах СТЭВС молекул должен обеспечить возникновение квазирезонанса эквивалентных по электронной плотности (данные ЯМР) и активных при электронных переходах электронно-колебательных подсистем и их максимальную когерентность.

Полученные данные позволили изученные соединения классифицировать по принадлежности к разным или сходным спин-орбитальным классам. Поэтому, только для определенного типа геометрического строения соединений с соответствующим полным спектром СТЭВС могут наблюдаться наилучшие спектра-энергетические параметры УФ-лазеров (340-350 нм), OLEDs и OTETs устройств в УФ- и видимом диапазонах спектра при разных накачках (рис. 2,б и 3).

Абсолютный квантовый выход флюоресценции или фосфоресценции и константы скорости внутренней (КСВК) и интеркомбинационной конверсии (КС ИКК) рассчитываются из полных систем СТЭВС по формулам[1],[2],[3]:

$$\gamma_{fl} = k_{S_1^* \rightarrow S_0} / \left(k_{S_1^* \rightarrow S_0} + k_{S_1^* \approx S_0} + \sum_{i=1, j=1}^{n, m} k_{S_1^* \approx T_j} \right), \quad (1)$$

$$k_{ST} = \sum_{j=1}^m k_{S_1^* \approx T_j} \approx (10^{-8} \div 10^{-12}) \left\langle S_1^* \left| \hat{H}_{S_0} \right| T_j^\alpha \right\rangle^2 \exp \left(-0,25(1/\hbar) \Delta E_{S_1^* \approx T_j^\alpha}^{0,4} \right), \quad (2)$$

где $k(S_1^* \rightarrow S_0)$ и $k(T_1 \rightarrow S_0)$ - КС ФЛ и ФФ, $\sum_{i=1, j=1}^{n, m} k(S_1^* \approx T_{1, \dots, j})$ - полная КС ИКК между всеми типами спин-орбитально взаимодействующих S_1^* и $T_{(+/-)j}$ ЭВС, $k(S_1^* \approx S_0)$ и $k(T_1 \approx S_0)$ КС БИП из нижних S_1^* и T_1 ЭВС, $\Delta E(S_1^* \approx T_{1, \dots, j})$ - энергетический интервал между промежуточными S_1^* и $T_{(+/-)j}$ ЭВС.

Время предельной длительности переднего фронта импульса накачки (крутизна) рассчитывается - либо по измеренным, либо по квантовохимически рассчитанным параметрам из спектров поглощения и флюоресценции и наведенных накачкой синглет-синглетного (СНССП) и триплет-триплетного поглощения (СНТТП) (активные потери):

$$t_{fp} \leq 2 / \sum_i k_{ST} \left\{ \left[\frac{\sigma_{31}^{gen}(v^{osc}) - \sigma_{3SS}^{reabs}(v^{osc})}{\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{osc})} \right] - \left[\frac{\sigma_{13}^{abs}(v^{exit}) - \sigma_{3SS}^{reabs}(v^{exit})}{\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{exit})} \right] \right\}, \quad (3)$$

где сечения: СВИ, $\sigma_{31}^{gen}(v^{osc})$, СНССП, $\sigma_{3SS}^{reabs}(v^{osc})$ и СНТТП, $\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{osc})$ на длине волны ГОИ и $\sigma_{31}^{abs}(v^{exit})$, $\sigma_{3SS}^{reabs}(v^{exit})$ и $\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{exit})$ СВИ на длине волны накачки.

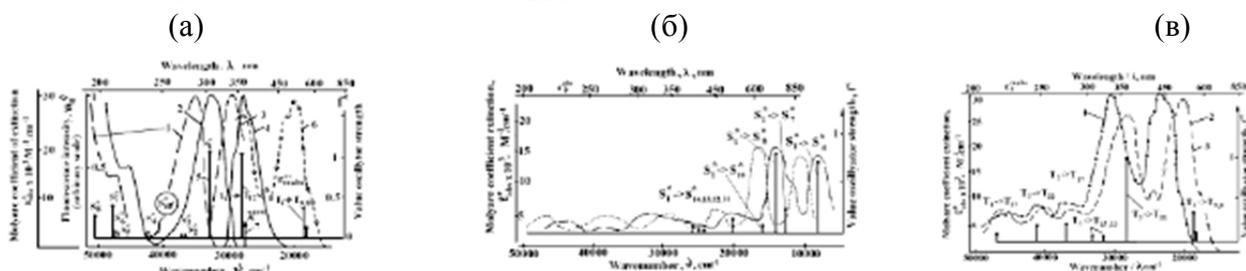


Рис. 3. (а) - Спектры УФ-поглощения (ϵ^v_{abs} , 1, 2) и ФЛ (3, 4) и наведенного $S_1^* \rightarrow S_2^*$ и $T_1 \rightarrow T_{1, \dots, j}$ поглощения (ϵ^v_{reabs} 5 и 6) в парах (2, 3, 5) и растворах (1, 4, 6, 7) для молекулы 2,5-дифенил-1,3-оксазол (**POP**); (б) Спектры наведенного накачкой синглет-синглетного поглощения (7, 8) формирующиеся за время 10^{-13} с до акта флюоресценции; (в) спектр наведенного триплет-триплетного поглощения (5, 6), формирующийся за время ($10^{-9} \div 10^{-13}$ с) в результате возбуждения квазиосцилляторов на электронных переходах $S_1^* \rightarrow S_2^*$ и $T_1 \rightarrow T_{1, \dots, j}$ и безизлучательных ИКК переходов $T_1 \approx S_1^*$, $T_2 \approx S_2^*$ в системах ЭВС в растворе этанола (5, 7) и парах (6, 8).

1. А.Е. Обухов, *Спектроскопия основного и электронно-возбужденных состояний многоатомных соединений в разных условиях*, М.: «Спутник+» 274 с (2012).
2. А.Е.Obukhov, *Laser Physics*, 7 (5) 1102-1131, (1997).
3. А.Е.Obukhov, *Proc. SPIE*, 8435, 84351J-12, (2012).

ЛОГИЧЕСКИЕ ОПЕРАЦИИ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО ГОЛОГРАФИИ

Нефедьев Л.А., Сахбиева А.Р.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики

Рассмотрено формирование стимулированной эхо голограммы в случае, когда в каждый из возбуждающих лазерных импульсов заложено определенное изображение, считанное с соответствующего транспаранта.

Теоретические основы оптической эхо-голографии были заложены в работах [1-3]. Способность эхо-голограмм восстанавливать и обращать волновые фронты и временную форму объектного лазерного импульса могут быть использованы при создании эхо-процессоров. Особый интерес представляет выполнение логических операций над изображениями. В данном случае изображения можно представить, как множества точек, над которыми производятся логические операции. Операции объединения, пересечения и разности над множествами рассматриваются для получения новых множеств из уже существующих, и могут быть выполнены с использованием стимулированной эхо голограммы, где в качестве множеств А и В берутся изображения, заложенные в первый, второй или третий возбуждающие лазерные импульсы.

В работе рассмотрено формирование стимулированной эхо голограммы в случае, когда в каждый из возбуждающих лазерных импульсов заложено определенное изображение, считанное с соответствующего транспаранта.

Так как каждый из возбуждающих лазерных импульсов является носителем изображения, то пространственный фазовый синхронизм при формировании стимулированной эхо голограммы будет иметь вид:

$$\vec{k}_{en} = -\vec{k}_{1n'} + \vec{k}_{2n''} + \vec{k}_{3n'''} \quad (1)$$

где $k_{1n'}$, $k_{2n''}$, $k_{3n'''}$ – волновые вектора пространственного разложения поля объектного лазерного импульса по плоским волнам.

Задается вектор $\vec{k}_{\eta n}$ в системе координат $(x_{\eta n}, y_{\eta n}, z_{\eta n})$, который связан с направлением распространения компонент разложения объектных лазерных полей:

$$\vec{k}_{\eta n} = \vec{i}_{\eta n} k_{x_{\eta n}} + \vec{j}_{\eta n} k_{y_{\eta n}} + \vec{k}_{\eta n} k_{z_{\eta n}} \quad (2)$$

где $(\vec{i}_{\eta n}, \vec{j}_{\eta n}, \vec{k}_{\eta n})$ – орты системы координат $(x_{\eta n}, y_{\eta n}, z_{\eta n})$. Отсюда следует, что в лабораторной системе координат (x, y, z) справедливо следующее равенство:

$$\begin{pmatrix} k_x^{(\eta n)} \\ k_y^{(\eta n)} \\ k_z^{(\eta n)} \end{pmatrix} = A(\alpha_{\eta n}, \beta_{\eta n}, \gamma_{\eta n}) \begin{pmatrix} k_{x_{\eta n}} \\ k_{y_{\eta n}} \\ k_{z_{\eta n}} \end{pmatrix} \quad (3)$$

где А - матрица вращений. Из (3) следует, что

$$\begin{aligned} k_x^{(\eta n)} &= k_{x_{\eta n}} (\cos \alpha_{\eta n} \cos \beta_{\eta n} \cos \gamma_{\eta n} - \sin \alpha_{\eta n} \sin \gamma_{\eta n}) - \\ &- k_{y_{\eta n}} (\cos \alpha_{\eta n} \cos \beta_{\eta n} \sin \gamma_{\eta n} + \sin \alpha_{\eta n} \cos \gamma_{\eta n}) + k_{z_{\eta n}} \cos \alpha_{\eta n} \sin \beta_{\eta n}, \\ k_y^{(\eta n)} &= k_{x_{\eta n}} (\sin \alpha_{\eta n} \cos \beta_{\eta n} \cos \gamma_{\eta n} + \cos \alpha_{\eta n} \sin \gamma_{\eta n}) + \\ &+ k_{y_{\eta n}} (-\sin \alpha_{\eta n} \cos \beta_{\eta n} \sin \gamma_{\eta n} + \cos \alpha_{\eta n} \cos \gamma_{\eta n}) + k_{z_{\eta n}} \sin \alpha_{\eta n} \sin \beta_{\eta n}, \\ k_z^{(\eta n)} &= -k_{x_{\eta n}} \sin \beta_{\eta n} \cos \gamma_{\eta n} + k_{y_{\eta n}} \sin \beta_{\eta n} \sin \gamma_{\eta n} + k_{z_{\eta n}} \cos \beta_{\eta n}. \end{aligned} \quad (4)$$

В выражении (4) $\alpha_{\eta n}, \beta_{\eta n}, \gamma_{\eta n}$ являются углами Эйлера, определяющие взаимную ориентацию систем координат (x, y, z) и $(x_{\eta n}, y_{\eta n}, z_{\eta n})$. Далее будем считать, что плоскость XOY совпадает с плоскостью транспаранта. При $\vec{k}_{\eta n} \parallel z_{\eta n}$ из (4) следует:

$$k_x^{(\eta n)} = 0, k_y^{(\eta n)} = k_{z_{\eta n}} \sin \beta_{\eta n}, k_z^{(\eta n)} = k_{z_{\eta n}} \cos \beta_{\eta n}. \quad (5)$$

Для пространственной структуры отклика стимулированной эхо-голограммы (СЭГ) справедливо выражение следующего вида:

$$I \sim EE^*, \quad (6)$$

где

$$E \approx \frac{1}{V} \sum_{n', n'', n'''} \int_V dV \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \times$$

$$\times \frac{\varepsilon_{1n'}^* \varepsilon_{2n''} \varepsilon_{3n'''}}{\left| \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^* e^{-i\vec{k}_{1n'} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''} e^{i\vec{k}_{2n''} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''} e^{i\vec{k}_{3n'''} \vec{r}} \right|} e^{-i(\vec{k}_{en} + \vec{k}_{1n'} - \vec{k}_{2n''} - \vec{k}_{3n'''}) \vec{r}} \quad (7)$$

где θ_{η} – площадь η -го импульса. Если длины волновых векторов и их пересечений не выходят за пределы неоднородно уширенной линии резонансного перехода выполняется фазовый синхронизм в (7). При условии, что $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda + \Delta\lambda} = \frac{\omega^2}{c(\omega - \Delta)}$ и учитывая (5), выражение (7)

будет иметь следующий вид:

$$E \approx \frac{1}{L_y L_z} \int_0^{L_y} dy \int_0^{L_z} dz \int_0^{\beta_{\max}} d\beta \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \varepsilon_1^*(\beta) \varepsilon_2(\beta) \varepsilon_3(\beta) \times$$

$$\times \exp \left\{ i \left(\frac{\omega^2 (2 \cos(\beta) - 2 \cos(\beta + \Delta\beta))}{c(\omega - \Delta)} \right) z + i \left(\frac{\omega^2 (2 \sin(\beta) - 2 \sin(\beta + \Delta\beta))}{c(\omega - \Delta)} \right) y \right\} \quad (8)$$

где $\Delta\beta$ – максимальное отличие угла от фазового синхронизма, L_y, L_z – размер образца вдоль осей y и z в лабораторной системе координат. Выражения (6) и (8) позволяют рассчитать распределение интенсивности в плоскости изображения, которое получается в отклике СЭГ.

В режиме СЭГ возможно осуществить операцию пересечения множеств ($A \cap B$). В данном случае, транспарант, соответствующий $k_{1n'}$ и транспарант, соответствующий $k_{2n''}$ транспонированы по отношению к транспаранту соответствующему $k_{3n'''}$, или наоборот транспарант, соответствующий $k_{3n'''}$ транспонирован по отношению к транспарантам соответствующим $k_{1n'}$ и $k_{2n''}$. Тогда становится возможным моделирование логических операций с изображениями

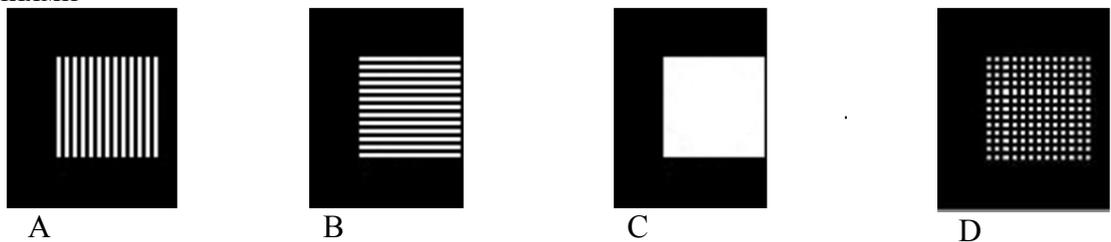


Рис. 1. Модель логической операции пересечения множеств А, В

На рис.1 представлено моделирование логической операции с множествами А и В, а С является пустым множеством. В этом случае получается логическая операция пересечения множеств, результатом которой является множество D.

В данном случае пространственный фазовый синхронизм во время формирования обращенной стимулированной эхо-голограммы представлен на рис.2.

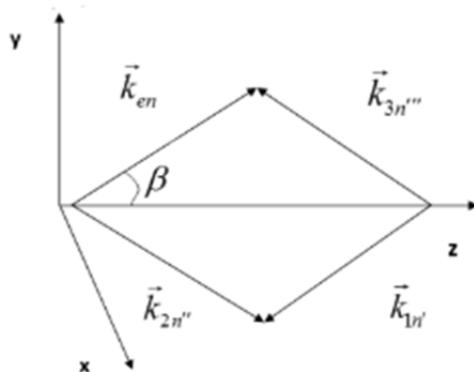


Рис. 2. Обращенный режим СЭГ.

Другие операции так же могут быть осуществлены подбором режимов возбуждения и последовательности записи изображений с использованием аккумулированной эхо-голограммы.

1. В.В.Самарцев, Е.И. Штырков, *ФТТ*, т.18, с.3140-3141 (1976).
2. Е.И.Штырков, В.В. Самарцев, *Опт. и спектр.*, **40**, №2. с. 392-393 (1976).
3. E.I.Shtyrkov, V.V. Samartsev, *Phys. Status Solidi (a)*, **45**, p. 647-655 (1978).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯННОГО СВЕТА НАНОДОМЕННЫМ КРИСТАЛЛОМ

Иванова С.В.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Проведены исследования формирования и эволюции рассеянного кристаллом барий натриевого ниобата излучения в дальнем поле в температурной области 20-600°C при различных условиях эксперимента. Результаты сопоставлены с данными структурных исследований.

Представлены результаты исследования свойств рассеянного нелинейным кристаллом барий натриевого ниобата излучения (BSN) на экране в дальнем поле в температурной области 20-600°C.

Кристалл BSN интересен высокими электрооптическими и нелинейнооптическими коэффициентами и сложной системой фазовых переходов и несоизмерных фаз при изменении температуры. При 560°C кристалл испытывает при охлаждении фазовый переход в тетрагональную фазу (4mm-4mm) с появлением сегнетоэлектрических доменов. В области 300°C – переход в орторомбическую несоизмерную фазу (mm2) с образованием сегнетоэластических доменов. В работах[1],[2] обнаружена и тщательно изучена сложная последовательность несоизмерных фаз ниже 300°C. Выше этой температуры несоизмерных фаз обнаружено не было. В работе[3] несоизмерная структура сохранялась выше 300°C и исчезала только при 600°C. Однако границы этой фазы не были определены. В работе[4] была обнаружена корреляция между температурным поведением аномалий на температурных кривых несмещенной компоненты и температурной эволюцией нанодоменных структур в области 20-300°C.

В настоящей работе проведены температурные исследования динамики рассеянного излучения аргонового лазера (514.5 нм) на экране в дальнем поле при различных направлениях луча относительно кристаллографических осей.

На экране в дальнем поле в плоскостях **(ac)** и **(ab)** в зависимости от поляризации луча наблюдались разные картины – полосы, эллипсы, круги и кольца в зависимости от области температур. При нагревании и охлаждении кристалла сочетание полос, эллипсов и кругов меняется в зависимости от направления и поляризации падающего на кристалл излучения. Обнаружена область новой фазы между 500°C и 560°C. В пределах этой области происходит трансформация эллипсов.

1. J.M. Kiat, G. Calvarin, J. Schneck, *Phys. Rev. B* **49**, 776-785 (1995).
2. S. Mori, N. Yamamoto, Y. Koyama, Y. Uesu, *Phys. Rev. B* **52**, 6158-6161, (1994).
3. Pan Xiao-qing, Hu Mei-shen, Yao Ming-hui, Feng Duan, *Phys. Stat. Sol.* **92**, 57- 62, (1985).
4. S.V. Ivanova, *AASCIT Journal of Nanoscience* **4**, 39-42 (2015).

НЕЛИНЕЙНАЯ ЛИНЗА В НАНОЖИДКОСТИ

Иванов В.И., Иванова Г.Д., Мяготин А.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения

В дисперсной среде существует специфический механизм оптической нелинейности, основанный на перераспределении концентрации частиц дисперсной среды в градиентном световом поле. В данной работе проведен теоретический анализ светоиндуцированной линзы в дисперсной жидкофазной среде в поле гауссова пучка.

Известно применение метода тепловой линзы для оптической диагностики материалов [1-3]. В наногетерогенной среде с различными показателями преломления компонентов на микрочастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые могут быть причиной возникновения концентрационных потоков [4]. В зависимости от знака поляризуемости микрочастицы могут втягиваться (если показатель преломления вещества дисперсной фазы больше, чем дисперсионной среды) или выталкиваться (в обратном случае) из областей с большей напряженностью электрического поля электромагнитной волны [4]. На основе такого механизма оптической нелинейности также возможна реализация световой линзы [5-6].

Целью данной работы является теоретический анализ стационарного светового отклика в прозрачной дисперсной среде в однолучевой схеме.

Мы будем рассматривать жидкофазную среду с наночастицами (дисперсная фаза), находящуюся под воздействием лазерного излучения с гауссовым профилем интенсивности. Будем считать обе компоненты среды прозрачными для излучения, тем самым устраняя влияние термодиффузии.

Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в плоскости, перпендикулярной оптической оси z :

$$I = I_0 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_0^2} \right)^2 \right)^{-1} \exp(-r^2(z)/r_1^2(z)), \quad (1)$$

где $r_1(z) = r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi r_0^2} \right)^2}$ - радиус пучка на расстоянии z от перетяжки, r - расстояние от оси пучка, λ - длина волны излучения, r_0 - радиус пучка в перетяжке, I_0 - интенсивность излучения на оси в плоскости перетяжки пучка.

Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учётом диффузионного и электрострикционного потоков ($J_{el} = \gamma C \nabla I$ - электрострикционный поток), можно записать в виде [5]:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \text{div}(\gamma C \nabla I). \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения: $C(r,t)$ - объемная концентрация дисперсных частиц, D - коэффициент диффузии, $\gamma = b\mu$, $b = \frac{4\pi\beta D}{c_0 n k T}$, $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ - подвижность микрочастицы, a - радиус наночастицы, η - вязкость жидкости, β - поляризуемость частицы, k - постоянная Больцмана, T - температура среды, c_0 - скорость света в вакууме, n - эффективный показатель преломления среды.

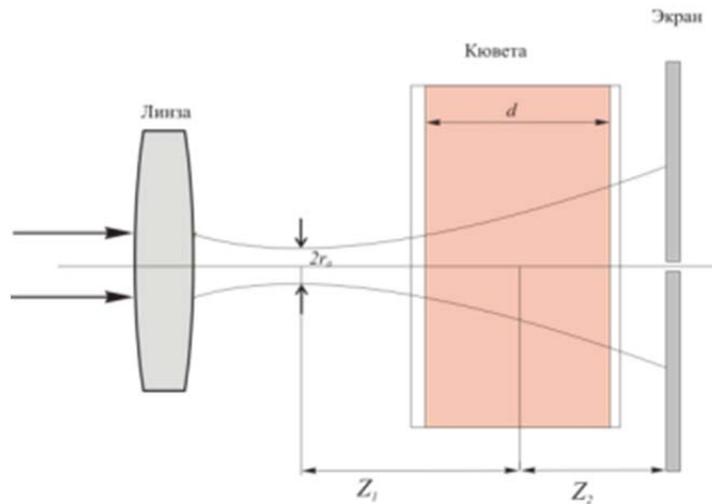


Рисунок. Однолучевая схема нелинейно-оптического эксперимента.

Далее, используя представление $C(r, t) = C_0(1 + C'(r, t))$ и полагая изменение относительной концентрации частиц малым $C'(r, t) \ll 1$, получим для уравнения (2) начальные и граничные условия:

$$C'(r, 0) = 0, \quad \frac{\partial C'}{\partial r}(r = 0) = 0, \quad 0 \leq r < \infty. \quad (3)$$

Решая уравнения (2) в стационарном режиме, получаем:

$$C'(r, t) = \gamma D^{-1} I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right). \quad (4)$$

Для частиц с радиусом, много меньшим длины волны излучения λ , показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц [5]:

$$n = n_1(1 + \Phi \delta), \quad (5)$$

где $\delta = (n_2 - n_1)/n_1$; n_1 и n_2 - показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсной фазы соответственно, $\Phi = (4/3)\pi a^3 C$ - объемная доля дисперсной среды.

Для расчета светолинзового сигнала используем выражение для линзовой прозрачности кюветы [1]:

$$T = 1 + \frac{2(z_1/l_0)F_{nl}(0)}{(1 + z_1^2/l_0^2)(1 + 3z_1^2/l_0^2)}, \quad (6)$$

где $F_{nl}(0)$ - нелинейный набег фаз в оптической ячейке на оси пучка.

Используя (4-5), можем получить для значения нелинейного набег фазы:

$$F_{nl}(0) = 2\pi n_1 d \gamma D^{-1} I_0 \Phi_0 \delta \lambda^{-1} \quad (7)$$

где d - толщина слоя жидкости. Полученное выражение с учетом (6) описывает светолинзовый отклик (интенсивность излучения на оси пучка в плоскости фотоприемника).

Таким образом, в работе получено выражение для светолинзового отклика прозрачной дисперсной среды (наножидкости). Полученные результаты актуальны для оптической диагностики дисперсных жидкофазных сред [2-6], а также для нелинейной оптики таких сред.

1. В.И. Гришко, В.П. Гришко, И.Г. Юделевич, *Лазерная аналитическая термооптическая спектрометрия*, Новосибирск: ИНХ СО РАН, 322 с., (1992).

2. В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, К.Н. Окишев, *Вестник Новосибирского государственного университета, Серия «Физика»*, 4, № 2, С. 58-60, (2009).

3. К.Н. Окишев, В.И. Иванов, С.В. Климентьев, А.А. Кузин, А.И. Ливашвили, *Оптика атмосферы и океана*, **23**, № 2, С. 106-107, (2010).
4. В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе, *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Н.Ю. Сдобнякова*, – Тверь: Твер. гос. ун-т, Вып. 5, С. 112-115, (2013).
5. В.И. Иванов, Ю.М. Карпец, А.И. Ливашвили, К.Н. Окишев, *Известия Томского политехнического университета*, **308**, № 5, С. 23-24, (2005).
6. В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, *Оптика атмосферы и океана*, **22**, № 8, С. 751-752, (2009).

МЕТОД СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПСЕВДО-ПРИЗМЫ В НАНОЖИДКОСТИ

Иванов В.И., Иванова Г.Д., Крылов В.И., Хе В.К.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Метод светоиндуцированной псевдо-призмы используется для исследования нелинейных сред и оптической диагностики материалов. В результате аналитического решения задачи светоиндуцированного массопереноса получено выражение для угла отклонения луча в псевдо-призме в нанодисперсной жидкофазной среде.

В термооптической спектроскопии широко используются нелинейно-оптические методы диагностики материалов, основанные на различных механизмах светоиндуцированной модуляции оптических констант среды [1]. В одном из методов в качестве измеряемого сигнала используют угол отклонения сигнального луча в слое среды с градиентом показателя преломления (метод псевдо-призмы). В наногетерогенной среде с различными показателями преломления компонентов на микрочастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые могут быть причиной возникновения концентрационных потоков.

Рассмотрим жидкофазную среду с наночастицами (дисперсная фаза), находящуюся под воздействием опорного лазерного излучения с равномерным профилем интенсивности I_0 (Рис.). Под действием сил светового давления в кювете создается градиент концентрации частиц и, соответственно, показателя преломления. Сигнальный луч I_s распространяется перпендикулярно опорному и отклоняется в образованной псевдо-призме на угол θ_s .

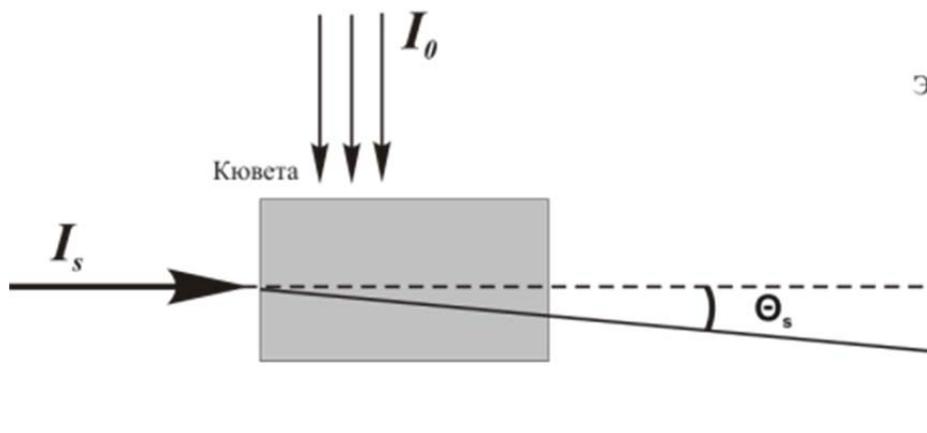


Рисунок. Оптическая схема псевдо-призмы

На наночастицу действует сила светового давления со стороны мощного опорного луча:

$$F_p = \frac{128\pi^5 a^6}{3c_0 \lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right) n_1 I_0 \quad (1)$$

где $m = n_2/n_1$, n_1, n_2 - показатели преломления веществ дисперсионной и дисперсной сред соответственно. Скорость частицы $V = \mu F_p$, где $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ - коэффициент подвижности частиц, η - вязкость жидкости, a - радиус частицы, λ - длина волны излучения, c_0 - скорость света.

Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учётом диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C - V\nabla C. \quad (2)$$

где C - объемная концентрация дисперсных частиц, D - коэффициент диффузии.

Для частиц с радиусом, много меньшим длины волны излучения λ , показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц:

$$n = n_1(1 + \Phi\delta), \quad (3)$$

где $\delta = (n_2 - n_1)/n_1$; n_1 и n_2 - показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсной фазы соответственно, $\Phi = (4/3)\pi a^3 C$ - объемная доля дисперсной среды.

Решение уравнения (2) с учетом отсутствия потока частиц на границах позволяет рассчитать угол отклонения луча:

$$\theta_s = \frac{d}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (4)$$

где d - длина кюветы, z - вертикальное направление. В частности, для зондирующего луча, распространяющийся по середине кюветы, в приближении малых изменений концентраций, получим:

$$\theta_s\left(\frac{l}{2}, t\right) = (C_0 V \delta v_0 d / D) \left\{ 1 - \sum_{k=1}^{\infty} 4 \exp(-t / \tau_k) \sin(k\pi / 2) / k\pi \right\}, \quad (5)$$

где l - высота кюветы, t - время, $v_0 = (4/3)\pi a^3$, C_0 - начальная концентрация наночастиц, $\tau_k = l^2 / (Dk^2\pi^2)$.

Полученный результат актуален для нелинейной оптики дисперсных жидкофазных сред[2], а также для оптической диагностики таких сред[3].

1. В.И. Гришко, В.П. Гришко, И.Г. Юделевич, *Лазерная аналитическая термооптическая спектрометрия*, Новосибирск: ИНХ СО РАН, (1992).

2. К.Н. Окишев, В.И. Иванов, С.В. Климентьев, А.А. Кузин, А.И. Ливашвили, *Оптика атмосферы и океана*, **23**, № 2, 106-107, (2010).

3. S. Buzzaccaro, A. Tripodi, R. Rusconi, D. Vigolo, R. Piazza, *J. of Phys.: Condensed Matter*, **20**, № 49, 494219, (2008).

ТЕРМОЛИНЗОВЫЙ ОТКЛИК В СРЕДЕ С ТЕРМОДИФФУЗИОННЫМ МАССОПЕРЕНОСОМ

Иванов В.И., Иванова Г.Д., Хе В.К.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В двухкомпонентной жидкости тепловой поток может вызывать концентрационный, обусловленный явлением термодиффузии (эффект Соре). Изменение концентрации дисперсной компоненты в жидкости в результате термодиффузии меняет величину термолинзового отклика среды. В данной работе проанализирована двумерная термодиффузия в двухкомпонентной жидкофазной среде в поле пучка излучения с однородной интенсивностью.

Нелинейно-оптические методы диагностики материалов, основанные на различных механизмах светоиндуцированной модуляции оптических констант среды, широко используются в аналитической химии [1-3]. Светоиндуцированное изменение концентрации полимерных наночастиц приводит к соответствующей модуляции оптических свойств среды. Это позволяет реализовывать различные модификации оптического бесконтактного контроля параметров наночастиц практически в реальном времени. Например, метод тепловой линзы используется в термооптической спектроскопии, в оптической диагностике материалов [1-3]. В жидких двухкомпонентных средах термолинзовый отклик имеет свои особенности, поскольку кроме обычного теплового отклика, связанного с тепловым расширением среды, здесь могут возникать концентрационные потоки, обусловленные явлением термодиффузии (эффекта Соре) [3-6].

Целью данной работы является теоретический анализ термодиффузионного вклада в формирование линзы в двухкомпонентной среде под действием пучка излучения с равномерным профилем интенсивности в ограниченной кювете.

Рассмотрим двухлучевую термолинзовую схему (см. рис.): на кювету с двухкомпонентной средой (наножидкостью) падает опорный пучок с равномерным профилем интенсивности I_0 , формирующий температурное поле. Образованная в среде линза тестируется сигнальным гауссовым пучком с другой длиной волны. Для определения величины термодиффузионной линзы рассмотрим систему балансных уравнений, описывающих процессы, возникающие при воздействии светового поля с бинарной смесью [5]:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \nabla^2 T + \alpha I_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C + D_T \operatorname{div}[C(1-C) \nabla T] \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения: T – температура среды, $C(r,t)$ – массовая концентрация наночастиц, χ – коэффициент теплопроводности среды, c_p, ρ – соответственно удельные теплоемкость и плотность жидкости, α – коэффициент поглощения излучения, I_0 – интенсивность падающего излучения светового пучка, D и D_T – коэффициенты диффузии и термодиффузии.

Решение задачи (1)-(2) получаем с учетом существования конечной производной $\frac{\partial C}{\partial r}$ при $r=0$ и независимости концентрации от угла φ . В частном случае для стационарного режима имеем:

$$C(r) = C_0 \left(1 + \alpha \frac{D_T}{4D} \frac{I_0}{\chi} (r^2 - R^2) \right), \quad (3)$$

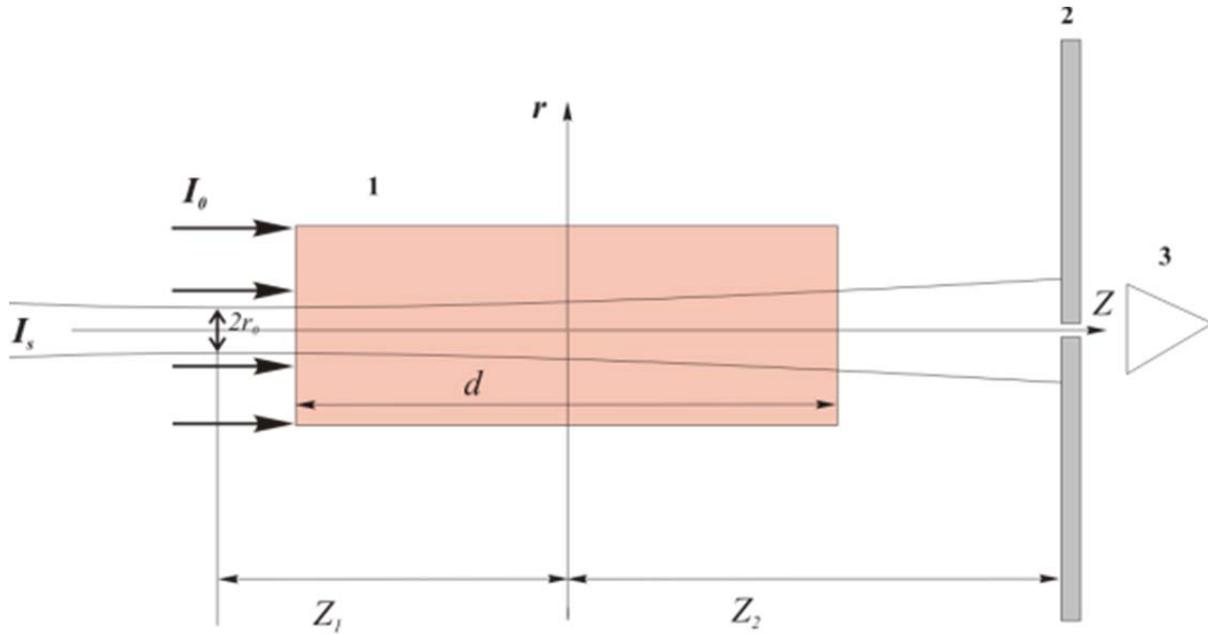


Рисунок. Двухлучевая термолинзовая схема.

Решая аналогичным способом тепловую задачу (3) с учетом $T(R)=T_0$, где T_0 – температура на границе кюветы, получаем:

$$T(r) = T_0 + \frac{\alpha I_0}{4\chi} (R^2 - r^2), \quad (4)$$

Термолинзовый сигнал $\mathcal{G}(t)$ показывает изменение интенсивности, регистрируемое фотоприемником за экраном:

$$\mathcal{G}(t) = \frac{I(t) - I(0)}{I(0)}. \quad (5)$$

Для расчета термолинзового сигнала используем выражение для линзовой прозрачности кюветы [3]:

$$\mathcal{G}_{st} = -\frac{2(z_1/l_0)\Phi_{nl}(0)}{(1+z_1^2/l_0^2)(1+3z_1^2/l_0^2)}, \quad (6)$$

где Z_1, Z_2 – расстояния от центра кюветы до перетяжки гауссова пучка и до экрана соответственно(рис.), $l_0 = \pi r_0^2 / \lambda$, r_0 – радиус перетяжки гауссова пучка, $\Phi_{nl}(0)$ – нелинейный набег фаз в оптической ячейке на оси пучка.

Нелинейный набег фаз складывается из двух вкладов – теплового расширения дисперсной фазы и концентрационного, связанного с изменением концентрации дисперсных частиц:

$$\Phi_{nl}(0) = \Phi_T(0) + \Phi_C(0), \quad (7)$$

$$\Phi_T(0) = k \int_0^d \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \Delta T(z, r=0) dz, \quad (8)$$

$$\Phi_C(0) = k \int_0^d \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right) \Delta C(z, r=0) dz, \quad (9)$$

где $k = 2\pi / \lambda$ — волновой вектор излучения зондирующего пучка I_s .

Интегрируя (8) и (9) получаем:

$$\Phi_T(0) = -k \frac{\alpha I_0}{4\chi} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) d, \quad (10)$$

$$\Phi_C(0) = k \alpha I_0 C_0 \frac{D_T}{4D} \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right) d, \quad (11)$$

Т.о. можно получить величину стационарного термолинзового сигнала:

$$g_{st} = -\frac{z_1}{l_0} \frac{k\alpha I_0 d}{2} \frac{\left(S_T C_0 \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right) - \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \right)}{\left(1 + z_1^2 / l_0^2 \right) \left(1 + 3z_1^2 / l_0^2 \right)}, \quad (12)$$

где $S_T = \frac{D_T}{D}$ – параметр Сорэ.

Таким образом, в работе получено выражение для термолинзового отклика двухкомпонентной среды, обусловленного термодиффузией. Результаты представляют интерес для термолинзовой спектроскопии многокомпонентных сред [2-4], оптической диагностики, а также нелинейной адаптивной оптики [5-6].

1. В.И. Гришко, В.П. Гришко, И.Г. Юделевич, *Лазерная аналитическая термооптическая спектроскопия*, Новосибирск: ИНХ СО РАН, 322 с., (1992).

2. В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, К.Н. Окишев, *Вестник Новосибирского государственного университета, Серия «Физика»*, **4**, № 2, С. 58-60, (2009).

3. К.Н. Окишев, В.И. Иванов, С.В. Климентьев, А.А. Кузин, А.И. Ливашвили, *Оптика атмосферы и океана*, **23**, № 2, С. 106-107, (2010).

4. В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, В.К. Хе, *Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, межвуз. сб. науч. тр. / под общей редакцией В. М. Самсонова, Н.Ю. Сдобнякова*, – Тверь: Твер. гос. ун-т, Вып. 5, С. 112-115, (2013).

5. В.И. Иванов, Ю.М. Карпец, А.И. Ливашвили, К.Н. Окишев, *Известия Томского политехнического университета*, **308**, № 5, С. 23-24, (2005).

6. В.И. Иванов, А.И. Ливашвили, *Оптика атмосферы и океана*, **22**, № 8, С. 751-752, (2009).

ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ НАНОЧАСТИЦ СУЛЬФИДА КАДМИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ НА НАНОКРИСТАЛЛАХ ДИОКСИДА ТИТАНА

Попова Е.В., Латышев А. Н., Овчинников О.В.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Воронежский государственный университет", Воронеж, Россия

Исследованы спектры люминесценции конгломератов CdS:TiO₂, которые были приготовлены с помощью синтеза квантовых точек сульфида кадмия на наночастицах диоксида титана.

Наночастицы диоксида титана получали путем осаждения порошка TiO₂ в воде в течение 3 суток, по истечению которых раствор разделялся на несколько фракций. Далее, отбирали одну из фракций, содержащую наиболее мелкие, средние и крупные частицы и добавляли их в раствор желатины, который впоследствии использовали для синтеза агрегатов. Размер полученных таким способом частиц диоксида титана определили с помощью ПЭМ, получили TiO₂1=2,82 нм, TiO₂2=3,05 нм, TiO₂3=3,3 нм. Для получения нанокристаллов CdS в реакторе производили сливание водных растворов солей металла кадмия и серы с водным раствором щелочной желатины, при постоянной температуре 40°и перемешивании реакционной смеси со скоростью мешалки 200 оборотов в минуту. Использовали растворы $CdBr_2 \cdot 4H_2O$, Na_2S . Кристаллизацию проводили в соответствии со следующей реакцией: $CdBr_2 + Na_2S \rightarrow 2NaBr + CdS \downarrow$. Для получения конгломерата CdS:TiO₂ брали одну из фракций TiO₂i(i=1,2,3) к ней аналогично с получением нанокристалла CdS производили сливание $CdBr_2 \cdot 4H_2O$, Na_2S .

Полученные таким образом желатиновые эмульсии поливали на стекло и сушили. Далее измеряли спектры поглощения с помощью прибора Ocean Optics 2000XR+. Измерения проводились для спектральной области 200–1030 нм. Спектры люминесценции возбуждались светодиодом с длиной волны 380 нм.

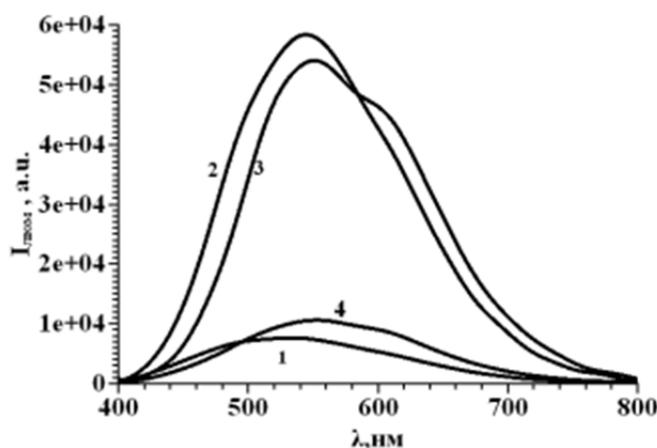


Рисунок. Спектр люминесценции, CdS-кривая 1, CdS:TiO₂-кривая 2, CdS:TiO₂2- кривая 3, CdS:TiO₂3-кривая 4

Размерный эффект хорошо виден по сдвигу самого интенсивного пика люминесценции (рис.). Максимумы полос люминесценции образцов имеют следующие значения: CdS- 525нм, CdS:TiO₂1 540 нм, CdS:TiO₂2 553 нм, CdS:TiO₂3 563 нм. В спектрах преобладает широкая полоса, определяемая электронной структурой сульфида кадмия. Видно, что с укрупнением наночастиц полосы люминесценции сдвигаются в длинноволновую область. Наблюдается явное смещение полос в спектре конгломератов CdS:TiO₂ по отношению к CdS. Такое

поведение полос люминесценции можно объяснить, как особенность образцов, связанная с увеличением размера полученных частиц. Наблюдаемое увеличение размера частиц подтверждается исследованиями ПЭМ и рентгеноструктурным анализом результаты исследований получены на оборудовании ЦКП НО ВГУ. Важно отметить, что на размер частиц центров кристаллизации, которыми в данном случае выступают наночастицы диоксида титана, влияют на размер частиц конгломератов. Кроме смещения полосы люминесценции, наблюдается особенность, связанная с увеличением интенсивности свечения для образцов, обладающих следующими размерами 3,5 нм, 3,7 нм.

Также важно отметить, что в некоторых образцах наблюдается гашение люминесценции CdS, в данном случае это CdS:TiO₂3 - кривая 4. По-видимому, такое гашение интенсивности возникает из-за непосредственного переноса электрона между возбужденными частицами CdS и частицами TiO₂.

Кроме того, наблюдается влияние наночастиц диоксида титана на люминесценцию конгломератов. Действительно, полосы при ~425 ~530, и ~630 нм могут быть отнесены к самолокализованным экситонам и кислородным вакансиям в TiO₂ и серы с дефицитом дефектов в CdS нанокристаллах.

При определенном соотношении CdS и TiO₂ в конгломератах изменяется энергия состояний ловушек, что приводит также и к более вероятным излучательным переходам. Так же в качестве объяснения усиления люминесценции может выступать соединении мелких частиц TiO₂, которые вместе с квантовыми точками CdS создают связанные полупроводниковые системы.

Очевидно, что квантово-размерные эффекты играют важную роль в переносе электронов между частицами в связанных полупроводниковых системах.

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ ПОЛИМЕТИНОВОЙ ЦЕПИ НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕТИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ

Темирбаева Д.А., Селиверстова Е.В., Ибраев Н.Х., Ищенко А.А.*

Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

*Институт органической химии НАН Украины, Киев, Украина

Были изучены спектрально-люминесцентные свойства полиметиновых красителей с разной длиной полиметиновой цепи. Теоретически исследовано формирование электронно-возбужденных состояний и роль длины полиметиновой цепи при этом.

Для разработки технологии наноразмерных оптически активных функциональных элементов на основе органических молекул необходимо установить закономерности между химическим строением молекул и их фотофизическими и фотохимическими свойствами. Комбинированные преимущества оптических и электронных свойств делают полиметины перспективным классом материалов для солнечных ячеек[1].

Для изучения были выбраны красители (рисунок 1) различного строения, поскольку структура молекулы влияет как на положение спектров поглощения по шкале длин волн, так и на поглощательную способность молекул красителей[2].

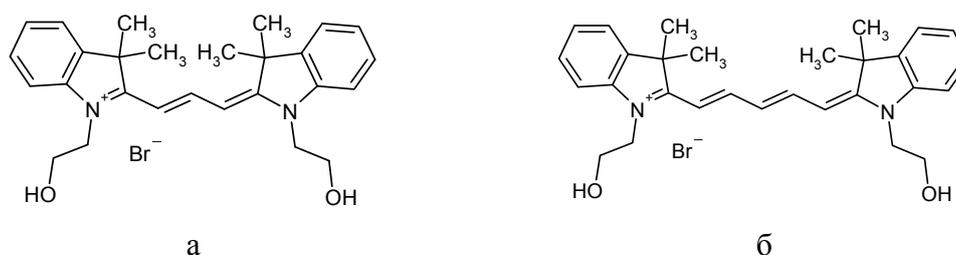


Рис. 1. Структурные формулы красителей К1 (а) и К2 (б)

Спектры поглощения и флуоресценции красителей были измерены на спектрофотометре Cary-300 (Agilent). Спектры флуоресценции были измерены на спектрофлуориметре Cary Eclipse (Agilent).

На рисунке 2 показаны спектры поглощения и флуоресценции красителя К1, измеренных в этанольном растворе.

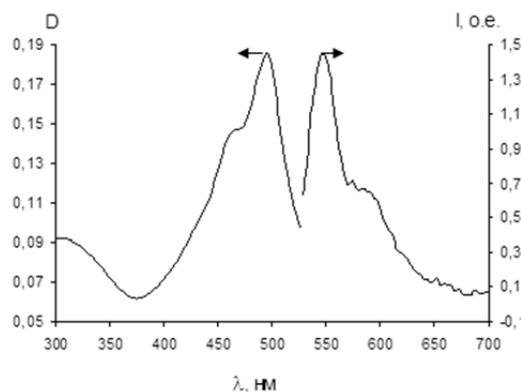


Рис. 2. Спектры поглощения (слева) и флуоресценции (справа) красителя К1 в этаноле, $C=10^{-5}$ моль/л

Данные спектрально-люминесцентных измерений красителей представлены в таблице 1. Максимум спектра поглощения приходится на 550 нм для К1, 646 нм для К2. С коротковолновой стороны спектра для красителя К1 проявляется неявно выраженное плечо с максимумом около 520 нм, для К2 на 600 нм.

Спектры флуоресценции красителей являются зеркальным отражением спектров поглощения. Максимум флуоресценции полос свечения люминофоров приходится на 550 и 670 нм для К1, К2 соответственно. Наибольшая интенсивность свечения растворов красителей наблюдалась при возбуждении образцов светом с $\lambda_{\text{в}} = 620$ нм.

Таблица 1. Спектральные параметры красителей К1 и К2 в растворах

| Краситель | $^a \lambda_{1 \text{ max}}, \text{ нм}$ | $\Delta \lambda_{1/2}^a, \text{ нм}$ | $\epsilon^* 10^4, \text{ л/моль см}$ | $^f \lambda_{\text{ max}}, \text{ нм}$ | $\tau_f, \text{ нс}$ | Φ_f |
|-----------|--|--------------------------------------|--------------------------------------|--|----------------------|----------|
| К1 | 550 | 54 | 0,08 | 568 | 2,6 | 0,05 |
| К2 | 646 | 42 | 1,4 | 670 | 1,45 | 0,25 |

Как видно из таблицы, полосы поглощения и флуоресценции красителя К2 сдвинуты в красную область спектра. Краситель К2 обладает лучшей поглощательной способностью по сравнению с более коротким аналогом К1. Наблюдаемое уменьшение времени жизни флуоресценции связано с увеличением длины метильной цепочки в молекулах К2. Это приводит к увеличению колебательных движений внутри молекулы, и, в итоге, к увеличению скорости внутренней конверсии молекулы, что уменьшает вероятность излучательного распада синглет–возбужденного состояния.

Расчеты красителей были проведены методом теории функционала плотности (DFT) с использованием программного пакета Gaussian 09.

При исследовании распределения электронной плотности молекул в основном и возбужденном состояниях, было обнаружено, что в основном электронном состоянии для молекул К1 и К2 максимальный отрицательный заряд концентрируется на кислороде гидроксильной группы ОН (рисунок 3). Соответственно большой положительный заряд оказывается на углероде рядом с этой группой. С другой стороны этот заряд достаточно большой, чтобы шестичленный цикл не обладал ароматическим характером. Атомы углерода бензольных фрагментов имеют незначительный отрицательный заряд, который компенсируется положительным зарядом атомов водорода.

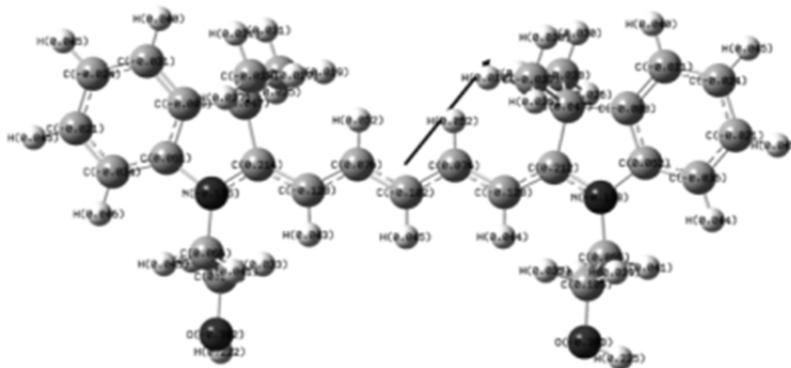


Рис. 3. Распределение зарядов и проекция дипольного момента молекулы К2

Дипольный момент молекул К1 и К2 в основном состоянии равен 1,95 и 3,59 Д. Максимальная проекция дипольного момента для обоих красителей направлена вдоль длинной оси от положительно заряженного гетероатома азота бензопирролового фрагмента к гетероостатку второго хромофора. Проекция дипольного момента вдоль короткой оси молекулы направлена от атомов кислорода в гидроксильной группе этиловой цепочки к метильным группам пятичленного цикла.

Рассмотрим формирование электронно–возбужденных состояний молекул красителей. В таблице 2-3 представлены результаты расчета энергий (E), силы осциллятора (f), поляризация (P_i) и природа S_0-S_i переходов в молекулах красителей. Рассчитанные положения энергий электронно–возбужденных состояний хорошо коррелируют с экспериментом.

Формирование полос поглощения происходит при переходах между состояниями одинаковой орбитальной природы ($\pi\pi^*$). Переходы с более высоких электронно–возбужденных состояний являются слабозапрещенными и проявляются в спектрах поглощения в виде малоинтенсивных полос[3].

Таблица 2. Результаты расчета спектральных характеристик К1

| Состояние | $E, \text{см}^{-1}$ | $\lambda, \text{нм}$ | f | $k_r, \text{с}^{-1}$ | P_i | D | $E_{\text{эксц}}, \text{см}^{-1}$ | $\lambda_{\text{эксц}}, \text{нм}$ |
|------------------|---------------------|----------------------|--------|----------------------|-------|------|-----------------------------------|------------------------------------|
| $S_1 (\pi\pi^*)$ | 21692 | 461 | 1 | $4,2 \cdot 10^8$ | Y | 0,74 | 18181 | 550 |
| $S_2 (\pi\pi^*)$ | 28248 | 354 | 0,01 | $7,8 \cdot 10^7$ | X | 1,1 | – | – |
| $S_3 (\pi\pi^*)$ | 29761 | 336 | 0,0228 | $3,6 \cdot 10^5$ | Z | 1,46 | – | – |

Таблица 3. Результаты расчета спектральных характеристик К2

| Состояние | $E, \text{см}^{-1}$ | $\lambda, \text{нм}$ | f | $k_r, \text{с}^{-1}$ | P_i | D | $E_{\text{эксц}}, \text{см}^{-1}$ | $\lambda_{\text{эксц}}, \text{нм}$ |
|------------------|---------------------|----------------------|-------|----------------------|-------|--------|-----------------------------------|------------------------------------|
| $S_1 (\pi\pi^*)$ | 17921 | 558 | 1 | $4,9 \cdot 10^8$ | Y | 2,4965 | 15480 | 646 |
| $S_2 (\pi\pi^*)$ | 28818 | 347 | 0,017 | $1 \cdot 10^8$ | X | 1,4395 | – | – |
| $S_3 (\pi\pi^*)$ | 32895 | 304 | 0,02 | $1,9 \cdot 10^6$ | Z | 2,1319 | – | – |

В данном случае оптические переходы осуществляются между молекулярными орбиталями $\pi\pi^*$ -природы с примесью σ -состояний. Наибольшую силу осциллятора имеет переход между состояниями $S_0 \rightarrow S_1$. Переходы в состояния S_2 и S_3 являются менее разрешенными, т.к. сформированы переходами между МО, локализованными на различных фрагментах молекулы, о чем свидетельствует и направление дипольного момента перехода. Рассчитанный квантовый выход флуоресценции равен 0,9 и 0,77 для красителей К1 и К2, соответственно.

Таким образом, результаты комплексного анализа оптических и квантово-химического моделирования показали, что длина метиленовой цепи между донорными и акцепторными фрагментами полиметиновых красителей приводит к сдвигу полос поглощения в длинноволновую область спектра. При этом изменяются дипольные моменты молекул красителей. Значительных изменений в распределении электронной плотности молекул при увеличении длины молекулы не происходит. Однако наблюдается увеличение скорости внутримолекулярных переходов вследствие увеличения колебательных движений молекулы из-за потери жесткости хромофора. Это, в свою очередь, уменьшает значение квантового выхода флуоресценции люминофора с более длинной метиленовой цепочкой.

1. А.А. Ищенко, *Строение и спектрально-люминесцентные свойства полиметиновых красителей*. **192**, 13-50, (1994).
2. Ю.Е. Борисевич, В.А. Кузьмин, Ф.А. Михайленко, Г.Г. Дядюша, *Триpletное состояние бисцианиновых красителей*, **228**, №2, 370-378, (1976).
3. С. Паркер, *Фотолуминесценция растворов*. **94**, 412-418, (1972).

МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫЙ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В ПОЛОСТИ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ С СЕРЕБРЯНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

Кучеренко М.Г., Кислов Д.А.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Представлены новые экспериментальные и теоретические результаты, подтверждающие эффект влияния металлических наночастиц на межмолекулярный безызлучательный перенос энергии в кластерных структурах, образующихся в нанополостях пористой среды

В работах[1]-[3] сообщалось об экспериментальном обнаружении влияния различных металлических наноструктур, таких как сферические металлические наночастицы, островковые пленки нанометровой толщины и углеродные нанотрубки, на скорость индуктивно-резонансной передачи энергии электронного возбуждения (FRET) в донор-акцепторных парах органических молекул при их размещении в непосредственной близости от этих структур. Эти выводы, основанные на проведенных экспериментах, подтверждаются и теоретическими расчетами, выполненными авторами[1]-[3] на базе специально созданных математических моделей переноса энергии в рассматриваемых системах.

В данной работе наряду с экспериментом и имитационным моделированием методом конечных разностей во временной области (FDTD) приводится теоретическая модель, которая в отличие от результатов, приведенных в статьях[1]-[6], учитывает эффект поляризации стенок нанореактора при расчете характеристик локального поля в полости.

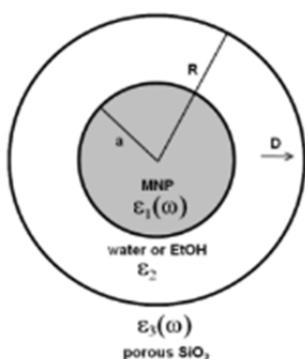


Рис. 1. Схематическое изображение сферической полости пористой среды с инкапсулированной наночастицей серебра

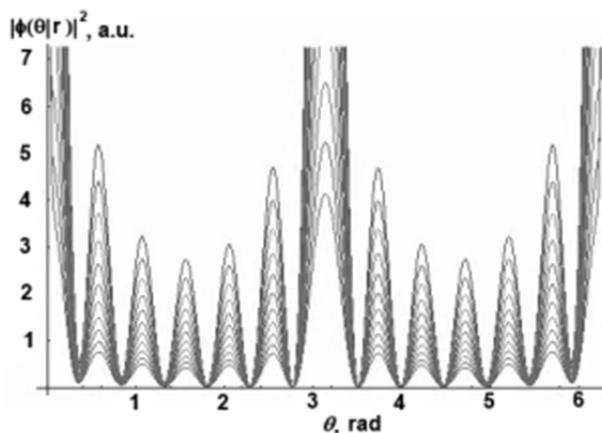


Рис. 2. Угловая зависимость квадрата модуля потенциала, создаваемого молекулой донора в зазоре между наночастицей и стенками поры. Семейство кривых для различных положений диполя в зазоре. Результаты расчётов по аналитической модели

Объединение трех компонентов «донор-акцептор- металлическая наночастица» в кластер осуществляется естественным образом при использовании в качестве среды нанопористой структуры. Будем рассматривать отдельную полость сферической формы, в которую заключены донорная и акцепторная молекулы, а также глобулярная проводящая частица (рис. 1). Рассмотрим случай относительно малого радиуса полости и большого радиуса наночастицы. При таком соотношении размеров можно считать, что центр частицы совмещен с центром полости, а молекулы донора (D) и акцептора (A), участвующие в переносе энергии, располагаются в сферическом слое между металлической глобулой и стенкой поры. Очевидно, что поляризацию наночастицы в поле донорного диполя в этом случае нельзя считать однородной. В данной постановке рассматривается общее решение квазиэлектростатической задачи в области проводящей частицы, сферического слоя и внешней среды вне полости.

Потенциал $\varphi_D(\omega|r, \theta)$ поля радиально-выстроенного точечного диполя в точке с координатами $(r_0, 0, 0)$ с моментом $\mathbf{p}_D = e\delta\mathbf{r}_0$ в сферическом слое $a < r < R$ и диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 = \text{const}$ можно записать в виде

$$\varphi_D(\omega|\rho, r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\partial B_n}{\partial r_0} \left(\frac{r}{a} \right)^n + \frac{\partial C_n}{\partial r_0} \left(\frac{R}{r} \right)^n \right] P_n(\cos \theta) \delta r_0 - \frac{e}{\varepsilon_2 \rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r_0} \right) \delta r_0, \quad (1)$$

$$\rho = \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos \theta},$$

где коэффициенты $C_n(r_0)$, $B_n(r_0)$ определены выражениями

$$C_n \cdot \left\{ \frac{[n\varepsilon_1(\omega) + (n+1)\varepsilon_2] \left(\frac{R}{a} \right)^{n+1}}{n[\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2]} + \frac{(n+1)[\varepsilon_2 - \varepsilon_3(\omega)] \left(\frac{a}{R} \right)^n}{[n\varepsilon_2 + (n+1)\varepsilon_3(\omega)]} \right\} = \\ = -e \left\{ \frac{1}{r_0} \left(\frac{a}{r_0} \right)^n \frac{[\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2]}{\varepsilon_2[\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2]} + \frac{1}{R} \left(\frac{r_0}{R} \right)^n \left(\frac{a}{R} \right)^n \frac{[n - (n+1)\varepsilon_3(\omega)]}{[n\varepsilon_2 + (n+1)\varepsilon_3(\omega)]} \right\}, \quad (2)$$

$$B_n = -C_n \frac{[n\varepsilon_1(\omega) + (n+1)\varepsilon_2] \left(\frac{R}{a} \right)^{n+1}}{n[\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2]} - \frac{e}{r_0} \left(\frac{a}{r_0} \right)^n \frac{[\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2]}{\varepsilon_2[\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2]}. \quad (3)$$

Зависящие от частоты диэлектрические проницаемости $\varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_3(\omega)$ соответственно относятся к металлу наночастицы и материалу пористой среды; e – заряд электрона. Угловая зависимость квадрата модуля потенциала молекулы донора в зазоре между наночастицей серебра и стенками поры, посчитанная по формуле (1), представлена на рисунке 2.

Скорость U безызлучательного переноса энергии к молекуле или квантовой точке с поляризуемостью $\alpha_A(\omega)$, выполняющей функцию акцептора и расположенной внутри полости в точке \mathbf{r}_A определяется выражением

$$U(\omega|\rho, r_A, \theta_A) = \frac{1}{2\pi\hbar} \text{Im} \alpha_A(\omega) |\nabla \varphi_D(\omega|\rho, r_A, \theta_A)|^2. \quad (4)$$

Кроме расчетов по аналитической модели было проведено имитационное моделирование взаимодействия поля точечного дипольного источника с плазмонной наночастицей серебра в полости пористого оксида кремния методом FDTD. На рисунке 3 представлена угловая зависимость интенсивности электромагнитной волны в зазоре между наночастицей и стенками поры. Получено хорошее качественное согласие результатов аналитических расчётов и компьютерного моделирования.

В экспериментальной части работы для наблюдения межмолекулярного переноса энергии использовались органические красители: акридиновый оранжевый (АО) — в качестве донора и нильский синий (НС) — в качестве акцептора. Синтез наночастиц производился борогидридным восстановлением. В качестве нанореакторов, в которых осуществлялась пространственная локализация всех трех компонент (донора, акцептора и наночастицы серебра) в эксперименте служили нанополости пористого силохрома С-80. Приготовленные образцы возбуждались лазером на длине волны 445 нм, а сигнал флуоресценции регистрировался в диапазоне от 480 нм до 700 нм. Для иллюстрации и численной оценки экспериментально наблюдаемого влияния наночастиц серебра на безызлучательный перенос энергии были использованы константы Штерна-Фольмера, рассчитанные на основе концентрационных зависимостей интенсивности флуоресценции донора, представленных на рисунке 4. Как видно из графиков, в случаях, когда вблизи донор-акцепторной пары молекул находится плазмонная наночастица, происходит более эффективное тушение донорных возбуждений молекулами акцептора.

Таким образом, в работе представлена теоретическая модель безызлучательного индуктивно-резонансного переноса энергии в пористой среде, в которой при расчете характеристик локального поля в полости учитываются эффекты поляризации наночастицы, а

также среды вне нанореактора. Результаты расчетов по аналитической модели подтверждены данными моделирования методом FDTD.

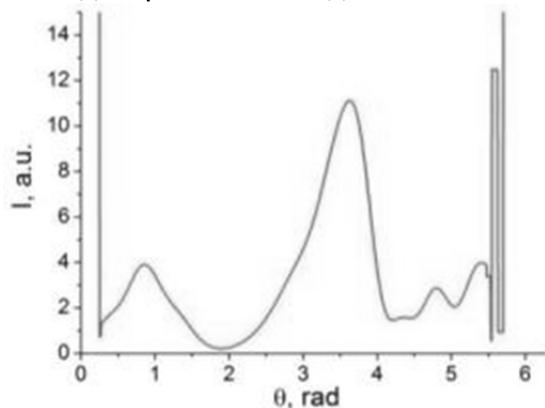


Рис. 3. Угловая зависимость интенсивности электромагнитной волны, испущенной молекулой донора в зазоре между наночастицей и стенками поры. Результаты моделирования методом FDTD

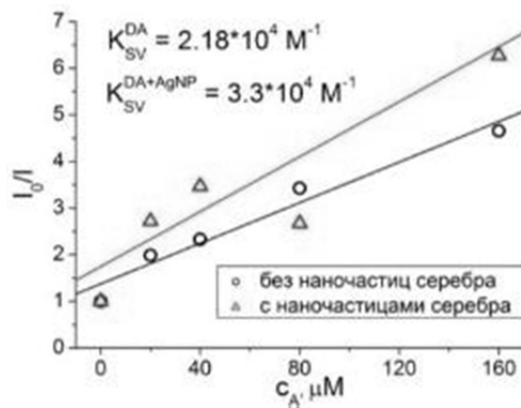


Рис. 4. Зависимость интенсивности флуоресценции донора от концентрации акцептора в нанопорах силохрома С-80. Представлены случаи без наночастиц и с наночастицами серебра

Кроме того, экспериментально показано, что безызлучательный межмолекулярный синглет-синглетный перенос энергии в пористой матрице с наночастицами серебра проходит более эффективно, чем в среде без них. На основе полученных экспериментальных данных рассчитаны константы тушения Штерна-Фольмера. Эффект влияния наночастиц серебра на процесс переноса энергии составил 35%.

Работа поддержана Минобрнауки РФ (ГЗ, Проект № 233), РФФИ (проект № 16-42-560671p_a и проект № 15-08-04132_a) и Советом по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых (стипендия Президента Российской Федерации, № СП-1340.2015.1).

1. С.В. Измоденова, Д.А. Кислов, М.Г. Кучеренко, *Коллоид. журн.*, **76**, №6, 734-744, (2014)
2. Д.А. Кислов, М.Г. Кучеренко, *Опт. и спектр.*, **117**, №5, 809-816, (2014).
3. М.Г. Кучеренко, В.Н. Степанов, Н.Ю. Кручинин, *Опт. и спектр.*, **118**, №1, 107-114, (2015).
4. A.O. Govorov, J. Lee, N.A. Kotov, *Phys. Rev. B*, **76**, № 125308, (2007).
5. V.V. Klimov, V.S. Letokhov, *Laser Physics*, **15**, № 1, 61-73, (2005).
6. V.V. Klimov, M. Ducloys, V.S. Letokhov, *Journal Of Mod. Opt.*, **43**, №3, 549-563, (1996).

ВЛИЯНИЕ ОДНОСЛОЙНОГО ОКСИДА ГРАФЕНА НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРАСИТЕЛЯ

Жумабай Н.Д., Джанабекова Р.Х., Селиверстова Е.В, Ибраев Н.Х.

Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, г. Караганда, Республика Казахстан

Исследовано влияние однослойного оксида графена на спектрально-люминесцентные свойства родаминового красителя. Показано, что присутствие оксида графена приводит к статическому и динамическому тушению флуоресценции родамина С.

Графен – это новый материал, который благодаря своим уникальным свойствам претендует на широкое использование не только в фотовольтаике, но и в молекулярной электронике и нанотехнологиях в целом [1-3]. При использовании графена (листов оксида графена) для создания сенсibilизированных красителем солнечных ячеек, очень важно иметь представление о взаимодействии компонентов внутри ячейки. Для исследования влияния оксида графена на спектрально-люминесцентные свойства красителя были использованы следующие вещества: однослойный оксид графена (SLGO, Cheaptubes, USA) и родамин С.

Спектры поглощения и флуоресценции красителя были измерены на спектрофотометре Cary-300 (Agilent). Спектры флуоресценции были измерены на спектрофлуориметре Cary Eclipse (Agilent). Времена жизни возбужденного состояния молекул красителя измерялись с помощью импульсного спектрофлуориметра с пикосекундным разрешением с регистрацией в режиме время-коррелированного счета фотонов (Becker&Hickl, Germany).

Спектры поглощения красителя в присутствии и без графена показаны на рисунке 1.

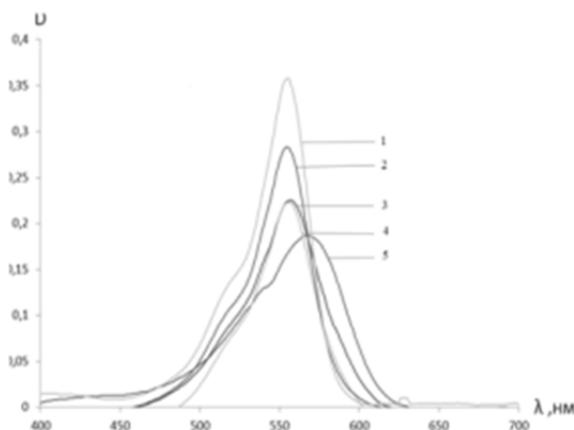


Рис. 1. Спектры поглощения родамина С при различной концентрации SLGO: 1 – 0; 2 – 0,0065 мг/мл; 3 – 0,013 мг/мл; 4 – 0,025 мг/мл; 5 – 0,05 мг/мл

Как видно из представленных данных, в спектрах поглощения растворов красителя с увеличением концентрации SLGO наблюдается уменьшение оптической плотности растворов и заметное уширение спектра (почти в 2 раза) со сдвигом максимума в длинноволновую область (таблица 1).

На рисунке 2 представлены спектры флуоресценции растворов красителя. Фотовозбуждение образцов проводилось светом с $\lambda = 530$ нм. При освещении растворов светом с меньшей длиной волны заметного сдвига и изменения формы полос поглощения зарегистрировано не было. Как видно из рисунка, даже незначительная примесь оксида графена в растворе красителя приводит к заметному тушению интенсивности флуоресценции (на 35 %). Дальнейшее увеличение концентрации SLGO приводит практически к полному тушению свечения красителя. Вместе с тем, как видно из таблицы 1, заметных сдвигов и уширения полос поглощения не наблюдается.

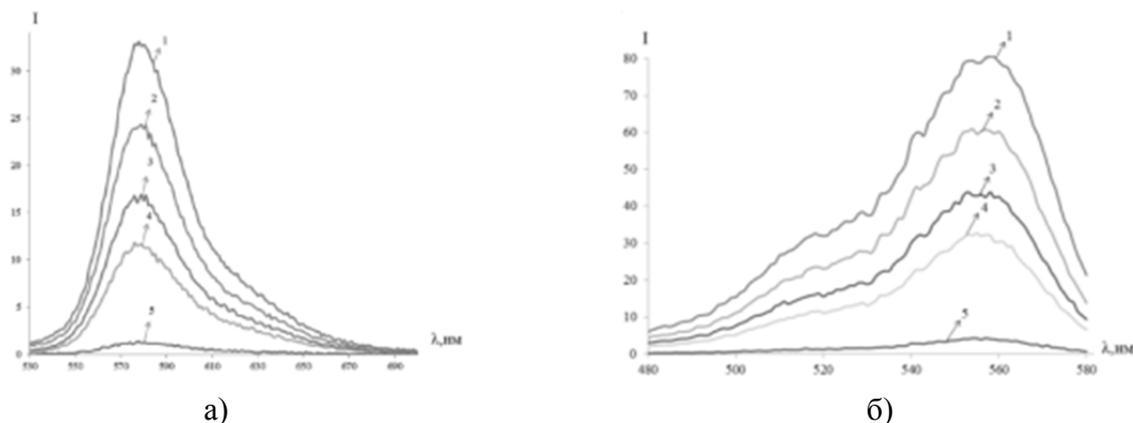


Рис. 2. Спектры а) флуоресценции и б) возбуждения родамина С при концентрации SLGO: 1 – 0; 2 – 0,0065; 3 – 0,013; 4 – 0,025; 5 – 0,05 мг/мл . $\lambda_{в}=530$ нм

Спектры возбуждения исследуемых растворов представлены на рисунке 3. Наблюдение спектров возбуждения проводилось при 580 нм.

Таблица 1. Спектральные параметры красителя при различных концентрациях SLGO в растворах

| Концентрация SLGO | $\lambda_{п\ max}(н)$ | $\Delta\lambda_{1/2}(нм)$ | D | $\lambda_{ф\ max, \ нм}$ | $\Delta\lambda_{1/2, \ нм}$ | I, о.е. | $\tau_{фл, \ нс}$ |
|-------------------|-----------------------|---------------------------|-------|--------------------------|-----------------------------|---------|-------------------|
| 0мг/мл | 554 | 40 | 0,357 | 576 | 40 | 32,7 | 1,90 |
| 0,0065мг/мл | 554 | 40 | 0,283 | 577 | 40 | 23,9 | 1,85 |
| 0,013мг/мл | 554 | 40 | 0,221 | 576 | 40 | 16,7 | 1,75 |
| 0,025мг/мл | 558 | 52 | 0,223 | 576 | 40 | 11,8 | 1,68 |
| 0,05мг/мл | 564 | 70 | 0,185 | 576 | 40 | 1,17 | 1,60 |

Также были измерены кинетики затухания флуоресценции родамина С в растворах при различных концентрациях SLGO (рисунок 3).

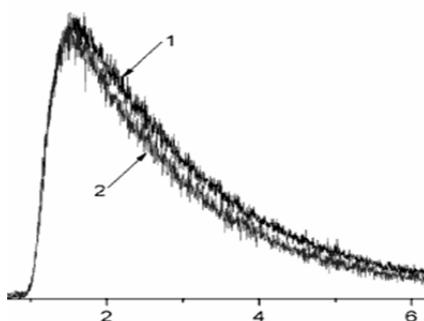


Рис. 3. Кинетика затухания флуоресценции Родамина С при различных концентрациях SLGO (мг/мл)

1 – 0.0065; 2 – 0.013; 3 – 0; 4 – 0.025; 5 – 0.05;

Как видно из данных, представленных в таблице 1 и на рисунке 2 при добавлении SLGO спектры поглощения красителя батохромно сдвигаются. При этом происходит уширение спектра, а также его деформация, о чем свидетельствует рост оптической плотности коротковолнового плеча в спектре поглощения красителя. Между оксидом графена и спектром флуоресценции красителя нет перекрытия, поэтому тушение флуоресценции красителя происходит посредством процесса переноса электрона. При этом взаимодействие между возбужденным красителем и SLGO приводит к уменьшению выхода флуоресценции красителя и такое тушение представляет собой межграницный процесс переноса заряда с возбужденного красителя на поверхность графена.

Проведенные исследования дают представление о том, каким образом осуществляется взаимодействие оксида графена и молекул органического красителя, что позволит эффективно его использовать в сенсibilизированных красителем солнечных ячейках. Кроме того, полученные данные позволят расширить область применения в фундаментальной науке и технологических применениях, в органических солнечных элементах, в сенсорах для определения отдельных молекул и его использование для изготовления электродов в ионисторах и т.п.

1. Ю.М.Шульга и др, *Окрашивание наночастиц оксида графена и цветные полимерные композиции на их основе*, *Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies*, **11**, №1, 161-171, (2013).

2. В.И.Земский, Ю.Л.Колесников, И.К. Мешковский, *Физика и техника импульсных лазеров на красителях*, СПбГУ ИТМО, **65**, 176 с, (2005).

3. А.Г.Алексенко, *Графен*, М.: БИНОМ, Лаборатория знаний, **103**, 168с, (2014).

СПЕКТРЫ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ НАНОПОРОШКОВ ФАРМАЦЕВТИЧЕСКИХ АРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Рахматуллаев И.А. *, Горелик В.С. **, Курбонов А.К. *, Амирджанова С.А. *

* Научно-исследовательский институт Прикладной физики, Ташкент, Узбекистан

** Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской Академии наук, Москва, Россия

Разработан флуоресцентный метод диагностики молекулярной структуры и состава фармацевтических препаратов. Метод основан на волоконно-оптической регистрации спектров флуоресценции при лазерном ультрафиолетовом возбуждении.

Для лучшего понимания фундаментальных принципов и различных возможных применений наноматериалов и наноструктур все в большем объеме требуется умение и соответствующее приборное обеспечение для наблюдения, измерения и манипулирования отдельными наноструктурами и наноматериалами [1]. Физические свойства и короткодействующие силы, которые не играют заметной роли при диагностике на макроуровне, могут давать значительный вклад в нанометровом диапазоне.

Методы флуоресцентной спектроскопии широко применяются в биофизических, медицинских и химических исследованиях [2]. Причиной этого служат присущая этим методам высокая чувствительность, а также удобный временной диапазон: испускание флуоресценции происходит через 10 нс после поглощения света. За этот промежуток времени может произойти множество различных молекулярных процессов, которые способны повлиять на спектральные характеристики флуоресцирующего соединения.

В обычно применяемой методике регистрации спектров фотолюминесценции в конденсированной среде (в частности, в порошках) лазерное излучение фокусируется внутри среды и, при достаточно высокой интенсивности лазерного излучения, это приводит к изменению исходных характеристик вещества: фотодеструкции, локальному разогреву среды и др.

Для возбуждения и регистрации спектров флуоресценции использовалась волоконно-оптическая методика (см. работы [3,4]. При этом в качестве источника возбуждающего ультрафиолетового излучения (УФИ) использовалась четвертая гармоника (266 нм) лазера на алюмоиттриевом гранате, генерирующего импульсно-периодическое излучение с длиной волны 1064 нм. Средняя мощность возбуждающего УФИ на поверхности анализируемого препарата составляла 10 мВт, что позволяло осуществлять анализ объекта без какой-либо его деструкции. Небольшое количество анализируемого вещества в виде нанопорошка помещалось в минирезонаторную кювету. Кварцевые световоды использовались для подведения УФИ к веществу и для отведения, возникающего в анализируемой пробе флуоресцентного излучения к малогабаритному спектрографу. При этом пространственное разрешение на поверхности анализируемой пробы составляло 0,1мм. Используемый тип малогабаритного спектрографа позволял осуществлять регистрацию спектров флуоресценции исследуемых образцов в диапазоне 200 – 1200 нм при экспозициях 0,01-0,1с. От миниспектрометра цифровая информация о спектре вторичного излучения передавалась на компьютер.

В качестве объектов исследования использованы размельченные нанопорошки аспирина и антрацена (со средним размером частиц $d \sim 80$ нм). Экспериментальные исследования проводились при комнатной температуре.

В структуре исследуемых соединений присутствуют ароматические кольца и электронные оболочки шести π -электронов бензольного кольца взаимно перекрываются. Поглощение в видимой и близкой ультрафиолетовой областях спектра молекул ароматических соединений связано с присутствием в них именно этих электронов.

На Рис. приведены спектры флуоресценции нанопорошков аспирина и антрацена. Как видно из рисунка, для всех анализируемых объектов наблюдаются структурированные полосы

флуоресценции в фиолетово-синей области спектра и спектры по форме, положению и интенсивности существенно отличаются.

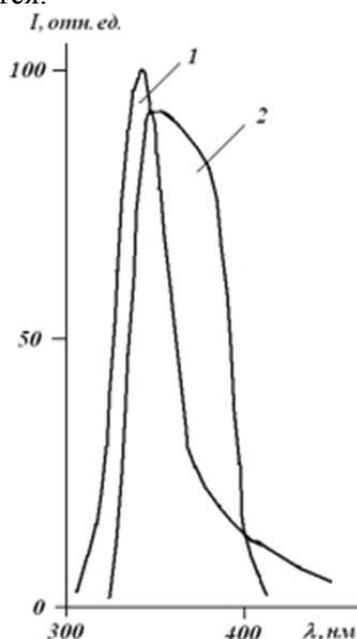


Рисунок. Спектры флуоресценции нанопорошков аспирина (1) и антрацена (2) при возбуждении ультрафиолетовым излучением (266 нм) 4-ой гармоники лазера на алюмоиттриевом гранате

Существенной особенностью спектров ароматических соединений является наличие в них синглетных и триплетных электронных состояний [2]. Синглет-синглетные переходы допускаются правилами отбора, а синглет-триплетные – нет. В результате воздействия лазерного излучения на исследуемое вещество происходит переход молекулы с основного синглетного состояния S_0 на один из колебательных уровней состояния S_1 .

Затем молекула релаксирует без излучения за очень короткое время на синглетный электронный терм S_1 . Как следует из анализа Рис., в спектрах проявляются достаточно интенсивные изолированные максимумы, соответствующие переходам в основное состояние с синглетного и триплетного термов. При этом процесс излучения ослабляется вследствие конверсии молекул с возбужденного синглетного на триплетный терм, а также на ниже лежащие уровни молекулы. Такой процесс обусловлен синглет-триплетной конверсией при столкновении молекул.

Таким образом, в результате экспериментальных исследований получены и изучены спектры флуоресценции ряда ароматических соединений. Установлено, что полоса фотолюминесценции лежит в области длин волн 300–500 нм, характерной для ароматических соединений. При этом наблюдается возбуждение синглетных уровней ароматических молекул.

Работа выполнена при поддержке Государственных научно-технических программ РУз (проекты ОТ-Ф2-67, А-3-113).

1. Ц. Гочжун, И. Ван. *Наноструктуры и наноматериалы. Синтез, свойства и применение.* М: Научный мир, – 520 с. (2012).
2. Л.И. Лукашенко. *Молоч.вест.* **13**, № 1, 65-70 (2014).
3. I.A.Rakhmatullaev, V.S.Gorelik, A.K.Kurbonov. *J.Res.Enviro.n.Life Sci.*, **8**, N3, 403-406 (2015).
4. И.А. Рахматуллаев, В.С. Горелик, А.К. Курбонов. *Тез. V межд. Конф. «Совр.пробл. физ. и техн.»*, 331-333 (М:МИФИ, 18-23 апреля 2016 г.).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ ЖИДКОСТИ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ

Кострин Д.К., Рамазанов А.Н., Марцынюков С.А., Лисенков А.А.*

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

* Институт Проблем Машиноведения Российской Академии Наук, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена конструкция разрядной системы, предназначенной для возбуждения эмиссионных спектров жидкости. Приведены полученные спектры излучения водопроводной и деионизованной воды.

Существует несколько подходов к созданию систем обеспечивающих возникновение разряда в жидкости для возбуждения эмиссионных спектров содержащихся в ней ионов металлов[1]-[2]. Наилучшие условия для возникновения разряда имеют место в неоднородном поле с большим электрическим градиентом[3].

В данной работе использовался электрический разряд, возникающий при пропускании электрического тока через жидкость, разделенную диафрагмой из диэлектрического материала. Структурная схема установки для изучения возможностей эмиссионного анализа при использовании электрического разряда в жидкости показана на Рис. 1.

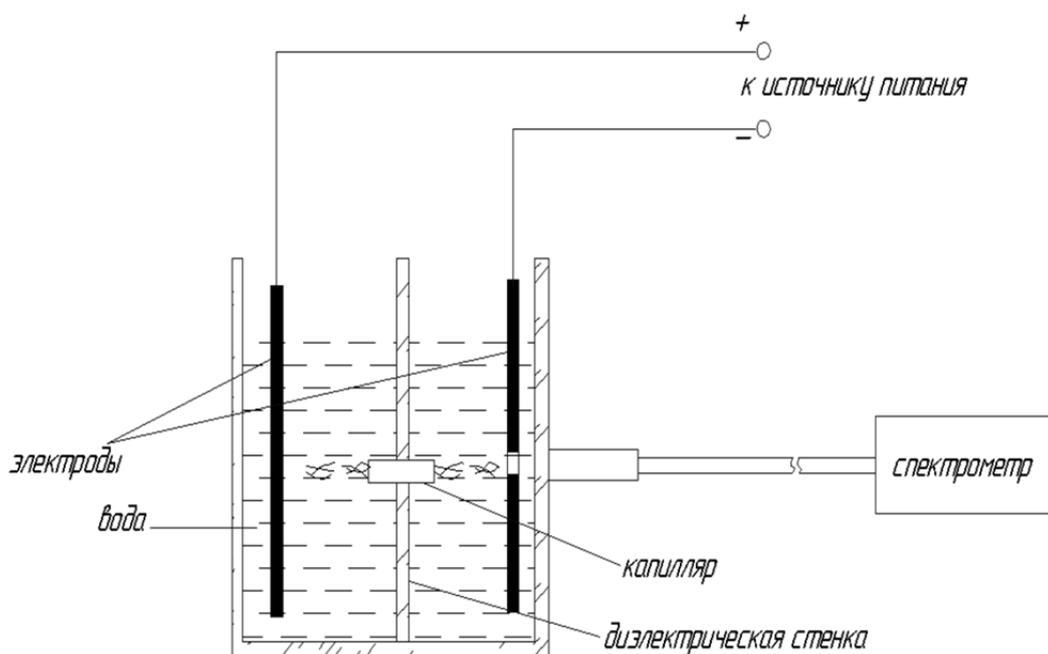


Рис. 1. Структурная схема установки для исследования эмиссионных спектров, возбуждаемых электрическим разрядом

Зажигание разряда проводилось в прямоугольном сосуде с плоскими электродами с разделительной диэлектрической стенкой, содержащей капилляр. Капилляр имел длину 3 мм и внутренний диаметр 0,5 мм. Electrodes были размещены в разных участках сосуда, разделенного диэлектрической стенкой, и подключены к высоковольтному источнику питания.

На Рис. 2 показаны спектры, полученные для деионизованной и водопроводной воды с применением спектрометра ISM3600[4] в одинаковых условиях. Из рисунка можно видеть, что даже небольшие концентрации солей приводят к возникновению достаточно интенсивных спектральных линий, соответствующих растворенным элементам. На спектрах наблюдается линия 656,3 нм, относящаяся к излучению атомов водорода. Эта линия может быть использована для нормировки получаемых спектров.

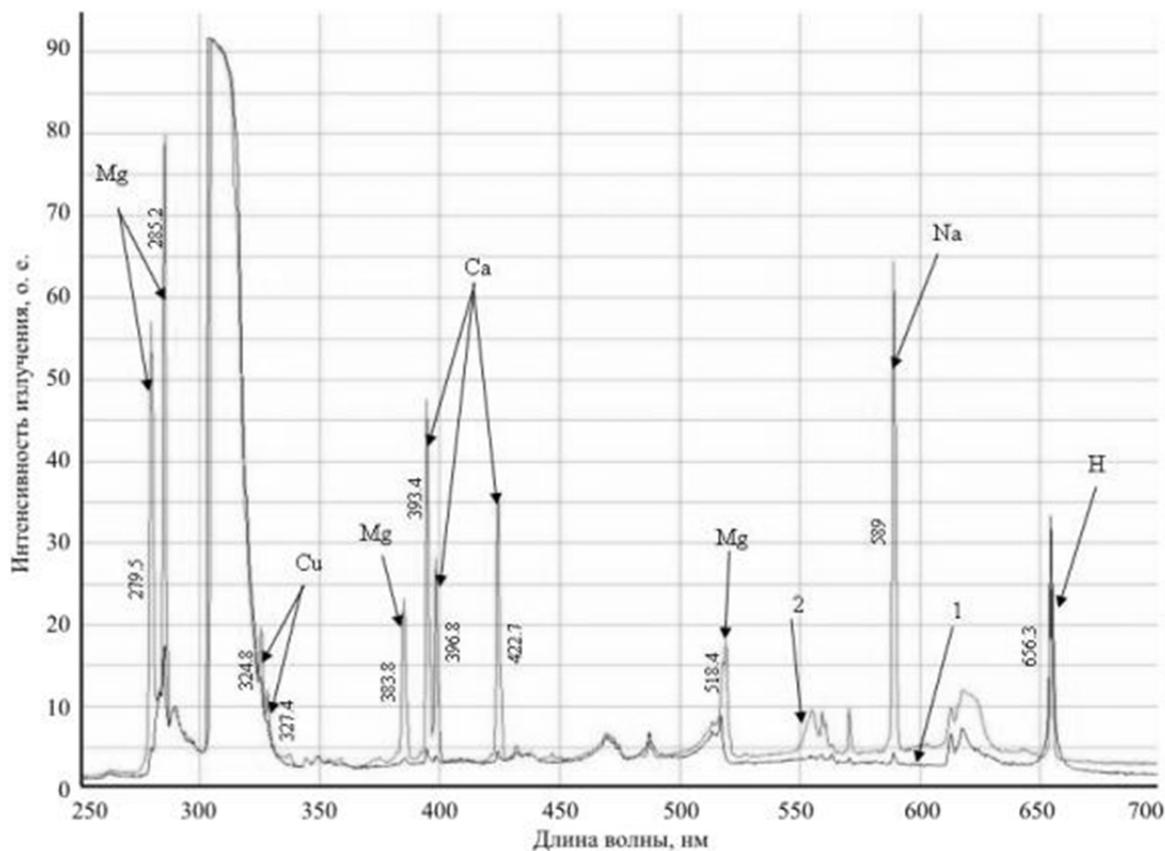


Рис. 2. Спектры деионизованной (1) и водопроводной (2) воды

Таким образом, эмиссионный анализ с использованием электрического разряда в жидкости может быть использован в режиме сравнения спектров для идентификации различных веществ и контроля постоянства состава жидкостей в различных технологических процессах[5]-[6].

1. M.R. Webb, G.M. Niefertje, *Analytical chemistry*, **81**, №3, 862-867 (2009).
2. М.А. Соколов, И.А. Брытов, *Петерб. журн. электроники*, №2-3, 100-104 (2008).
3. Б.К. Зуев, В.В. Ягов, М.Л. Гецина, Б.А. Руденко, *Журнал аналитической химии*, **57**, №10, 1072-1077 (2002).
4. Д.К. Кострин, А.А. Ухов, *Биотехносфера*, №3, 21-25 (2013).
5. Д.К. Кострин, *Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*, №7, 15-19 (2013).
6. А.Н. Рамазанов, Д.К. Кострин, А.А. Ухов, А.А. Лисенков, *Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*, №1, 3-6 (2016).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОВАЛЕНТНОСТИ НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ШТАРКОВСКИХ УРОВНЕЙ ИОНА Tm^{3+} В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ $KLu(WO_4)_2$

Фомичева Л.А., Корниенко А.А.*, Дунина Е.Б.*, Прусова И.В. **

Белорусский государственный университет информатики и
радиоэлектроники, Минск, Беларусь

* Витебский государственный технологический университет,
Витебск, Беларусь

** Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Выполнено описание шарковской структуры мультиплетов иона Tm^{3+} в $KLu(WO_4)_2$ с помощью модифицированного гамильтониана кристаллического поля, полученного в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия. На основе выполненных расчетов определены параметры ковалентности.

В работе выполнено описание шарковской структуры Tm^{3+} в $KLu(WO_4)_2$. При нормальных условиях кристалл $KLu(WO_4)_2$ имеет пространственную группу симметрии $C2/c$ ($a=10.576 \text{ \AA}$, $b=10.2144 \text{ \AA}$, $c=7.487 \text{ \AA}$) [1]. В $KLu(WO_4)_2$ ион Tm^{3+} занимает позиции с локальной симметрией $C2$. Среди параметров кристаллического поля при точечной симметрии $C2$ имеются мнимые, что усложняет теоретические расчеты. Шарковскую структуру иона Tm^{3+} в этом случае можно успешно описать, используя симметрию $C2v$ или $D3h$. В данной работе вычисления проводились в рамках симметрии $C2v$. Для симметрии $C2v$ в приближении слабого конфигурационного взаимодействия гамильтониан

$$H_{cf} = \sum_{k,q} B_q^k C_q^k \quad (1)$$

имеет девять параметров кристаллического поля четной симметрии, при вычислении в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия [2,3]

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left\{ B_q^k + \left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(d) + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k(c) \right\} C_q^k \quad (2)$$

к этим параметрам добавляется еще шесть параметров кристаллического поля нечетной симметрии, параметры Δ_{ci} , соответствующие энергии конфигурации с переносом заряда, параметр Δ_d , соответствующий конфигурации противоположной четности, а также параметры ковалентности γ_{cf} и $\gamma_{\pi f}$. Описание экспериментальных данных [4] в приближении слабого, промежуточного и сильного конфигурационного взаимодействия не позволило получить хорошего согласия теории с экспериментом. Поэтому были выполнены расчеты в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия (2). С помощью гамильтониана (2) для $KLu(WO_4)_2: Tm^{3+}$ удалось уменьшить среднеквадратичное отклонение на 32% по сравнению с приближением слабого конфигурационного взаимодействия. Кроме того, на основе экспериментальных данных по шарковской структуре были получены параметры кристаллического поля нечетной симметрии и параметры ковалентности.

Расчеты показали, что модифицированная теория кристаллического поля (2) более точно описывает шарковскую структуру по сравнению со стандартной теорией и при этом позволяет получить параметры ковалентности.

1. M.C. Pujol, A. Aznar, X. Mateos et al., *Journal of Applied Crystallography*, **39**, №2, 230-236, (2006).

2. E.B. Dunina, A.A. Kornienko, L.A. Fomicheva, *Central European Journal of Physics*, **6**, 407-414, (2008).

3. A.A. Kornienko, E.B. Dunina, L.A. Fomicheva, *Optics and Spectroscopy*, **116**, 683-690, (2014)

4. M.C. Pujol, C. Cascales, M. Aguilo and F. Diaz, *J. Phys.: Cond. Matter.*, **20**, 345219 (9pp), (2008).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО САМОУШИРЕНИЯ И ВЕРОЯТНОСТИ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНИИ R(22) ПЕРЕХОДА 10⁰0-00⁰1 МОЛЕКУЛЫ CO₂

Аршинов К.И., Крапивная О.Н., * Невдах В.В.,
** Лаврентьева Н.Н., ** Дударёнок А.С.

Институт технической акустики НАНБ, Витебск, Беларусь

*Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

**Институт оптики атмосферы им.В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

С помощью стабилизированного по частоте перестраиваемого CO₂-лазера измерены зависимости ненасыщенного коэффициента поглощения от давления углекислого газа в диапазоне 5-30 Тор в диапазоне температур 300–600 К на линии R(22) перехода 10⁰0-00⁰1. Определены коэффициенты столкновительного самоуширения и вероятности спонтанного излучения для этой спектральной линии.

Использование оптических методов диагностики атмосферы и нагретых газообразных продуктов сжигания топлив с целью определения концентрации молекул CO₂ и их температуры, расчет характеристик CO₂-лазеров требует знания значений спектроскопических параметров для соответствующих линий молекулы CO₂ и их температурных зависимостей [1],[2]. Известно, что столкновительную ширину спектральной линии можно определить, измеряя форму контура линии поглощения с помощью перестраиваемого источника излучения, или, измеряя ненасыщенный коэффициент поглощения (КП) на одной, например, центральной частоте этой линии при давлении, обеспечивающем столкновительно-уширенный контур. Очевидно, что в случае молекул CO₂ измерение КП на одной частоте выполнить проще, особенно на линиях переходов [10⁰0,02⁰0]_{1,1}-00⁰1, когда в качестве источника зондирующего излучения можно использовать стабилизированный по частоте CO₂-лазер, перестраиваемый по линиям этих же переходов.

Выражение для КП на центральной частоте ν_0 любой линии перехода 10⁰0–00⁰1 молекулы CO₂, резонансной частоте генерации стабилизированного по максимуму контура усиления перестраиваемого CO₂-лазера, в общем случае может быть представлено в виде [3]

$$\alpha_{nm}(\nu_0) = N_c A_{mn} \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} g_m Q_V^{-1} Q_{Rm}^{-1} \left(e^{\frac{E_n}{kT}} - e^{\frac{E_m}{kT}} \right) F(0), \quad (1)$$

где индекс n соответствует нижнему уровню 10⁰0 с энергией E_n , m – верхнему уровню 00⁰1 с энергией E_m ; N_c – плотность молекул CO₂; A_{mn} – вероятность спонтанного излучения; Q_{Rm} – вращательная, Q_V – колебательная статистические суммы молекулы CO₂, соответственно; g_m – вырождение уровня m ; $F(0)$ – форм-фактор в центре линии поглощения.

Также известно, что линия поглощения молекул CO₂ имеет столкновительно-уширенный контур с шириной $\Delta\nu_L$ при давлениях углекислого газа $P_C > 50$ Тор. Форм-фактор в центре такой линии дается выражением

$$F_L(0) = \frac{2}{\pi\Delta\nu_L} = \frac{2}{\pi\gamma_{CO_2-CO_2} P_C}, \quad (2)$$

где $\gamma_{CO_2-CO_2}$ – ширина линии за счет столкновения молекул CO₂ между собой при давлении 1 Тор или коэффициент столкновительного самоуширения для молекулы CO₂.

С учетом соотношения $P_C = N_c kT$ из выражений (1) и (2) следует, что в случае столкновительно-уширенного контура линии поглощения величина КП α_L не зависит от давления газа P_C и при любой фиксированной температуре определяется коэффициентом $\gamma_{CO_2-CO_2}$ и другими спектроскопическими параметрами молекулы CO₂. Если эти параметры известны, то, измерив КП α_L , можно определить величину $\gamma_{CO_2-CO_2}$. Проводя измерения КП

при различных температурах, можно определить температурную зависимость $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$, которая обычно представляется в виде [1]

$$\gamma_{CO_2-CO_2}(T) = \gamma_{CO_2-CO_2}(T_0)(300K/T)^n, \quad (3)$$

где $T_0=300$ К, n – показатель степени.

Практически все спектроскопические параметры, кроме вероятности спонтанного излучения A_{mn} , измерены с достаточно высокой точностью. Поэтому, для повышения точности определения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$, нужно или измерить с высокой точностью величину A_{mn} , или применить методику, не использующую A_{mn} .

Величина коэффициента Эйнштейна A_{mn} может быть определена, если измерить КП в чистом CO_2 при фиксированной температуре и давлении, обеспечивающем доплеровский контур линии поглощения ($P_C \leq 1$ Тор).

В работе [3] были представлены результаты измерения ненасыщенных КП в чистом углекислом газе при давлениях 1 и 100 Тор в диапазоне температур 296–700 К на линии поглощения $R(22)$ перехода $10^0 0-00^0 1$ молекулы CO_2 и зависимости $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$, полученные двумя разными методиками. По одной методике вначале измерялся КП при давлении CO_2 $P_C=1$ Тор и температуре $T=296$ К и определялась величина коэффициента Эйнштейна A_{mn} , которая затем использовалась при определении коэффициента столкновительного самоуширения при других температурах. По другой методике значение коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$ определялось из отношения КП при давлениях, обеспечивающих доплеровский и столкновительный контура линии поглощения для каждого значения температуры газа. При этом коэффициент Эйнштейна исключался из рассмотрения. Оказалось, что значения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$, полученные двумя способами, практически совпадают только при $T=296$ К, а при других температурах наблюдается достаточно сильное различие. Это, в свою очередь, привело к тому, что величина показателя степени n в температурной зависимости коэффициента столкновительного самоуширения (3) оказалась зависимой от методики определения коэффициента.

В настоящей работе представлены результаты одновременного определения вероятности спонтанного излучения A_{mn} и коэффициента столкновительного самоуширения $\gamma_{CO_2-CO_2}$ для линии $R(22)$ перехода $10^0 0-00^0 1$ по измеренным КП в углекислом газе на центральной частоте этой линии при давлениях, обеспечивающих смешанный (фойгтовский) контур линии. Мы использовали выражение для фойгтовского форм-фактора в центре линии в виде [4]

$$F(\nu_0) = 1 / \left[\Delta\nu_L + \sqrt{\left(\frac{\pi-2}{2}\right)^2 (\Delta\nu_L)^2 + \frac{\pi}{4 \ln(2)} (\Delta\nu_D)^2} \right], \quad (4)$$

где $\Delta\nu_D = 2\nu_0 \sqrt{2kT \ln 2 / Mc^2}$ – доплеровская ширина линии, M – масса молекулы CO_2 .

Суть используемой методики заключается в том, что для каждой фиксированной температуры измерялась зависимость КП от давления углекислого газа в диапазоне 5–30 Тор и методом наименьших квадратов решалась обратная задача одновременного определения величин A_{mn} и $\gamma_{CO_2-CO_2}$ из системы уравнений для КП при разных давлениях [5]. Из (1) и (4) следует, что уравнения этой системы линейные относительно коэффициента Эйнштейна A и нелинейные относительно коэффициента самоуширения γ . Для решения такой системы уравнений минимизировалась относительно искомым параметров $\{A, \gamma\}$ совокупность взвешенных квадратов отклонений (невязок) измеренных значений КП $\hat{\alpha}_i$ от рассчитанных значений КП $\alpha_i(A; \gamma)$

$$Z = \sum_{i=1}^n w_i [\hat{\alpha}_i - \alpha_i(A; \gamma)]^2, \quad (5)$$

путем численного сканирования коэффициента столкновительного самоуширения γ с последующим расчетом вероятности спонтанного излучения A из выражения

$$A = \frac{\sum_i w_i \hat{\alpha}_i \varphi_i F_i(\nu_0)}{\sum_i w_i [\varphi_i F_i(\nu_0)]^2}, \quad (6)$$

где w_i – весовой коэффициент i -го измерения. Таким образом, выбиралась та совокупность параметров $\{A, \gamma\}$, которой соответствовало минимальное значение Z . Для первой итерации использовались единичные весовые коэффициенты $w_i^{(1)}=1$, а для $(j+1)$ -ой – весовые коэффициенты в виде [6]

$$w_i^{(j+1)} = \frac{1}{[\hat{\alpha}_i - \alpha_i(A^j, \gamma^j)]^2}. \quad (7)$$

На рисунке 1 приведены измеренные при разных температурах зависимости КП от давления для линии $R(22)$ перехода $10^0 0-00^0 1$ молекулы CO_2 , которые использовались в качестве входных данных для нахождения коэффициентов A и γ .

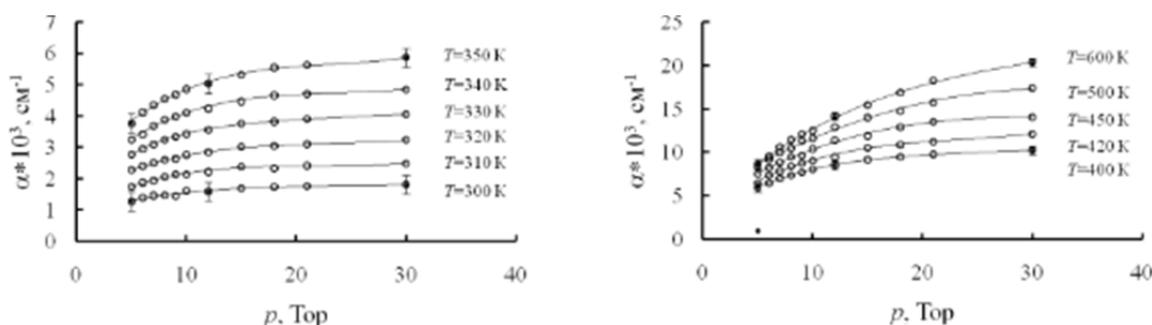


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения от давления углекислого газа для линии $R(22)$ перехода $10^0 0-00^0 1$ при различных температурах

Определенные по вышеописанной методике искомые коэффициенты γ и A и их сравнение с результатами расчетов и результатами других авторов представлены на рисунке 2(a,b). Анализ полученных результатов с применением метода наименьших квадратов показал, что экспериментальные данные по температурной зависимости $\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}(T)$ (см. рисунок 2a) лучше аппроксимируются не привычной формулой (3), в которой не учитывается зависимость механизма столкновений молекул от температуры и физически не обоснован выбор температуры T_0 , а формулой, в которой эта зависимость учитывается и в которой фигурирует температура T_c , задаваемая физическими свойствами сталкивающихся молекул

$$\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}(T) = [\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}(T_c)](T_c/T)^n, \quad (8)$$

$$\text{где } n = \begin{cases} 1.6, & \text{при } T < T_c \\ 1.1, & \text{при } T > T_c \end{cases}, \quad \gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}(T_c) = 8.7 \text{ МГц/Тор}, \quad T_c = 355 \text{ К.}$$

Из данных, представленных на рисунке 2b также видно, что вероятность спонтанного излучения, которую принято считать оптической константой перехода, имеет различные значения при разных температурах.

В работе были также выполнены расчеты коэффициента самоуширения линии $R(22)$ молекулы CO_2 с применением полуэмпирического подхода. Метод является параметрической модификацией ударной полуклассической теории уширения, в которой вводятся три приближения: классические траектории, ударные столкновения, бинарные столкновения, которые, как считается, не меняются в рассматриваемом диапазоне температур. Параметры полуэмпирической модели находятся из сравнения результатов расчёта с экспериментальными полуширинами линий. Подробное описание метода можно найти в работе [8], здесь мы только приведем формулу для корректирующего фактора

$$C_l = \frac{c_1}{c_2 \sqrt{j_f + 1}}, \quad (9)$$

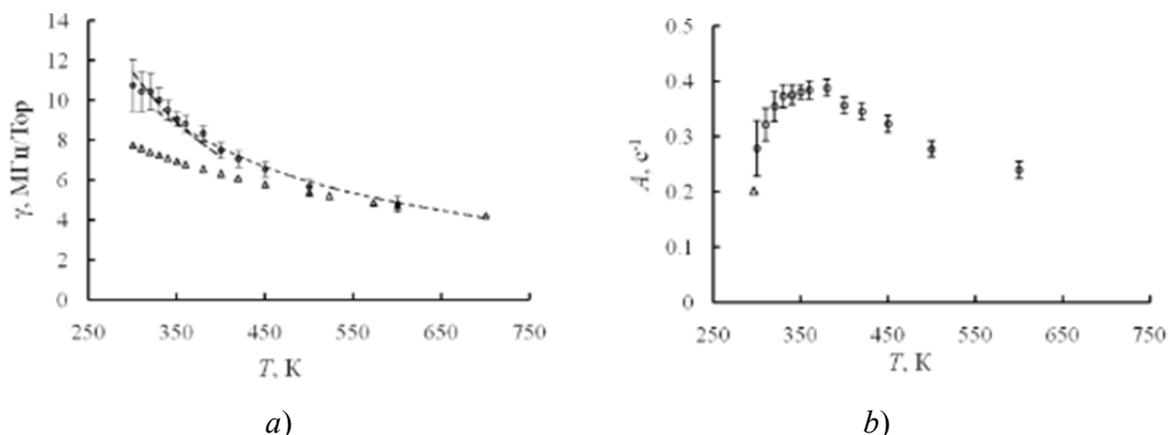


Рис. 2. Коэффициенты столкновительного самоуширения γ (а) и вероятности спонтанного излучения A (б) линии $R(22)$ перехода 10^00-00^01 молекулы CO_2 при разных температурах: а) Δ - работа [7], \circ - данная работа; б) Δ - HITRAN, \circ - данная работа

где c_1, c_2 – подгоночные параметры. Вид корректирующего фактора получен из анализа вращательной зависимости полуширин линий. Основной вклад в рассчитанные значения коэффициента самоуширения углекислого газа дают квадруполь-квадрупольные взаимодействия. Молекулярные параметры (величины мультипольных моментов и вращательных постоянных молекулы CO_2), использованные в расчетах, взяты из работы [2]. Результаты расчётов и измерений для линии $R(22)$ в сравнении с данными [7] представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Ширина линии $R(22)$ перехода 10^00-00^01 молекулы CO_2 , МГц/Торр

| Температура, К | 300 | 310 | 320 | 330 | 350 | 400 | 450 | 500 | 600 |
|----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Эксперимент | 10.76 | 10.44 | 10.03 | 10.03 | 9.069 | 7.501 | 6.566 | 5.668 | 4.803 |
| Расчет | 7.507 | 7.346 | 7.196 | 7.05 | 6.782 | 6.21 | 5.745 | 5.359 | 4.751 |
| Работа [7] | 8.172 | 7.995 | 7.827 | 7.667 | 7.371 | 6.741 | 6.231 | 5.806 | 5.14 |

Работа выполнена в рамках совместных фундаментальных исследований НАН Беларуси и СО РАН при финансовой поддержке РФФИ грант №16-52-16016 и БРФФИ грант Ф15СО-003.

1. Ачасов О.В., Кудрявцев Н.Н., Новиков С.С., Солоухин Р.И., Фомин Н.А. *Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах*.- Минск: Наука и техника, 9-50, (1985).
2. Стариков В.И., Лаврентьева Н.Н. *Столкновительное уширение спектральных линий поглощения молекул атмосферных газов*. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 33-99 (2006).
3. Аршинов К.И., Аршинов М.К., Невдах В.В. *Опт. и спектр.*, **112**, 914–919 (2012).
4. Кудря В.П. *Опт. и спектр.*, **55**, 1113-1114 (1983).
5. Аршинов К.И., Клубович В.В., Крапивная О.Н., Невдах В.В. *Приборы и методы измерений*, №2(7), 63-67 (2013).
6. Мудров В.И., Кушко В.Л. *Методы обработки измерений*.– М.: Радио и связь, 70-118 (1983).
7. Rosenmann L., Hartmann J.M., Perrin M.Y., Taine J. *Appl.Opt.*,**27**, 3902-3907 (1988).
8. Lavrentieva N., Sinitsa L., Vykov A. *Mol. Phys.*, **102**, 1653-1658 (2004).

ЭФФЕКТ КОНДЕНСАЦИИ СПЕКТРА В ДВУХИЗОТОПНОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

Радина Т.В., Гусев А.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет,
Санкт-Петербург, Россия

Исследована генерация одномодового газового лазера с внутрирезонаторной поглощающей ячейкой. Показано, что использование в качестве активной среды смеси двух изотопов с большим изотопическим сдвигом приводит к значительному увеличению контраста обращенного лэмбовского провала.

Метод стабилизации частоты газовых лазеров, использующий узкие резонансы в поглощающих газах низкого давления, остается одним из наиболее эффективных на протяжении почти полувека. Как известно, возникающие в этом методе резонансы интенсивностей и дисперсии обусловлены инвертированным лэмбовским провалом в центре неоднородно уширенной линии поглощения. Центр линии поглощения может быть с высокой точностью фиксирован по частоте, поэтому коэффициент стабилизации частоты лазера в большой степени определяется крутизной резонанса интенсивности генерации, т.е. его шириной и амплитудой. В стандартных схемах стабилизации частоты лазера с внутренней поглощающей ячейкой по пику мощности обычно добиваются совпадения линий усиления и поглощения.

При исследовании спектра непрерывного многомодового лазера на красителе с внутрирезонаторной поглощающей ячейкой наблюдалось резкое усиление мощности генерации вблизи центральной частоты ω_{ab} линии поглощения в том случае, когда частота ω_{ab} находилась на периферии линии усиления[1]. При этом происходило значительное сужение спектра излучения. Это явление, получившее в литературе несколько названий: захват частоты, конденсация спектра, усиление без инверсии, наблюдалось как в импульсных, так и непрерывных лазерах на красителях, в лазерах на СО, твердотельных лазерах для различных поглощающих сред. Обширная библиография по этой теме представлена в работе[2].

Неослабевающий интерес к изучению эффекта конденсации обусловлен, с одной стороны, как к одному из вопросов, связанных с фундаментальной проблемой отклика резонансно поглощающего вещества на широкополосное возбуждение, а с другой, принципиальной возможностью применения эффекта для сужения линий излучения лазера. Такие лазеры могут найти применение для стабилизации частоты, в лазерной химии и др. Однако низкая воспроизводимость эффекта не позволяет в настоящее время использовать его в целях стабилизации частоты генерации.

В работе[2] была предложена простая теоретическая модель, показавшая, что отстройка центральной частоты линии поглощения от центра линии усиления приводит к увеличению контраста обращенного лэмбовского провала. Проявление эффекта может быть столь ярким, что интенсивность генерации на частоте поглощения, находящейся на периферии линии усиления, превосходит интенсивность генерации на других частотах. Установленные теоретические закономерности проявления эффекта качественно согласуются с многочисленными экспериментальными данными. Это позволило утверждать, что эффект усиления инвертированного лэмбовского провала и эффект конденсации спектра имеют общую физическую природу.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим выражение для безразмерной интенсивности, которое следует из условия существования стационарной генерации (равенства насыщенного усиления $KH[Z'' - (\beta'' + \theta'')]L$ насыщенному поглощению $(KH)_{-}[Z'' - (\beta_{-}'' + \theta_{-}'')]I_{-}$ и потерям e на зеркалах резонатора):

$$I = \frac{\mu}{(\beta'' + \theta'') - \epsilon(\beta_{-}'' + \theta_{-}'')} \cdot \quad (1)$$

Здесь

$$\mu = \frac{KNZ'' - (KN)_- Z'' - \varepsilon}{KN}, \quad \epsilon = \frac{(KN)}{KN} \cdot \frac{I}{I},$$

KN , $(KN)_-$ – коэффициенты усиления и поглощения на соответствующих длинах трубок, Z'' , β'' , θ'' – коэффициенты поляризованности среды, описывающие контуры линейного усиления, самонасыщения усиления и кросснасыщения усиления соответственно. Они вычислены в третьем порядке теории возмущений, их зависимости от относительной отстройки частоты генерации от центра линии представлены на рис. 1,а. Индекс “ $_-$ ” означает принадлежность соответствующих коэффициентов поглощающей среде.

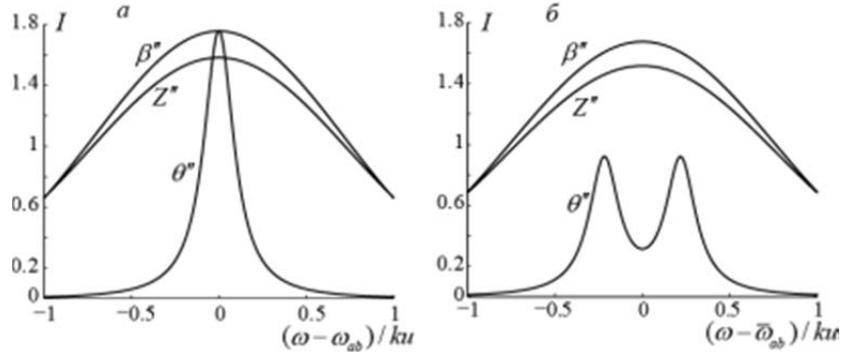


Рис. 1. Зависимости коэффициентов поляризованности от отстройки в одноизотопной нелинейной среде (а) и в среде, содержащей 50% смесь изотопов $\text{Ne}^{20} - \text{Ne}^{22}$ (б), $\lambda = 0.6328$ мкм, $ku = 1000$ МГц, $\gamma_{ab} = 104$ МГц

Выражение (1) показывает, что в лазере с поглощающей ячейкой за формирование контура интенсивности отвечают два конкурирующих процесса: насыщение усиления, которое приводит к образованию лэмбовского провала, и насыщение поглощения – к образованию инвертированного лэмбовского провала. Чем слабее первый процесс, тем более ярко выражен пик инвертированного провала. При этом образование и форма провала обязана процессу кросснасыщения усиления (поглощения). Полуширина контура кросснасыщения θ'' в значительной степени определяется отношением $\gamma_{ab}/(ku)$ однородной полуширины линии γ_{ab} к доплеровской ku : чем больше степень доплеровского уширения (чем меньше $\gamma_{ab}/(ku)$), тем ближе контур насыщения кросснасыщения усиления θ'' приближается к лоренцевскому и тем меньше его ширина по сравнению с шириной контура усиления. Чем больше степень доплеровского уширения, тем при прочих равных условиях выше контрастность лэмбовского провала. Именно поэтому при совпадении центров линий усиления и поглощения инвертированный лэмбовский провал ярче проявляется при меньшем уширении линии усиления.

Сдвинув центральную частоту поглощающего перехода ω_{ab_-} относительно ω_{ab} мы тем самым уменьшим кросснасыщение усиления на частоте поглощения. Уменьшение кросснасыщения при относительной отстройке $|(\omega_{ab_-} - \omega_{ab})/(ku)|$ тем больше, чем уже контур кросснасыщения усиления θ'' по сравнению с контуром линейного усиления Z'' , т.е. чем меньше отношение $\gamma_{ab}/(ku)$. Уменьшение кросснасыщения усиления сопровождается увеличением амплитуды резонанса интенсивности генерации. Если частота ω_{ab_-} лежит на периферии контура усиления, то при определенных условиях интенсивность генерации на этой частоте может превосходить интенсивность генерации на других частотах. Рис. 2 демонстрирует, что амплитуда инвертированного провала возрастает с увеличением относительного сдвига гораздо сильнее для $\lambda = 0.6328$ мкм ($\gamma_{ab}/(ku) = 0.1$), чем для $\lambda = 3.39$ мкм ($\gamma_{ab}/(ku) = 0.6$).

При этом пики интенсивности оказываются на наклонном основании контура усиления. Поскольку степень наклона может меняться под действием различных факторов, частота генерации не может надежно подстраиваться к истинному центру резонанса. Это уменьшает потенциально высокую воспроизводимость и затрудняет использование сверхузких резонансов в целях стабилизации частоты.

В целях применения контрастных резонансов интенсивности для стабилизации частоты мы предлагаем использовать $\text{He-Ne}/^{127}\text{I}_2$ лазер, работающий в видимом диапазоне на длине

волны 0.6328 мкм. Использование активной среды, состоящей примерно из 50% смеси изотопов Ne^{20} – Ne^{22} обеспечивает ряд преимуществ.

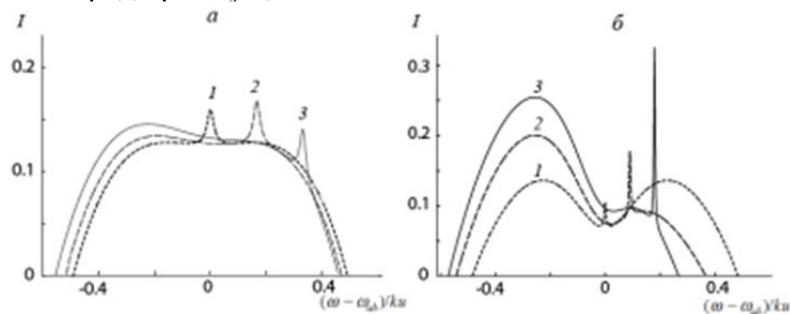


Рис. 2. Зависимость интенсивности генерации от относительной отстройки частоты при разных значениях $\omega_{ab_} - \omega_{ab}$; а: $\lambda = 3.39$ мкм, 1 – 0 МГц, 2 – 35 МГц, 3 – 70 МГц; б: $\lambda = 0.6328$ мкм, 1 – 0 МГц, 2 – 100 МГц, 3 – 200 МГц

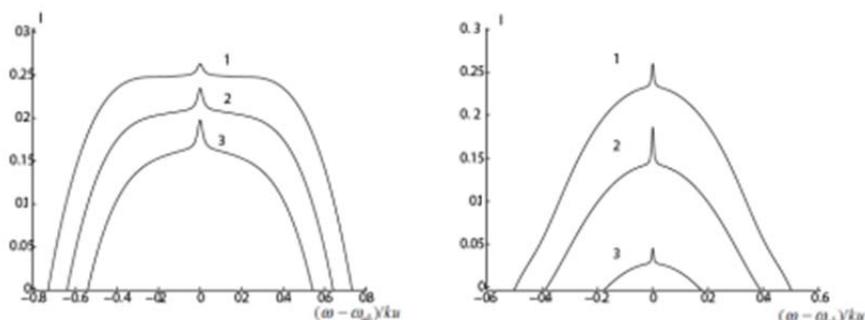


Рис. 3. Зависимость интенсивности генерации лазера с двухизотопной средой от отстройки при различных значениях коэффициента поглощения для $\lambda = 3.39$ мкм (слева) и $\lambda = 0.63$ мкм (справа) (1 – $(KH)_- = 0.07$, 2 – $(KH)_- = 0,1$, 3 – $(KH)_- = 0,13$)

На рис. 1,б представлены зависимости коэффициентов поляризованности для этого случая. Видно, что большой изотопический сдвиг, равный 875 МГц, приводит к тому, что вблизи центра суммарного симметричного контура усиления наблюдается резкое уменьшение коэффициента кросснасыщения усиления θ'' . Кроме того, в таком лазере легко достигается одномодовый режим генерации путем выбора соотношения усиления и потерь в резонаторе. Это обстоятельство позволяет использовать достаточно длинные трубки с поглощающей средой. На рис. 3 представлены зависимости от отстройки интенсивностей генерации лазеров, работающих на различных длинах волн.

1. С. V. Shank, M. V. Klein, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 156–157, (1973).
2. Т. В. Радина, А. В. Гусев. *Вестник СПбГУ. Сер. 4. Физика. Химия.* № 2, 25–39 (2013).

КИНЕТИКА РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В ПРИСУТСТВИИ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ

Баканов А.Г., Торопов Н.А., Вартанян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы спектрально-люминесцентные и кинетические свойства композитных наноструктур на основе полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS и наночастиц серебра. Одновременное усиление интенсивности люминесценции квантовых точек и сокращение ее длительности свидетельствует об увеличении скорости радиационных переходов квантовых точек в ближнем поле плазмонных наночастиц.

Композитные наноструктуры на основе полупроводниковых нанокристаллов, или квантовых точек (КТ), и металлических наночастиц (МНЧ) широко исследуются в последнее время благодаря их уникальным оптическим свойствам [1]. Оптические свойства полупроводниковых КТ обусловлены их очень малыми размерами (2 – 8 нм), вследствие чего в них наблюдаются эффекты размерного квантования; они обладают высоким квантовым выходом люминесценции, хорошей фотостабильностью и широкой полосой возбуждения люминесценции, что позволяет возбуждать их различными монохроматическими источниками излучения. Оптические свойства наноразмерных частиц благородных металлов обусловлены коллективными колебаниями электронов проводимости относительно кристаллической решётки – локализованных поверхностных плазмонов. Когда частота падающей электромагнитной волны совпадает с частотой локализованного плазмона, напряжённость электрического поля как внутри самих частиц, так и на некотором расстоянии от них в области порядка их размера многократно усиливается. Усиление ближнего поля в МНЧ приводит к таким эффектам как гигантское комбинационное рассеяние света, увеличение экстинкции и интенсивности люминесценции некоторых органических молекул, помещённых в ближнее поле МНЧ. При помещении в ближнее поле МНЧ полупроводниковых КТ в них могут наблюдаться аналогичные эффекты. Однако если эффект увеличения экстинкции КТ в ближнем поле МНЧ в большинстве случаев хорошо воспроизводим, то эффект усиления люминесценции КТ менее регулярно повторяем [2]. Дело в том, что ключевым фактором здесь является контроль расстояния между МНЧ и КТ. Если КТ находится слишком близко к МНЧ, то возрастает вероятность безызлучательной релаксации экситона. В то же время если КТ будет находиться слишком далеко от МНЧ, то она может оказаться вне области усиленного поля, которое быстро затухает при удалении от поверхности МНЧ. Только на очень малых расстояниях, сопоставимых с размерами самой МНЧ, может происходить увеличение скорости спонтанного испускания, связанного с эффектом Парселла [3]. Целью данной работы являлась оптимизация расстояния между КТ и МНЧ, а также исследование спектрально-люминесцентных и кинетических свойств КТ в присутствии плазмонных наночастиц.

Островковые металлические пленки напылялись на поверхность прозрачных кварцевых подложек методом термического осаждения паров из лодочки с особо чистым серебром (99.99%) в вакуумной камере PVD-75 (Kurt J. Lesker) при давлении остаточных газов порядка 10^{-7} Торр со скоростью роста пленки 0,01 нм/с. Рост островковой серебряной пленки происходил по механизму Фольмера–Вебера на дефектах кварцевой подложки без образования сплошного слоя. Эквивалентная толщина серебряной пленки определялась с помощью кварцевых микровесов и составила 5 нм. Используемые нами полупроводниковые квантовые точки CdSe/ZnS диаметром 6 нм с положением максимума полосы люминесценции на длине волны 610 нм были приготовлены на кафедре ОФиСЕ Университета ИТМО методом высокотемпературного органического синтеза. В качестве изолирующего слоя для контроля расстояния между МНЧ и КТ был использован полистиролсульфонат натрия (ПСС), который представляет собой катионнообменный полимер, благодаря наличию отрицательно заряженных

сульфогрупп. Далее изначально гидрофобные КТ отмывались метанолом от остатков органических соединений с их поверхности и солюбилизировались цистеамин гидрохлоридом в гидрофильную фазу, что позволило получить водный раствор КТ с положительным зарядом на их поверхности. Оптимальная толщина изолирующего слоя между КТ и МНЧ должна составлять единицы нанометров, однако приготовление однородного слоя ПСС такой толщины практически невозможно вследствие низкой смачиваемости подложки. Поэтому образцыготавливались следующим образом. Чистая кварцевая подложка и кварцевая подложка с напыленной на неё островковой серебряной плёнкой погружались поочерёдно в концентрированный водный раствор ПСС, оставлялись на 40 минут, высушивались, затем погружались в водный раствор КТ, оставлялись на 40 минут и снова высушивались. Электростатическое взаимодействие между отрицательно заряженными сульфогруппами ПСС и положительно заряженными аминогруппами цистеамина на поверхности КТ позволяет эффективно осадить оптимальное количество КТ на поверхность изолирующего слоя ПСС. Спектры поглощения полученных образцов измерялись с помощью спектрофотометра СФ-56 (ЛОМО). Спектры люминесценции были получены на спектрофлуориметре RF-5301PC (Shimadzu). Для измерения кинетики затухания флуоресценции был использован лазерный сканирующий флуоресцентный микроскоп MicroTime 100 (PicoQuant).

Анализ спектров люминесценции образцов показал, что интенсивность люминесценции КТ в присутствии МНЧ увеличилась в 8 раз по сравнению с интенсивностью люминесценции КТ без МНЧ. В то же время анализ кинетики затухания показал, что время жизни люминесценции КТ в присутствии МНЧ сократилось в 4 раза по сравнению с КТ без МНЧ. Согласно исходным данным, величина квантового выхода используемых в этой работе коллоидных КТ составляет 7%. Следовательно, в отсутствие МНЧ скорость нерадиационных процессов релаксации экситона значительно превышает скорость его излучательной рекомбинации, ведущей к наблюдаемой флуоресценции. Поэтому сокращение длительности флуоресценции при одновременном росте ее интенсивности естественно связать с увеличением вероятности радиационного затухания экситона в присутствии МНЧ, т.е. с эффектом Парселла. Используемая методика контроля расстояния между МНЧ и КТ позволила разделить их на такие расстояния, при которых ускорение радиационных переходов уже становится заметным, а скорость нерадиационных переходов, вызванных близостью металлической поверхности, еще не значительна. Разумеется, на оптимальных расстояниях находятся не все пары МНЧ и КТ, но их доля в ансамбле оказалась достаточной для отчетливого наблюдения эффекта усиления люминесценции.

1. Kulakovich O., Strekal N., Yaroshevich A., Maskevich S., Gaponenko S., Nabiev I., Woggon U., Artemyev M. // *Nano Lett.*, **2.**, № 12., 1449–1452, (2002).
2. Samanta A., Zhou Y., Zou S., Yan H., Liu Y. // *Nano Lett.*, **14.** № 9., 5052–5057, (2014).
3. Purcell E.M. // *Phys. Rev.*, **69.**, 681, (1946).

УПРАВЛЕНИЕ ФАЗОВОЙ ПАМЯТЬЮ ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ

Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А., Низамова Э.И.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет (кафедра образовательных технологий в физике), Казань, Россия

Показано, что воздействие внешних пространственно неоднородных электрических полей позволяет управлять фазовой памятью, что может быть использовано для создания оптимальных условий формирования стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе.

Формирование оптических переходных процессов в многоуровневых системах происходит при воздействии на вещество коротких лазерных импульсов разнесенных во времени и резонансных разным частотным переходам, поэтому их взаимодействие друг с другом становится возможным лишь через среду и только в том случае, когда вещество обладает достаточно длинной фазовой памятью. В такой ситуации, каждый лазерный импульс передает информацию о своих волновых характеристиках в среду, и эта информация сохраняется здесь до прихода следующих лазерных импульсов. Поэтому, когда говорят о неодновременном взаимодействии, это не означает нарушение причинных связей, несмотря на то, что сами оптические волны накачки не встречаются друг с другом, и поэтому не могут интерферировать непосредственно. В данном случае регистрирующая среда является своеобразным волновым мостом, связывающим во времени и пространстве волновые характеристики оптических лазерных полей.

Для того, чтобы описать степень сохранения фазовой памяти в резонансной системе на разных временных интервалах, в работе [1] был впервые введен частотно-временной коэффициент корреляции неоднородного уширения. Было показано, что формирование оптических переходных процессов в многоуровневых системах в твердом теле существенно зависит от степени корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и различных временных интервалах, в связи с возможным разрушением обратимой фазовой памяти системы из-за частичной взаимной фиксации энергий переходов [2]. В работе [3] исследована корреляция неоднородного уширения на различных частотных переходах в трехуровневой системе в зависимости от параметра неэквидистантности спектра системы Γ , от которого зависит параметр случайного взаимодействия оптического электрона с локальным полем $m(\Gamma, x_1, \dots, x_n)$, где параметры $x_1 \dots x_n$ определяют энергии состояний $E_i(x_1, \dots, x_n)$. Было показано, что частичная взаимная фиксация энергий переходов может приводить к значительному разрушению фазовой памяти резонансной системы и невозможности наблюдения оптических переходных процессов в многоуровневых системах.

Можно выделить три вида фазовой памяти: 1 - фазовая память при искусственно созданном неоднородном уширении внешними пространственно-неоднородными электрическими полями; 2 - фазовая память, связанная с соответствием изохромат неоднородно уширенной линии на разных временных интервалах; 3 - фазовая память, связанная с соответствием изохромат неоднородно уширенной линии, подвергшихся возбуждению лазерным излучением.

Такой памятью можно управлять, путем изменения параметров внешних пространственно-неоднородных электрических полей, причем наиболее эффективным воздействием на фазовую память является случай лазерного возбуждения узких частотных областей неоднородно уширенных линий резонансных переходов. При этом искусственно созданное неоднородное уширение внешними пространственно-неоднородными электрическими полями за счет эффекта Штарка может быть сравнимым с разбросом частот за счет частичной взаимной фиксации энергий переходов, что приводит к частичному восстановлению фазовой памяти многоуровневой системы.

В данной работе рассматривается возможность управления величиной частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах внешними

пространственно неоднородными электрическими полями при различных областях лазерного возбуждения неоднородно уширенных линий резонансных переходов в трехуровневой системе. Увеличение коэффициента корреляции означает частичное восстановление фазовой памяти системы, что может приводить к улучшению условий наблюдения стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе в твердом теле.

В качестве резонансных переходов можно взять систему трехуровневых оптических центров с неэквидистантными уровнями $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ соответствующими уровням энергии ионов Pr^{3+} в матрице LaF_3 в примесном кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$. Переход 1-2 соответствует ${}^3H_4 \rightarrow {}^1D_2$ с длиной волны 5925 \AA , а переход 1-3 соответствует ${}^3H_4 \rightarrow {}^3P_0$ с длиной волны 4777 \AA . На этих переходах стимулированное фотонное эхо наблюдалось в работах [4, 5].

На рисунках 1, 2 представлены результаты численного расчета коэффициента частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и разных временных интервалах в трехуровневой системе при наличии внешних пространственно неоднородных электрических полей.

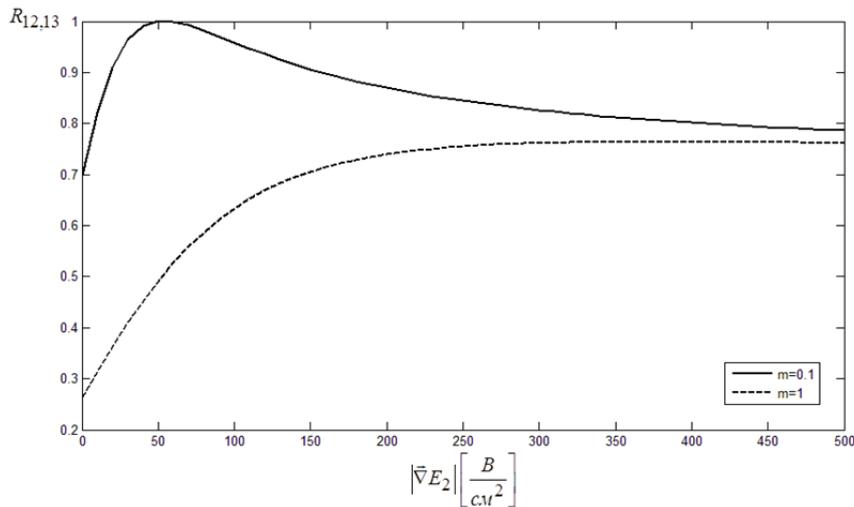


Рис. 1. Зависимость коэффициента частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и разных временных интервалах от значений величин градиентов электрических полей накладываемых на образец на разных временных интервалах $\sigma'=0,1$, $\Gamma=1.26$, $k=0.01$, размер образца $L=0.1\text{ м}$, $\sigma=5 \text{ нс}^{-1}$, $C_s=100\text{ кГц}/(\text{В}/\text{см})$, $C'_s=100 \text{ кГц}/(\text{В}/\text{см})$, $|\vec{\nabla}E_1|=50 \text{ В}/\text{см}^2$, $\tau_{12}=\tau_{23}=50\text{ нс}$

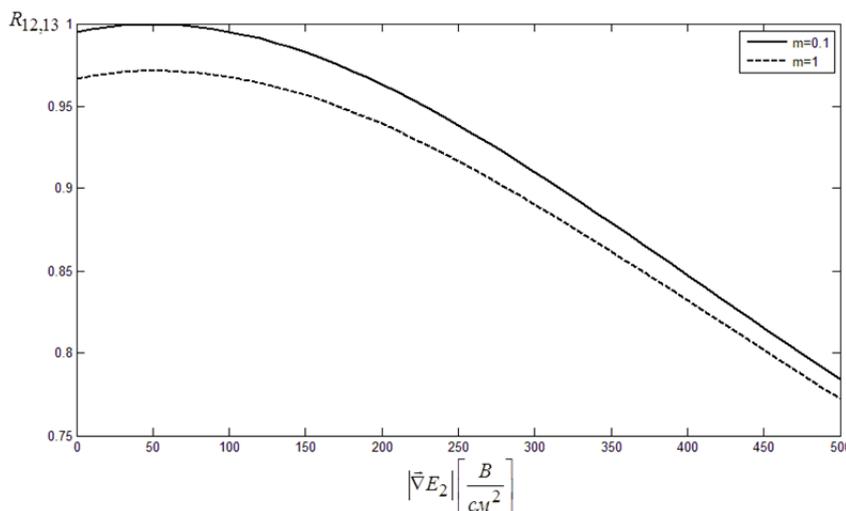


Рис. 2. Зависимость коэффициента частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и разных временных интервалах от значений величин градиентов электрических полей накладываемых на образец на разных временных интервалах $\sigma'=0,1$, $\Gamma=1.26$, $k=0.1$, размер образца $L=0.1\text{ м}$, $\sigma=5 \text{ нс}^{-1}$, $C_s=100\text{ кГц}/(\text{В}/\text{см})$, $C'_s=100 \text{ кГц}/(\text{В}/\text{см})$, $|\vec{\nabla}E_1|=50 \text{ В}/\text{см}^2$, $\tau_{12}=\tau_{23}=50\text{ нс}$

Показано, что воздействие внешних пространственно неоднородных электрических полей позволяет управлять фазовой памятью в трехуровневой системе. Эффективность восстановления фазовой памяти трехуровневой системы внешними пространственно неоднородными электрическими полями зависит от области возбуждения неоднородно уширенных линий резонансных переходов.

1. Е. И. Штырков, *Оптика и спектроскопия*, **114**, № 1, 105-114, (2013).
2. Г. И. Гарнаева, Л. А. Нефедьев, *Оптика и спектроскопия*, **98**, №1, 41-45, (2005).
3. Л. А. Нефедьев, Э. И. Низамова, С. В. Тактаева, *Оптика и спектроскопия*, **113**, №2 156-161, (2012).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ПЕРЕВОДА МОЛЕКУЛ YbCs В ОСНОВНОЕ РОВИБРОННОЕ СОСТОЯНИЕ

Меняйлова Д.Н., Шундалов М.Б.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

На основе рассчитанных *ab initio* функций потенциальной энергии нижних электронных состояний молекулы YbCs предложены схемы оптического перевода таких молекул в основное ровибронное состояние $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0) \rightarrow 2^2\Sigma^+_{1/2}(v', J' = 1) \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}(v = 0, J = 0)$.

В последнее время полярные двухатомные молекулы, в состав которых входят атомы различных щелочных металлов (KRb, KCs, RbCs и др.), являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Это связано с возможностью использования такого рода молекул при разработке квантовых компьютеров, для проверки фундаментальной теории электрического дипольного момента электрона, для осуществления управляемых химических реакций при чрезвычайно низких температурах и др. [1],[2].

Реализация упомянутых возможностей требует получения молекулярного вещества в основном («абсолютном») ровибронном состоянии $X(v'' = 0, J'' = 0)$. Один из способов для осуществления этого заключается в переводе полярных двухатомных молекул в основное ровибронное состояние посредством первоначального оптического возбуждения в вышележащие ровибронные состояния со специфическими зависимостями функций потенциальной энергии (ФПЭ) состояний от межъядерного расстояния. В этом случае для процессов возбуждения и последующего перевода молекулярной системы в основное состояние требуется знание точных ФПЭ комбинирующих электронных состояний, а также спектрально-энергетических и динамических характеристик их колебательно-вращательных подсистем, на основе которых определяются эффективные схемы процессов взаимодействия молекул с полем электромагнитного излучения.

В настоящей работе предложены схемы оптических циклов, т. е. способы эффективного оптического возбуждения и последующей релаксации в основное состояние для двухатомных молекул YbCs, которые, в связи с наличием у них как электрического, так и магнитного постоянных дипольных моментов, могут быть использованы в упомянутых выше целях.

Ранее нами [3] были рассчитаны ФПЭ термов молекулы YbCs, соответствующих диссоциационным пределам $Yb(6s^2) + Cs(6s)$, $Yb(6s^2) + Cs(6p)$, $Yb(6s^2) + Cs(5d)$, $Yb(6s^2) + Cs(7s)$ и $Yb(6s6p) + Cs(6s)$. Из всех рассчитанных *ab initio* ФПЭ наиболее перспективными для процессов управляемого возбуждения и последующей релаксации представляются $2^2\Sigma^+_{1/2}$ и $1^2\Pi_{1/2,3/2}$ состояния, соответствующие $Yb(6s^2) + Cs(6p)$ диссоциационному пределу.

Общая вероятность оптического цикла с участием основного состояния $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0)$ и некоторого возбуждённого состояния $A(v', J' = 1)$ пропорциональна произведению вероятности оптического возбуждения $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0) \rightarrow A(v', J' = 1)$ и вероятности ровибронного перехода $A(v', J' = 1) \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}(v = 0, J = 0)$:

$$P \sim \left[P_{X^2\Sigma \rightarrow A}^{v'', J''=0 \rightarrow v', J'=0} \right] \left[P_{A \rightarrow X^2\Sigma}^{v', J'=0 \rightarrow v, J=0} \right]. \quad (1)$$

Величины вероятностей, в свою очередь, определяются следующим образом:

$$P_{A \leftrightarrow X}^{v', J' \leftrightarrow v'', J''} \sim \nu_{AX} S_{AX} q^{v'v''} S^{JJ''}, \quad (2)$$

где ν_{AX} – частота перехода, S_{AX} – сила линии электронного перехода, $q^{v'v''}$ – факторы Франка – Кондона, $S^{JJ''}$ – факторы Хенля – Лондона. Соответствующие энергетические и динамические величины были получены на основе *ab initio* расчетов ФПЭ [3].

Результаты расчётов для оптического цикла $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0) \rightarrow 2^2\Sigma^+_{1/2}(v', J' = 1) \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}(v = 0, J = 0)$ приведены на Рис. Выбор схемы цикла обусловлен оптимальными значениями факторов Франка – Кондона для соответствующих излучательных переходов. В

этом случае первоначально посредством лазерного излучения осуществляется возбуждение молекул YbCs из высоко возбужденных вибронных уровней основного $X^2\Sigma^+_{1/2}$ состояния на такие вибронные уровни $2^2\Sigma^+_{1/2}$ состояния, из которых последующие обратные переходы в абсолютное основное состояние имеют наибольшие вероятности.

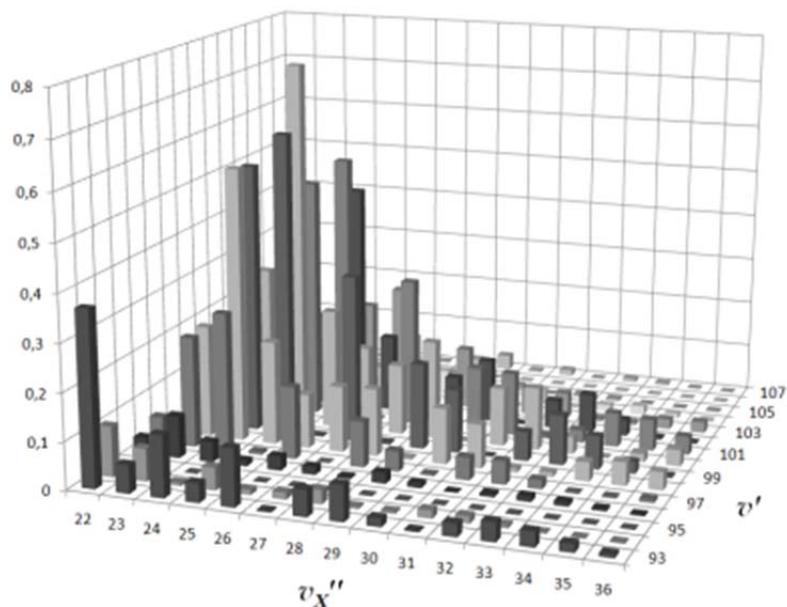


Рисунок. Полные вероятности P оптического цикла $X^2\Sigma^+_{1/2} (v'', J'' = 0) \rightarrow 2^2\Sigma^+_{1/2} (v', J' = 1) \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2} (v = 0, J = 0)$, соответствующего высоко возбуждённым вибронным уровням основного состояния $X^2\Sigma^+_{1/2}$ молекулы YbCs

Аналогичные расчёты были выполнены для оптических циклов с участием $1^2\Pi$ и других вышележащих электронных состояний.

1. T.V. Tscherbul, R.V. Krems, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 083201, (2006).
2. O. Dulieu, C. Gabbanini, *Rep. Prog. Phys.*, **72**, 086401, (2012).
3. D.N. Menailava, M.B. Shundalau. Abstracts of the 4th School-Conference on Atomistic Simulation of Functional Materials (ASFM 2016 Spring), Moscow, Russia, (2016).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ, ПО ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ КОМПОНЕНТЕ СВЕТОВОГО ПОЛЯ

Влазнева М.А., Большаков М.В., Кундикова Н.Д.

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия
Институт электрофизики УРО РАН, Екатеринбург, Россия

Предложен и экспериментально реализован метод, позволяющий определить модовый состав излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне, с использованием линейно поляризованной компоненты светового поля в ближней и дальней области. Определение модового состава излучения было проведено для оптических волокон со ступенчатым профилем показателя преломления. Экспериментально метод был реализован для многомодового волокна с параметром $V=54$ и для длины волны излучения 0.633 нм. Метод может успешно применяться для волокон с любым профилем показателя преломления, диаметром сердцевины, показателем преломления сердцевины и оболочки.

В сравнении с маломодовыми волокнами, использование многомодовых волокон в оптических линиях связи дает большие преимущества, так как позволяют передавать больший объем информации. Применяя модовое уплотнение сигнала, возможна параллельная передача данных, благодаря распространению в волокне нескольких мод. Принцип модового уплотнения данных состоит в использовании разных групп мод многомодового волокна в качестве независимых информационных каналов в многомодовых волоконно-оптических линиях связи. Применение метода модового уплотнения сдерживалось наличием сильной взаимной связи мод в прежде выпускавшихся волокнах. Однако прогресс в технологии изготовления многомодовых оптических волокон позволил значительно снизить уровень межмодовой связи. Это явилось основанием для проведения в последнее десятилетие работ по передаче информации по отдельной моде многомодового оптического волокна. Цель этих исследований – повышение информационной емкости многомодовых волоконно-оптических линий связи путем увеличения их коэффициента широкополосности. Особенно перспективно использование многомодовых волокон для пространственного модового мультиплексирования[1], параллельной передачи данных[2] и передачи изображения через волокно[3]. Использование многомодовых волокон в информационных и телекоммуникационных технологиях осложняется из-за невозможности определения модового состава излучения оптического волокна, поэтому данная работа посвящена решению этого вопроса и рассмотрению перспектив использования найденного метода для передачи информации.

В оптическом волокне каждая мода несет орбитальный момент определенной величины, и может рассматриваться как поток фотонов с заданным орбитальным моментом, который в зависимости от параметров оптического волокна может иметь значения в широком диапазоне. В последнее время принято считать, что орбитальный момент фотона имеет огромный потенциал для использования в квантовой информатике, поскольку имеет большее число степеней свободы. Для передачи информации с использованием кодирования по орбитальному моменту необходимо не только вводить в волокно излучение с заданным набором орбитального момента, но и уметь определять модовый состав излучения на выходе из оптического волокна.

Таким образом, важнейшим вопросом при разработке и исследовании многомодовых волоконно-оптических линий связи является разложение излучения, распространяющегося в оптическом волокне, по модам. Существуют множество таких методов[4]-[8]. Универсального же метода экспериментального анализа модового состава излучения многомодовых волокон с любыми параметрами нет до настоящего момента.

В данной работе предложен новый универсальный (для оптических волокон с различными параметрами) метод определения модового состава излучения, распространяющегося в

оптическом волокне, по восстановленному распределению поля на выходном торце волокна (решение обратной задачи). Восстановление светового поля на выходе из волокна осуществлялось по линейно поляризованной компоненте светового поля в ближней и дальней области. В основе метода лежит разложение комплексного светового поля по модам.

Рассмотрим распространение света в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления. В приближении слабонаправляющего волновода можно записать четыре поляризационные моды в поперечном сечении на длине z для любого значения орбитального момента m ($m \geq 0$) и радиального квантового числа N в следующей форме:

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_{m,N}^{(1)}(x, y, z) &= [\cos(m\varphi)\mathbf{e}_x - \sin(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^1}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(2)}(x, y, z) &= [\cos(m\varphi)\mathbf{e}_x + \sin(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^2}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(3)}(x, y, z) &= [\sin(m\varphi)\mathbf{e}_x + \cos(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^3}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(4)}(x, y, z) &= [\sin(m\varphi)\mathbf{e}_x - \cos(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^4}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ - собственные вектора, $\varphi = \arctg(x/y)$, $F_{m,N}(x, y)$ - функции Бесселя, $\beta_{m,N}^k$ - постоянные распространения, определяющие скорость распространения мод.

В общем виде разложение электрической составляющей светового поля, распространяющегося в оптическом волокне, можно представить в виде суперпозиции поляризационных мод:

$$\mathbf{E}(x, y) = \sum_{k=1}^4 \sum_m \sum_N C_{m,N}^k \mathbf{M}_{m,N}^{(k)}(x, y) \quad (2)$$

где $C_{m,N}^k$ - комплексные коэффициенты при различных поляризационных модах, дающая каждая свой вклад в суммарное световое поле. Задача определения модового состава излучения сводится к поиску коэффициентов $C_{m,N}^k$. Для удобства перейдем к сквозной нумерации мод вместо индексов k, m, N введем индексы $i, j = 0 \dots (L-1)$, где $(L-1)$ - полное количество мод, распространяющихся в оптическом волокне, и составим систему линейных уравнений, состоящую из $(L-1)$ уравнений:

$$\iint E(x, y) \cdot M_j^*(x, y) dx dy = \sum_{i=0}^{L-1} C_i \iint M_i(x, y) M_j^*(x, y) dx dy. \quad (3)$$

Для расчета комплексных коэффициентов при модах C_i была написана программа в пакете MatLab. Для апробации модели определения модового состава излучения проведена серия расчетов с теоретически заданным распределением поля. Генерировался случайно заданный модовый состав излучения C_i на входе в волокно, рассчитывалось распределение поля на выходе из волокна $E(x, y)$. Данное распределение поля $E(x, y)$ раскладывалось на неортогональные моды $M_i(x, y)$, представленные в формуле (1), на основе решения системы линейных уравнений (3) рассчитывались комплексные коэффициенты $C_i = C_a^\pm \cdot \exp(iC_\varphi^\pm)$, здесь C_a^\pm - амплитудные коэффициенты, C_φ^\pm - фазовые коэффициенты. Проверка осуществлялась сравнением рассчитанных комплексных коэффициентов C_i с заданными изначально. Точность определения комплексных коэффициентов при модах составила 0,001%.

Экспериментально метод был реализован для многомодового волокна с параметром $V=54$ и для длины волны излучения 0.633 нм. На выходе из волокна линейно поляризованная компонента светового поля регистрировалась в ближней и дальней области, затем восстанавливалось световое поле с помощью алгоритма Гершберга-Секстона. Восстановленное световое поле раскладывалось по модам оптического волокна с учетом геометрических характеристик оптического волокна и длиной волны света, с помощью чего были рассчитаны коэффициенты при модах и таким образом получен модовый состав излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне. Метод может успешно

применяться для волокон с любым профилем показателя преломления, диаметром сердцевины, показателем преломления сердцевины и оболочки.

Таким образом, реализован метод, позволяющий определить модовый состав излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне, с использованием линейно поляризованной компоненты светового поля в ближней и дальней области на выходном торце волокна. В основе метода лежит разложение комплексного светового поля по модам.

1. M. Saffman, D.Z. Anderson, *Optics Letters*, **16**, pp.300-302, (1991).
2. H.R Stuart, *Science*, **289**, pp.281-283, (2000).
3. A.M. Tai, A.A. Friesem, *Optics Letters*, **8**, pp.57–59, (1983).
4. T. Kaiser, D. Flamm, S. Schroter, M. Duparre, *Optics Express*, **17**, pp.9347-9356, (2009).
5. O. Shapira, A.F. Abouraddy, J.D. Joannopoulos, Y. Fink, *Phys. Rev.*, **94**, p.143902, (2005).
6. М.В. Большаков, М.А. Комарова, Н.Д. Кундикова, *Вестник ЮУрГУ*, **7**, №34, с.132-135, (2012).
7. М.В. Большаков, М.А. Комарова, Н.Д. Кундикова, *Вестник ЮУрГУ*, **5**, №2, с.128-132, (2013).
8. M.V. Bolshakov, N.D. Kundikova, M.A. Vlazneva, *Optics Communications*, **365**, p.1-6, (2016).

МИКРО-РАМАНОВСКИЕ СПЕКТРЫ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛАХ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА ВИСМУТА С ТОПОЛОГИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Лукьянова Л.Н., Бибик А.Ю.*, Асеев В.А.*, Усов О.А.,
Бойков Ю.А., Данилов В.А., Макаренко И.В., Петров В.Н.
Никоноров Н.В.*

ФТИ им.А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В наноструктурированных пленках теллурида висмута и твердых растворов на его основе исследованы фоновые спектры методом микро-рамановской спектроскопии. Установлено влияние состава, толщины, морфологии поверхности и метода получения пленок на относительную интенсивность продольных рамановских фононов, чувствительным к поверхностным топологическим состояниям фермионов Дирака.

Теллурид висмута и твердые растворы на его основе являются не только эффективными термоэлектриками, но и трехмерными топологическими изоляторами[1]-[3] при комнатной температуре, в которых в результате инверсии электронных зон из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в объеме формируется топологический изолятор, а на поверхности топологические поверхностные металлические электронные состояния дираковских фермионов с линейной дисперсией и спиновой текстурой, что обеспечивает высокую подвижность носителей заряда из-за отсутствия обратного рассеяния на дефектах. Однако из-за низкой энергии образования вакансий, антисайт дефектов и узкой запрещенной зоны в этих материалах часто объем не является идеальным изолятором и дефектные носители заряда в ряде экспериментов маскируют вклад дираковских фермионов, что особенно заметно в транспортных явлениях. Поэтому в данной работе особое внимание уделено анализу зависимости относительной интенсивности рамановских фононов от технологии получения и оптимизации составов, толщины и морфологии поверхности материалов, обеспечивающих доминирующую роль поверхностных состояний.

Анизотропные слоистые материалы на основе теллурида висмута относятся к пространственной группе $R\bar{3}m$ (D_{3d}^5) с параметрами гексагональной ячейки a и c для Bi_2Te_3 , равными 4.385\AA и 30.487\AA . Слои образуют пятислойный пакет или квинтет с ковалентными связями между атомными плоскостями в квинтете и границами вдоль плоскостей (0001) . Атомные слои в квинтете чередуются в последовательности $(-Te^{(1)} - Bi - Te^{(2)} - Bi - Te^{(1)})$. Между квинтетами действуют слабые силы Ван-дер-Ваальса, что приводит к легкому расслоению вдоль плоскости (0001) , перпендикулярной оси c .

В соответствии с симметрией примитивной ромбоэдрической ячейки возможны три типа высокочастотных оптических нормальных колебаний[4]: активные рамановские фононы A_{1g}^2 , E_g^2 , четные относительно операции инверсии и ИК активные фононы A_{1u}^2 , нечетные относительно инверсии. Фононы типа А однократно, а типа Е двукратно вырождены.

Исследования микро-рамановских спектров были проведены на установке Renishaw in Via micro-Raman spectrometer RM 2000 (He-Ne лазер, $\lambda=633$ нм, спектральное разрешение 0.5 см^{-1} , время измерения 10s, мощность $50\text{ }\mu\text{W}$).

Спектры резонансного рамановского рассеяния света на оптических фононах E_g^2 , A_{1u}^2 и A_{1g}^2 в тонких слоях $n-Bi_2Te_3$ и твердых растворов $Bi_2Te_{3-y}Se_y$, $Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y$, в гетероэпитаксиальных пленках $p-Bi_2Te_3$ и наноразмерных пластин твердых растворов $(Bi,Sb)_2Te_3$, полученных химическим расслоением, приведены на рис. 1-2 при различных толщинах образцов d и величинах коэффициента термоэдс α .

Тонкие слои для исследований были получены из монокристаллических зерен объемных слитков, выращенных методом направленной кристаллизации с прецизионной регулировкой температуры (рис. 1-2, образцы 1 и 3-5 с индексами 1 и 2). Зерна в слитке вытянуты вдоль оси

роста, перпендикулярной кристаллографической оси c . Монокристаллический образец твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$ был выращен методом Чохральского с подпиткой Te из жидкой фазы (рис. 1, 2-1 и 2-2).

Слои толщиной до 120 nm и латеральными размерами около 0.5-3 mm были приготовлены методом последовательного механического расслоения монокристаллических зерен с помощью полимерной липкой ленты вдоль межслоевых поверхностей (0001). Слои промывались толуолом и изопропанолом, и переносились на слюду. Гетероэпитаксиальные пленки (рис. 2) $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ были выращены методом горячей стенки на ориентирующих подложках из слюды (6-1) и на сапфире (6-2). Ось c в пленках $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ была ориентирована строго перпендикулярно плоскости подложки. Наноразмерные пластины твердого раствора $p\text{-Bi}_{0.9}\text{Sb}_{1.1}\text{Te}_{2.94}\text{Se}_{0.06}$ были получены химической дезинтеграцией (расслоением) шихты из соответствующих измельченных объемных материалов с помощью магнитной мешалки ММ-5 при интенсивном перемешивании. Размер образовавшихся чешуек находился в пределах от 2 μm до 100 nm.

В этих образцах были также проведены исследования морфологии межслоевых поверхностей (0001) полуконтактным методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на приборе Р47. В подписях к рис. 1, 2 приведены среднеквадратичная высота нанофрагментов R_q (шероховатость) и высота нанофрагментов H_a , соответствующая максимуму функции распределения нанофрагментов на исследуемой поверхности.

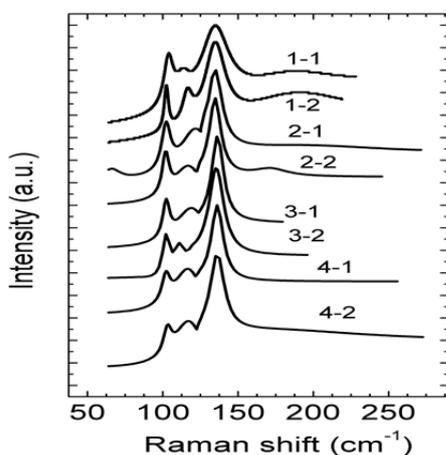


Рис. 1. Рамановские спектры в механически расщепленных тонких слоях $n\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ (1-1, 1-2), $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$ (2-1, 2-2) и $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ (3-1, 3-2, 4-1, 4-2).

(1-1, 1-2): $\alpha = -270 \mu\text{V K}^{-1}$, $R_q = 0.45 \text{ nm}$, $H_a = 1.75 \text{ nm}$.

(2-1, 2-2): $\alpha = -285 \mu\text{V K}^{-1}$, $R_q = 3.8 \text{ nm}$, $H_a = 8 \text{ nm}$.

(3-1, 3-2): $\alpha = -305 \mu\text{V K}^{-1}$, $R_q = 4.6 \text{ nm}$, $H_a = 15 \text{ nm}$.

(4-1, 4-2): $\alpha = -315 \mu\text{V K}^{-1}$, $R_q = 2.9 \text{ nm}$, $H_a = 2.3 \text{ nm}$.

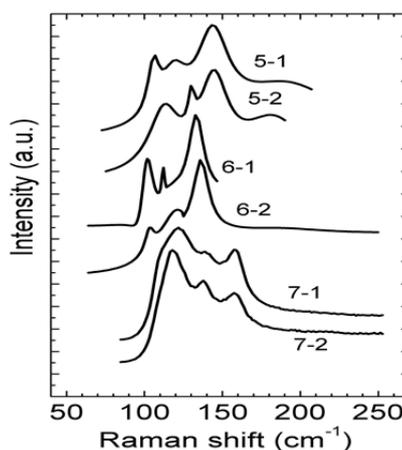


Рис. 2. Рамановские спектры в тонких слоях $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ (5-1, 5-2), в пленках $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ (6-1, 6-2) и осажденного из раствора $p\text{-Bi}_{0.9}\text{Sb}_{1.1}\text{Te}_{2.94}\text{Se}_{0.06}$ (7-1, 7-2).

(5-1, 5-2): $\alpha = -280 \mu\text{V K}^{-1}$, $R_q = 0.36 \text{ nm}$, $H_a = 1.55 \text{ nm}$.

(6-1, 6-2): $R_q = 0.56 \text{ nm}$, $H_a = 1.8 \text{ nm}$.

(7-1, 7-2): $\alpha = -280 \mu\text{V K}^{-1}$. (7-1) время растворения $t = 150 \text{ h}$, $R_q = 36 \text{ nm}$, $H_a = 180 \text{ nm}$. (7-2) $t = 200 \text{ h}$, $R_q = 26 \text{ nm}$, $H_a = 80 \text{ nm}$.

Поскольку интенсивности продольных мод $I(A_{1u}^2)$ и $I(A_g^2)$ более чувствительны к влиянию электрон-фононного взаимодействия при резонансном рамановском рассеянии [4] в отличие от поперечной моды E_g^2 , то для анализа рамановский спектров, приведенных на рис. 1-2, были построены зависимости относительных интенсивностей фононных мод $I(A_{1u}^2)/I(E_g^2)$ от толщины слоев (рис. 3).

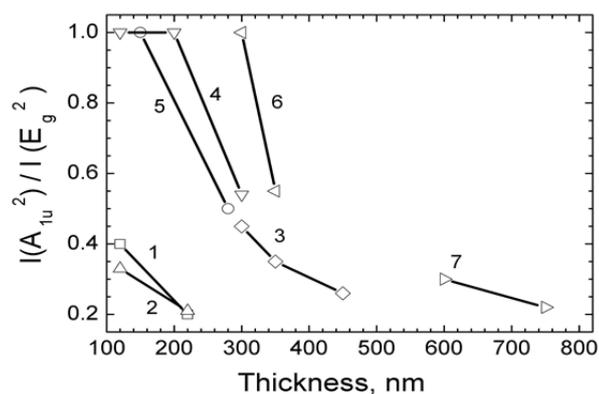


Рис. 3. Зависимость отношений интенсивностей $I(A_{1u}^2)/I(E_g^2)$ от толщины слоев в $n\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ (1), $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$ (2), $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ (3, 4), $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ (5), $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ (6) и $p\text{-Bi}_{0.9}\text{Sb}_{1.1}\text{Te}_{2.94}\text{Se}_{0.06}$ (7).

Появление в рамановских спектрах неактивных фононов A_{1u}^2 с уменьшением толщины образцов связано с нарушением инверсионной симметрии кристалла в поверхностном слое и используется для оценки эффектов, связанных с поведением электронных поверхностных состояний дираковских фермионов[4],[5].

Высокие значения относительных интенсивностей $I(A_{1u}^2)/I(E_g^2) \approx 1$ наблюдались в в наиболее тонких слоях твердых растворов $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$, $n\text{-Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.4}\text{Te}_{2.91}\text{Se}_{0.09}$ и гетероэпитаксиальной пленке $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$, выращенной на слюде, (рис. 3) при высоком качестве межслоевой поверхности (0001) с малыми величинами шероховатости R_q и высоты нанофрагментов H_a (рис. 1, 2). В $n\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ отношение $I(A_{1u}^2)/I(E_g^2)$ значительно ниже по сравнению с твердыми растворами (рис. 3).

Технология получения образцов, состав и толщина влияют на величину относительной интенсивности $I(A_{1u}^2)/I(E_g^2)$ и приводят к ее снижению в составе $n\text{-Bi}_2\text{Te}_{2.88}\text{Se}_{0.12}$, полученном методом Чохральского, и в образцах $p\text{-Bi}_{0.9}\text{Sb}_{1.1}\text{Te}_{2.94}\text{Se}_{0.06}$ осажденных из раствора (рис. 3).

Таким образом, выполненный в настоящей работе анализ спектров резонансного рамановского рассеяния в механически расщепленных тонких слоях, гетероэпитаксиальных пленках и осажденных из раствора образцах теллурида висмута и твердых растворов позволяет оптимизировать составы, толщину и морфологию поверхности материалов, которые обеспечивают доминирующую роль поверхностных состояний фермионов Дирака при комнатной температуре, что увеличивает перспективы практического использования этих термоэлектриков.

Финансовая поддержка исследований частично получена в рамках проекта РФФИ № 16-08-00478.

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane, *Rev. Mod. Phys.*, **82**, pp.3045-3067, (2010).
2. D.-X. Qu, Y.S. Hor, J. Xiong, R.J. Cava, N.P. Ong, *Science* **329**, pp.821-824, (2010).
3. Y.L Chen, J.G. Analytis, J.-H. Chu, Z.K. Liu, S.K. Mo, X.L. Qi, H.J. Zhang, H. Lu, X. Dai, Z.S. Fang, S.C. Zhang, I.R. Fisher, Z. Hussain, Z.-X. Shen. *Science* **325**, pp.178-181 (2009).
4. K.M.F. Shahil, M.Z. Hossain, D. Teweldebrhan, A.A. Balandin, *Appl. Phys. Lett.*, **95**, pp.153103-3, (2010).
5. Yu.D. Glinka, S. Babakiray, T.A. Johnson, D. Lederman. *J. Phys.: Condens. Matter* **27** 052203/1-7 (2015).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ ДЛЯ ПЕРЕВОДА МОЛЕКУЛ YbCs В АБСОЛЮТНОЕ ОСНОВНОЕ РОВИБРОННОЕ СОСТОЯНИЕ

Меняйлова Д.Н., Шундалов М.Б.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Предложена схема оптического перевода молекулы YbCs в абсолютное основное ровибронное состояние $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0) \rightarrow 2^2\Sigma^+_{1/2}(v', J' = 1) \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}(v = 0, J = 0)$ на основе *ab initio* расчетов функций потенциальной энергии.

В последнее время полярные двухатомные молекулы, в состав которых входят атомы различных щелочных металлов (KRb, KCs, RbCs и др.), являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Это связано с возможностью использования такого рода молекул при разработке квантовых компьютеров, для проверки фундаментальной теории электрического дипольного момента электрона, для осуществления управляемых химических реакций при чрезвычайно низких температурах и др.[1]-[4].

Реализация упомянутых возможностей требует получения молекулярного вещества в основном ровибронном (электронно-колебательно-вращательном) состоянии. Один из способов для осуществления этого заключается в переводе полярных двухатомных молекул в основное ровибронное состояние посредством первоначального оптического возбуждения в вышележащие ровибронные состояния со специфическими зависимостями функций потенциальной энергии (ФПЭ) состояний от межъядерного расстояния. В этом случае для процессов возбуждения и последующего перевода молекулярной системы в основное состояние требуется знание точных ФПЭ комбинирующих электронных состояний и спектрально-энергетических и динамических характеристик их колебательно-вращательных подсистем. Также необходимо определить эффективные схемы таких процессов.

В настоящей работе предложены схемы оптических циклов, т. е. способы эффективного оптического возбуждения и последующей релаксации в основное состояние для двухатомной молекулы YbCs, которые могут использоваться в упомянутых выше целях.

Ранее[5] были рассчитаны ФПЭ термов молекулы YbCs, соответствующих диссоциационным пределам: Yb(6s²) + Cs(6s), Yb(6s²) + Cs(6p), Yb(6s²) + Cs(5d), Yb(6s²) + Cs(7s) и Yb(6s6p) + Cs(6s). Из них наиболее перспективными представляются 2²Σ⁺_{1/2} и 1²Π_{1/2, 3/2} состояния, соответствующие Yb(6s²) + Cs(6p) диссоциационному пределу.

Общая вероятность оптического цикла с участием абсолютного основного состояния $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0)$ и возбужденного состояния $A(v', J' = 1)$ пропорциональна произведению вероятности оптического возбуждения $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0) \rightarrow A(v', J' = 1)$ и вероятности ровибронного перехода $A(v', J' = 1) \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}(v = 0, J = 0)$:

$$P \square \left[P_{X^2\Sigma \rightarrow A}^{v'', J''=0 \rightarrow v', J'=0} \right] \left[P_{A \rightarrow X^2\Sigma}^{v', J'=0 \rightarrow v, J=0} \right], \quad (1)$$

$$P_{A \leftrightarrow X}^{v', J' \leftrightarrow v'', J''} \square \nu_{AX} S_{AX} q^{v'v''} S^{J'J''}, \quad (2)$$

где ν_{AX} – частота перехода, S_{AX} – сила электронного перехода, $q^{v'v''}$ – факторы Франка – Кондона, $S^{J'J''}$ – факторы Хенля – Лондона. Соответствующие энергетические и динамические величины были получены на основе *ab initio* расчетов ФПЭ[5].

Результаты расчётов для оптического цикла $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0) \rightarrow 2^2\Sigma^+_{1/2}(v', J' = 1) \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}(v = 0, J = 0)$ приведены на рис. 1. Выбор схемы цикла обусловлен оптимальными значениями факторов Франка – Кондона для соответствующих излучательных переходов. В этом случае первоначально необходимо возбуждение молекулы посредством лазерного излучения из высоко возбужденных ровибронных уровней основного состояния на такие вибронные уровни 2²Σ⁺_{1/2}, из которых затем последующий переход в абсолютное основное состояние имеет большую вероятность.

Аналогичные расчёты были выполнены для переходов в 1²Π и другие вышележащие электронные состояния.

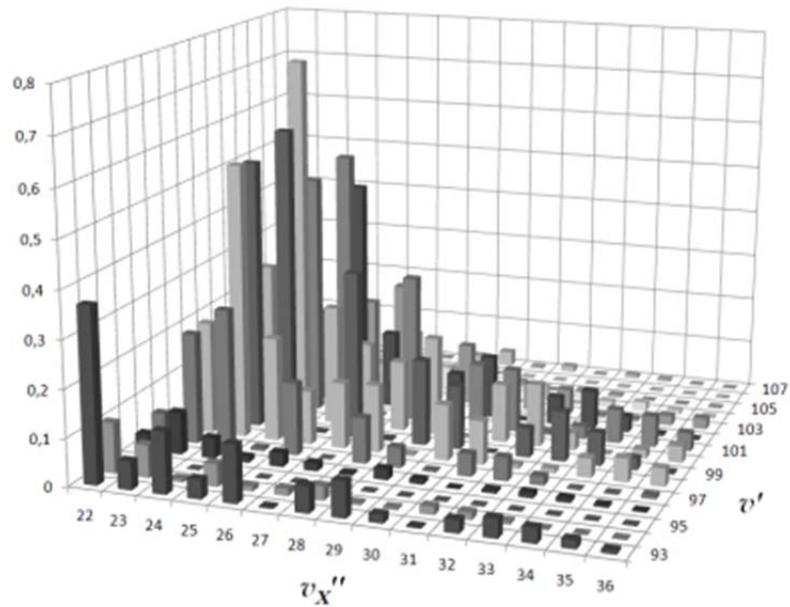


Рис. 1. Полная вероятность P оптического цикла $X^2\Sigma^+_{1/2}(v'', J'' = 0) \rightarrow 2^2\Sigma^+_{1/2}(v', J' = 1) \rightarrow X^2\Sigma^+_{1/2}(v = 0, J = 0)$, соответствующего высоко лежащим вибронным уровням основного состояния $X^2\Sigma^+_{1/2}$

1. J.J. Hudson, B.E. Sauer, M.R. Tarbutt, E.A. Hinds, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 023003-1-4, (2002).
2. D. DeMille, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 067901-1-5, (2002).
3. O.Dulieu, C. Gabbanini, *Rep. Prog. Phys.*, **72**, 086401-1-10, (2012).
4. T. V. Tscherbul and R. V. Krems, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 083201, (2006).
5. D.N. Meniailava, M.B. Shundalau, 12th International Young Scientist conference "Developments in Optics and Communications 2016", Riga, Latvia, March 21 – 23, (2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА ПРИ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА A_2B_6

Семенова Л.Е.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва,
Россия

Рассматривается гиперкомбинационное рассеяние света на LO-фононах в полупроводниках A_2B_6 при двухфотонном возбуждении вблизи $A_{n=1}$ экситонного состояния с учетом сложной структуры верхней валентной зоны.

Гиперкомбинационное рассеяние (ГКР) света на фононах наблюдалось в ряде полупроводниковых кристаллов при двухфотонном возбуждении вблизи края поглощения[1]-[4]. В частности, сообщалось об экспериментальном исследовании резонансного ГКР на продольных оптических (LO) фононах в CdS^4 . При этом, был обнаружен резкий рост интенсивности ГКР при приближении к двухфотонному резонансу с 1S экситоном серии А. Эта особенность объяснялась механизмом рассеяния, связанным с двухфотонным переходом в экситонное состояние s -типа[5]. Основная сложность оценки вклада этого процесса в ГКР связана с тем, что необходимо учитывать дипольные переходы в вышележащие зоны проводимости и более глубокие зоны валентности, а также слабо-запрещенные дипольные переходы в экситоны p -типа.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию резонансного ГКР в полупроводниковых кристаллах типа A_2B_6 гексагональной структуры с учетом сложной верхней валентной зоны. Однофононное гиперкомбинационное рассеяние света описывается в 4-м порядке теории возмущений, где в качестве промежуточных виртуальных состояний электронной системы рассматриваются экситоны Ванье $|\Psi_\lambda\rangle$, образованные электроном из зоны проводимости c и дыркой из зоны валентности v [6]. Зоны проводимости и валентности вырождены или почти вырождены с кратностью вырождения s_c и s_v . Волновая функция электрона с волновым вектором \mathbf{k} в зоне n рассматривается в виде комбинации псевдоблоховских функций φ_{jk} , где $j=1,2,\dots,s_n$ [7]. Вследствие малости фотонных волновых векторов предполагается, что процесс однофононного рассеяния происходит в центре зоны Бриллюэна.

Волновые функции $\tilde{\chi}_{j_e j_h}^{(\lambda)}(\mathbf{r})$ ($j_i=1,2,\dots,s_i$), описывающие относительное электронно-дырочное движение удовлетворяют системе уравнений[7]

$$\sum_{j_e=1}^{s_e} \sum_{j_h=1}^{s_h} D_{j_e j_h}^{\alpha\beta} \hat{p}_\alpha \hat{p}_\beta \tilde{\chi}_{j_e j_h}^{(\lambda)}(\mathbf{r}) - \sum_{j_h=1}^{s_h} D_{j_h j_h}^{\beta\alpha} \hat{p}_\alpha \hat{p}_\beta \tilde{\chi}_{j_e j_h}^{(\lambda)}(\mathbf{r}) + U_{eh}(\mathbf{r}) \tilde{\chi}_{j_e j_h}^{(\lambda)}(\mathbf{r}) = (E_\lambda - \varepsilon_{j_e j_h}) \tilde{\chi}_{j_e j_h}^{(\lambda)}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\hat{p}_\alpha = -i\hbar \partial / \partial r_\alpha$, $U_{eh}(\mathbf{r})$ – энергия кулоновского взаимодействия электрона и дырки, E_λ – энергия экситонного состояния. Параметры $D_{jj'}^{\alpha\beta}$ определяются как

$$D_{jj'}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2m} \delta_{jj'} \delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{m^2} \sum_n \frac{\pi_{jn}^\alpha \pi_{nj'}^\beta}{\varepsilon_{jn}}, \quad (2)$$

где π_{jn} – межзонный матричный элемент оператора импульса.

Во многих прямозонных полупроводниках A_2B_6 структуры вюрцита верхняя валентная зона v расщепляется на три подзоны Γ_9 , Γ_7 и Γ_7 , переходы с которых на экситонные уровни вблизи нижней зоны проводимости c (Γ_7) приводят к появлению трех водородоподобных экситонных серий в спектрах поглощения[8]. Дипольные переходы из зон c и v разрешены в вышележащую зону проводимости c' (Γ_9 , Γ_7 , Γ_7). Также правила отбора разрешают дипольные

переходы между верхней зоной валентности ν и нижележащей зоной ν' (Γ_6), которая с учетом спин-орбитального взаимодействия расщепляется на две подзоны Γ_8 и Γ_9 . В соответствии с правилами отбора можно определить не равные нулю матричные элементы дипольных переходов между этими зонами. Это уже позволяет найти ненулевые параметры эффективных масс $D_{jj'}^{\alpha\beta}$, параметры слабо-запрещенных дипольных переходов $M_{J_e J_h}^{\alpha\beta}$ в экситоны p -типа, а также определить матричные элементы двухфотонных переходов в экситоны s -типа А, В и С серий.

Если пренебрегать членами, связывающими различные подзоны, и влиянием анизотропии кристалла, то система уравнений (1) распадается на отдельные водородоподобные уравнения, волновые функции $\chi_{J_e J_h}^{(\xi\ell m)}(\mathbf{r})$ и энергии $E_{J_e J_h}^{(\xi)}$ для которых хорошо известны. Учесть влияние анизотропии кристалла на эффективные массы экситонов и $D_{J_h J_h}^{\alpha\beta}$, связывающие разные подзоны, можно с помощью теории возмущения. Поскольку для ряда кристаллов (CdS, ZnS, CdSe) подзона С значительно удалена, то в системе уравнений (1) стоит учесть только связь между А и В экситонными сериям. Таким образом для экситонных состояний $A_{n=1}$ и $B_{n=1}$ были получены поправки первого приближения к энергиям и волновым функциям $\tilde{\chi}_{J_e J_h}^{(100)}(\mathbf{r})$

$$\tilde{\chi}_{J_e J_h}^{(100)}(\mathbf{r}) = \chi_{J_e J_h}^{(100)}(\mathbf{r}) + \sum_{\xi \neq 1, \ell, m} \alpha_{J_e J_h}^{(\xi\ell m)} \chi_{J_e J_h}^{(\xi\ell m)}(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Эти поправки не оказывают существенного влияния на однофотонное поглощение, однако иногда могут играть заметную роль в процессах, связанных с двухфотонными переходами. В частности, как показали детальные исследования, двухфотонный дипольный переход в s -экситонное состояние А серии невозможен при распространении возбуждающего излучения вдоль оптической оси. Следовательно, возникают затруднения при объяснении наблюдаемого резонансного роста интенсивности ГКР на LO-фононах в CdS при приближении удвоенной частоты лазерного излучения к резонансу с $A_{n=1}$ экситоном[4],[5], поскольку в этом случае основную роль играют механизмы рассеяния, включающие двухфотонные дипольные переходы в s -состояния только В и С экситонных серий. Однако, с учетом поправки первого порядка к волновой функции, возможен процесс ГКР, включающий двухфотонный дипольный переход в $A_{n=1}$ экситон, переход в экситон p -типа при рождении LO фонона и слабо-запрещенный дипольный переход в основное состояние. Хотя вероятность этого процесса оказывается существенно меньше, приближенные оценки, выполненные для CdS и CdSe, показали, что учет вклада этого механизма может привести к дополнительным особенностям вблизи двухфотонного резонанса с $A_{n=1}$ экситоном на частотной зависимости сечения рассеяния $d\sigma/d\Omega$.

На рис. показано сечение гиперкомбинационного рассеяния на LO-фононах (кривые 1 и 2)

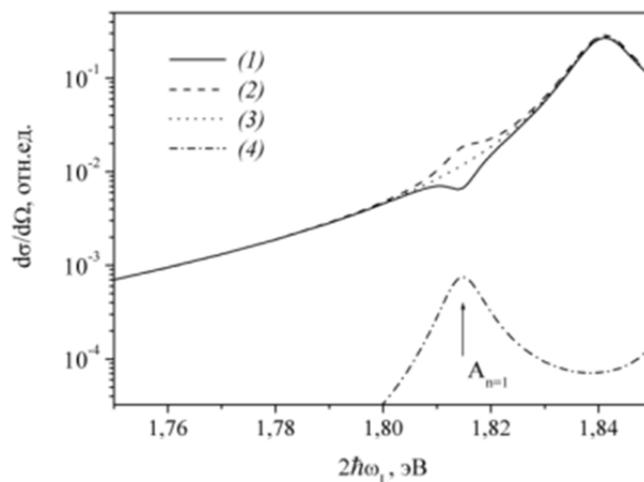


Рисунок. Сечение ГКР на LO- фононах в CdSe в зависимости от удвоенной энергии фотонов возбуждающего излучения

экситонные состояния В и С серий (3) и $A_{n=1}$ (4). Расчеты выполнены для $z(xxz)y$ и $z(xxz)\bar{y}$ геометрии рассеяния (кривые 1 и 2). Как видно из рисунка, вблизи резонанса с нижним экситонным состоянием учет поправки к волновой функции $A_{n=1}$ приводит к появлению на частотной зависимости сечения ГКР особенности, связанной с некоторым увеличением или уменьшением $d\sigma/d\Omega$ в зависимости от геометрии рассеяния.

Были также рассмотрены экситонные состояния $A_{n=2}$ и $B_{n=2}$. С помощью теории возмущения для них были получены энергии в первом приближении и волновые функции нулевого приближения. Теоретически исследован механизм ГКР, соответствующий последовательности промежуточных состояний s - p - s и включающий двухфотонный переход в $A_{n=2}$. Оценки показали, что учет волновых функций в нулевом приближении оказывает незначительное влияние на ГКР.

1. K. Watanabe, K. Inoue, F. Minami, *Phys. Rev. B*, **46**, 2024-2033, (1992).
2. K. Inoue, K. Yoshida, F. Minami, Y. Kato, *Phys. Rev. B*, **45**, 8807-8810, (1992).
3. K. Inoue, F. Minami, Y. Kato, K. Yoshida, K. Era, *J. Cryst. Growth.*, **117**, 738-741, (1992).
4. V.A. Maslov, K.K. Ondriash, Yu.N. Polivanov, K.A. Prokhorov, L.E. Semenova, Yu.L. Chuzavkov, *Las. Phys.*, **6**, 132-143, (1996).
5. L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, *Las. Phys. Lett.*, **1**, 253-258, (2004).
6. Л.Е. Семенова, К.А. Прохоров, *ЖЭТФ*, **123**, 1048-1058, (2003).
7. М.М. Denisov, V.P. Makarov, *Phys.stat.sol(b)*, **56**, 9-59, (1973).
8. В.В. Соболев, *Зоны и экситоны соединений группы $A^{II}B^{VI}$* . Кишинев: Штиинца, 1980.

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНЕГО ОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Акатьев Д.О.* , Калачев А.А.*

*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского КазНЦ РАН,
Казань, Россия

В данной работе рассмотрена возможность управления спектром параметрического рассеяния света (СПР) с помощью внешнего однородного электрического поля в периодически модулированном кристалле ниобата лития (LiNbO_3). Экспериментально продемонстрирован сдвиг спектра под действием электрического поля в пределах ± 20 кВ/см. Показана возможность стабилизации по частоте однофотонного источника на основе СПР в пределах 5 нм на длине волны 1550 нм.

Явление спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света в нелинейных кристаллах широко используется в современной квантовой оптике для проведения экспериментов по различным направлениям квантовой информатики, таким как квантовые вычисления, квантовая криптография и квантовая метрология [1],[2]. Отличительными особенностями СПР являются широкий непрерывный спектр, не связанный непосредственно с собственными частотами вещества, и двухфотонный характер излучения. Эти особенности позволяют использовать СПР для генерации различных неклассических состояний света, в частности – однофотонных состояний, используемых в качестве носителей информации в оптических квантовых компьютерах и квантовых сетях связи. При этом требуется высокая чистота генерируемых состояний, что подразумевает, в частности, высокую стабильность источника по длине волны. Кроме того, точная настройка по длине волны требуется и для реализации эффективного взаимодействия генерируемых однофотонных импульсов с атомами. Традиционный способ перестройки и стабилизации источника по частоте с помощью температуры является медленным и, кроме того, не позволяет сохранять максимальную эффективность источника, которая часто достигается в узком интервале температур. С этой точки зрения представляет интерес разработка альтернативного подхода, использующего для частотной перестройки электрооптический эффект.

В данной работе разрабатывается метод управления спектром параметрического рассеяния света с помощью внешнего однородного электрического поля, действующего на нелинейный кристалл. Метод основан на электрооптическом эффекте (эффекте Покедьса), состоящем в том, что под действием электрического поля происходит изменение индикатрис показателей преломления нелинейного кристалла, что приводит к частотному сдвигу СПР [3].

Вектор состояния параметрического рассеяния [4]:

$$|\Psi\rangle = |0\rangle + \iint d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle |\omega_i\rangle, \quad (1)$$

где $F(\omega_s, \omega_i)$ - спектральная амплитуда бифотона, которая определяет спектральные и пространственные свойства рассеянного поля. В случае коллинеарного режима генерации амплитуда бифотон:

$$F(\omega_s, \omega_i) = |A|^2 \cdot \text{sinc}(\Delta k L / 2), \quad (2)$$

где $|A|^2$ – параметр взаимодействий, $\Delta k = k_p - k_i - k_s - 2\pi/\Lambda$ – расстройка волновых векторов, Λ – период модуляции нелинейности, $k_m = \omega_m n(\omega_m)/c$ – волновой вектор. В случае, когда мы прикладываем однородное электрическое поле мы получаем [5]:

$$k_m = \omega_m n(\omega_m, \vec{E}) / c. \quad (3)$$

Таким образом, мы получаем модифицированную амплитуду бифотона (2):

$$F(\omega_s, \omega_i) = |A|^2 \cdot \text{sinc}(\Delta k(\vec{E}) L / 2). \quad (4)$$

Зная как будет зависеть показатель преломления от амплитуды поля, мы можем определить на сколько будет происходить спектральный сдвиг СПР.

Для примера был рассмотрен периодически модулированный кристалл ниобата лития, в котором реализовался 0-тип синхронизма. В результате численного моделирования смещения спектра было получено:

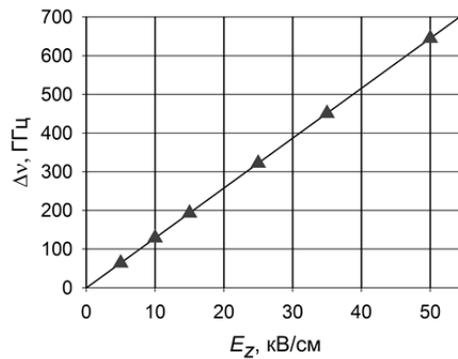


Рис. 1. Сдвиг спектра холостых фотонов $\Delta\nu_{sh}=\nu_i(E_z)-\nu_i(0)$ как функция внешнего электрического поля для периодически модулированного кристалла LiNbO_3

Экспериментальные результаты представлены на рис. 2:

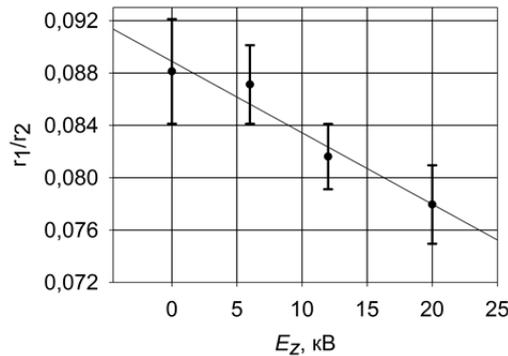


Рис. 2. Отношение отсчетов в инфракрасном канале к сигнальному каналу в зависимости от приложенного электрического поля. r_1 – количество отсчетов в инфракрасном канале (1550 нм), r_2 – количество отсчетов в сигнальном канале (810 нм)

Спектральная селекция по длинам волн производилась с помощью дифракционной решетки с периодом 3,33 мкм, дисперсионная способность которой составляет $\alpha = 3,3$ нм/мрад. Расстояние от дифракционной решетки до диафрагмы детектора составляло $l = 600$ мм, ширина диафрагмы $d = 1$ мм. Спектральный интервал, который попадает в щель диафрагмы, составляет 5,28 нм. Если измерить падение интенсивности сигнала, то можно оценить величину смещения спектра параметрического рассеяния света. Падение сигнала при максимальной мощности электрического поля составило $12 \pm 1\%$ (20 кВ/см). Для наблюдения и измерения сдвига спектра СПР в данных экспериментальных условиях по спаду числа отсчетов в ИК канале необходимо, чтобы сдвиг спектра составлял больше половины спектрального интервала попадающего в диафрагму детектора, то есть более 2,64 нм (если излучение спектра параметрического рассеяния света попадает в центр диафрагмы). Расчеты показывают, что ширина спектра параметрического рассеяния света на длине волны 1550 нм $\Delta\lambda_{СПР} \approx 0,4$ нм. Из этих данных можно сделать вывод, что сдвиг спектра СПР $\Delta\lambda \approx 2,64$ нм – $0,4$ нм $\approx 2,24$ нм, что хорошо согласуется с численным расчетом.

1. С.С. Chunnillal et al., *Optical Engineering*, **53.8**, 089801-089801, (2014).
2. S. Takeuchi, *Japanese Journal of Applied Physics*, **53.3**, 030101, (2014).
3. К.Г. Катамадзе и др., *Письма в ЖЭТФ*, **94**, 284 (2011).
4. М.Н. Rubin, D.N. Klyshko, Y.H. Shih, A.V. Sergienko, *Physical Review A*, **50.6**, 5122, (1994).
5. Д.О. Акатьев, А.А. Калачев, *Компьютерная оптика*, **40**, №1, 26-30, (2016)

ГЕНЕРАЦИЯ КОРЕЛЛИРОВАННЫХ ПАР ФОТОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОННЫХ СТРУКТУРАХ С АКТИВНО ФОРМИРУЕМЫМ ПРОФИЛЕМ ДИСПЕРСИИ СПЕКТРАЛЬНО ОГРАНИЧЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

И.З. Латыпов^{*,**}, А.Г. Шмелев^{*,**}, А.А. Талипов^{**}, А.А. Калачев^{*}

^{*}Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, Казанский квантовый центр “КАИ- Квант”,

^{**}Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского

В работе проанализирована возможность генерации двухфотонных состояний света в фотонно-кристаллических волокнах, предложена схема эксперимента, измерены дисперсионные характеристики образцов фотонно-кристаллических волокон и произведен расчет режимов генерации процесса спонтанного четырех волнового смешения (СЧВС).

Развитие и внедрение квантовых информационных технологий невозможно без создания источников одиночных фотонов с заданными характеристиками. К основным характеристикам однофотонного источника можно отнести: скорость генерации фотонов, которая напрямую определяет скорость передачи информации; чистоту однофотонных состояний и стабильность их генерации во времени, что обеспечивает корректную работу квантовых протоколов и защищенность квантовых линий связи; детерминированность однофотонного источника, которая определяет вероятность обнаружить фотон в заданные моменты времени; длительность однофотонного импульса определяет максимальное количество импульсов в единицу времени; длина волны однофотонного источника и возможность ее перестройки определяет его применимость в конкретном приложении. Для большинства задач требуются узкополосные однофотонные импульсы. Тем не менее, потребность в создании широкополосных однофотонных источников возрастает с каждым годом. Генерация спектрально ограниченных широкополосных однофотонных импульсов позволяет увеличить скорость генерации фотонов за счет короткой длительности. Спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) и спонтанное четырехволновое смешение (СЧВС) в нелинейных средах являются одними из наиболее эффективных методов генерации однофотонных состояний.

В процессе СПР и СЧВС генерируются неклассические двухфотонные состояния света. Принцип генерации однофотонных состояний основан на детектировании первого фотона (холостой), предвещающего наличие второго фотона (сигнального) на выходе однофотонного источника. К основным достоинствам данного метода можно отнести высокую стабильность генерации состояний во времени, возможность генерации спектрально ограниченных импульсов при комнатной температуре, возможность перестройки длины волны и ширины спектра, низкий вклад многофотонных состояний и управление формой однофотонного импульса[1]. Основной проблемой является устранение частотной (спектральной) корреляции между сигнальным и холостым фотоном. Такая процедура заключается в подборе параметров нелинейной среды и лазерной накачки для получения специальных условий синхронизма для фотона накачки, сигнального и холостого фотона. Фотонно-кристаллические волокна (ФКВ) обладают большим потенциалом для создания таких условий при накачке спектрально-ограниченными лазерными импульсами. Фотонно- кристаллическое волокно представляет собой оптическое волокно, поперечное сечение которого является двумерным фотонным кристаллом с точечным дефектом в центре волокна[2]. Оболочка такого волокна состоит из полых капилляров, как правило, заполненных воздухом, симметрично расположенных относительно сердцевины волокна. Сердцевина волокна может быть изготовлена из плавленного кварца. Излучение при этом может распространяться классическим способом – за счет эффекта полного внутреннего отражения, но не в продольной, а поперечной моде (в плоскости фотонно-кристаллической структуры). Именно микроструктура волокна будет определять нелинейные свойства и, следовательно, режим генерации СПР и СЧВС. Кроме того, структура фотонно-

кристаллического волокна будет определять диапазон длин волн с нулевой дисперсией, что делает возможным эффективное распространение широкополосных импульсов. Эффективность приготовления однофотонных состояний сильно зависит от параметров нелинейной среды и параметров импульсов накачки. Увеличить яркость и эффективность однофотонного источника можно за счет использования импульсов фемтосекундной длительности[3]. Кроме того, такие импульсы позволят получать широкополосные однофотонные состояния, которые могут найти применение в устройствах квантовой памяти с широкой полосой поглощения и квантовых линиях связи на оптических волокнах с нулевой дисперсией на длине волны однофотонных импульсов. Оптимизация режимов генерации СПР и СЧВС в фотонно-кристаллических волокнах возможна за счет изменения параметров длины волны и спектральной ширины лазерных импульсов. Так как одиночные фотоны могут родиться только в момент действия импульса накачки, высокая частота следования и простота регистрации импульсов накачки позволяют относительно легко синхронизировать систему регистрации.

1. I.Z. Latypov, A.V. Shkalikov, A.A. Kalachev, Optimization of a heralded single photon source with spatial and temporal multiplexing // J. Phys.: Conf. Ser. (2015) **613**, 012009(6)

2. Желтиков, А.М. Микроструктурированные световоды для нового поколения волоконно-оптических источников и преобразователей световых импульсов, Успехи Физических наук (2007) **177** №7, 737–762.

3. A.G. Shmelev, V.G. Nikiforov, G.M. Safiullin, V.S. Lobkov, Coherent control of vibrational and rotational molecular motions using double-pulse optical Kerr effect, Chem. Phys. Let. (2014) **592**, 196-199.

RAMAN AND LUMINESCENCE SPECTROSCOPY WERE USED FOR INVESTIGATING POLYCRYSTALLINE DIAMOND POWDERS PRODUCED BY SHOCK WAVE SYNTHESIS FOLLOWED BY GRINDING AND SEPARATION INTO FRACTIONS OF DIFFERENT POLYCRYSTAL MEDIAN SIZE IN THE RANGE 25–1000 NM

Жуковская М.В., Богданов К.В.

Университет ИТМО

The TEM data showed that the diamond polycrystals consist of 10–15 nm nanocrystals with thin (2–3 nm) intergranular layers of partially ordered carbon material between the nanocrystals (see Fig.1).

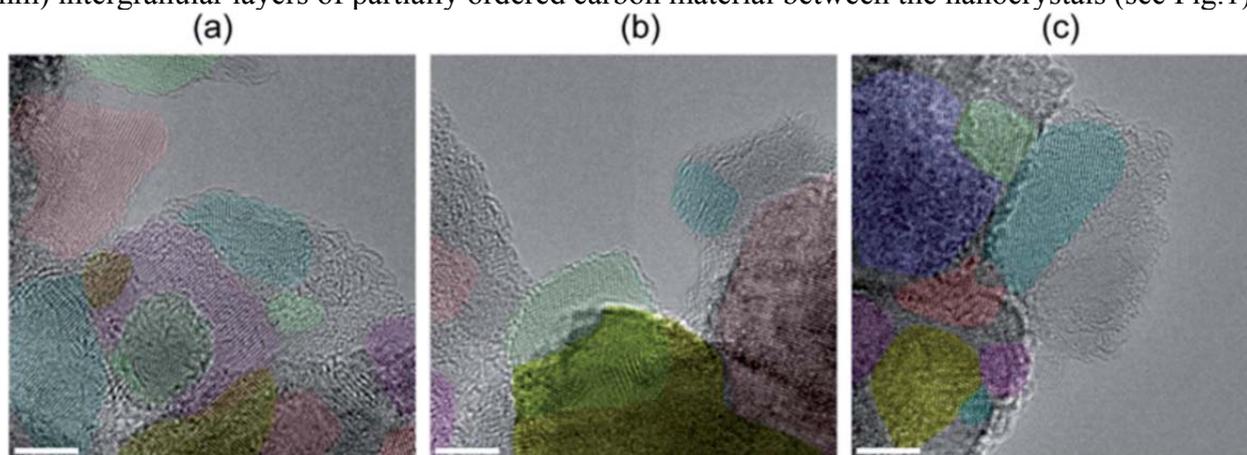


Fig. 1. (a)–(c) Characteristic HRTEM images of the S1 polycrystalline diamond fraction. Areas shaded in different colors correspond to the individual crystallites with different orientation. Scale bars of 4 nm are shown.

A distinctive feature of the diamond powders studied is the presence of a narrow intense PL band of SiV centers at 738 nm. It is the first case of SiV-color centers found in diamonds produced by short duration dynamic synthesis. The analysis of the size dependencies of Raman bands showed that in the 1000–180 nm median size range the diamond polycrystals consist mainly of 10–15 nm cubic diamond nanocrystals with a fairly good crystalline structure and intergranular layers which, most probably, contain lonsdaleite and disordered carbon material. When the median size decreases from 180 nm to 25 nm, the damaged diamond nanocrystals fraction grows up, along with an increasing amount of disordered carbon structures. Raman spectra are presented on Fig/2.

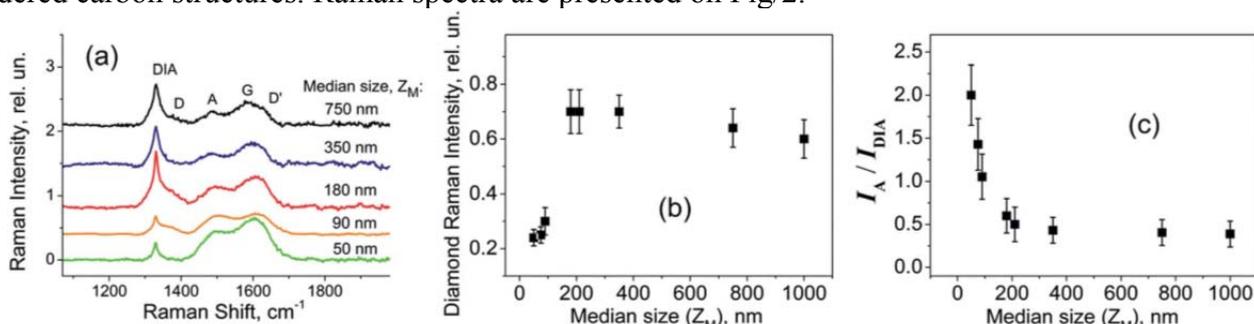


Fig. 2. (a) Representative set of Raman spectra of the polycrystalline diamond fractions S2–S9 for excitation wavelength 488 nm. (b) Size dependence of the diamond Raman peak intensity (I_{DIA}). (c) Ratio of the intensities of amorphous carbon (I_A) and diamond Raman bands (I_A/I_{DIA}).

As for the luminescent SiV-centers, related to silicon impurity incorporated as substitutional impurity in the diamond lattice during the shock wave synthesis, our data allows to conclude that the majority of these centers are located inside the diamond nanocrystals. SiV PL intensity depends on the polycrystalline powder mean size and has a maximum at size ≈ 180 nm (see Fig.3).

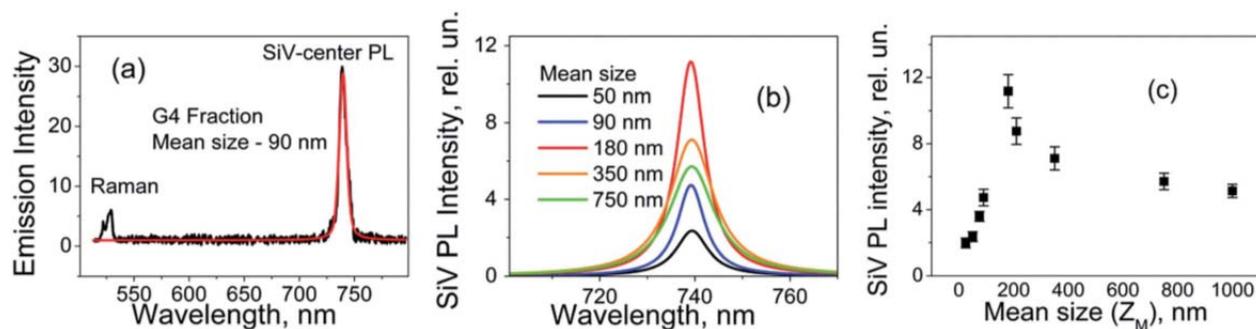


Fig. 3. (a) An example of the spectrum after PL background subtraction for the S4 fraction; (b) representative set of Gaussian fits of SiV-center PL bands at 738 nm for different fractions of polycrystalline diamonds after normalization to KNO₃ Raman line intensity. (c) Size dependence of the integral intensity of the SiV-center luminescence band. Excitation laser wavelength: 488 nm.

The latter is the result of a competition between two SiV non-radiative decay channels with opposite size dependencies. One channel was tentatively associated to the formation of crystalline defects inside the 10–15 nm primary size nanocrystals upon size reduction of the polycrystalline powder. The concentration of such defects increases when the polycrystal size decreases. The other non-radiative channel, was tentatively related to the presence of recombination centers in the volume of the intergranular layers. The concentration of these recombination centers is expected to decrease when the polycrystal size decreases, hence the observed SiV PL maximum at a compromised polycrystal size of 180 nm. The nature of the recombination centers is not established yet and requires further investigations.

АТОМ КАК РЕНТГЕНОВСКАЯ ЛИНЗА

Хоперский А.Н., Надолинский А.М., Конеев Р.В.

Ростовский государственный университет путей сообщения,
Ростов-на-Дону, Россия

Теоретически исследован процесс слияния трех рентгеновских фотонов в один фотон в поле свободного атома. Предсказаны ярко выраженная резонансная структура и сильная угловая анизотропия дифференциального (по углу рассеяния) сечения слияния. Дана оценка величины наблюдаемого сечения слияния.

С созданием рентгеновского лазера на свободных электронах[1] (XFEL) открывается возможность исследования фундаментальных процессов *нелинейного* взаимодействия рентгеновского излучения с многоэлектронной системой. К таким процессам, наряду, например, с Комптоновским[2] и Рэлеевским[3] рассеянием двух фотонов атомом, относится процесс слияния фотонов в поле свободного атома. Именно, через состояния своего виртуального возбуждения (ионизации) атом «линзирует» поток падающих на него XFEL–фотонов и возвращается в исходное состояние, излучая фотон (фотоны) с энергией, равной сумме энергий падающих фотонов.

В качестве объекта исследования взят атом Ne. Выбор обусловлен как сферической симметрией основного состояния ($[0] = 1s^2 2s^2 2p^6 [^1S_0]$), так и тем обстоятельством, что атом Ne в газовой фазе вполне доступен и широко используется для проведения высокоточных экспериментов[4].

В простейшем случае слияния трех $\hbar\omega$ –XFEL–фотонов в один $\hbar\omega_R$ –фотон в поле атома Ne,

$$\hbar\omega + \hbar\omega + \hbar\omega + [0] \rightarrow X \rightarrow [0] + \hbar\omega_R, \quad (1)$$

во втором порядке квантовомеханической теории возмущений по оператору контактного взаимодействия для дифференциального сечения процесса (1) в атомной системе единиц получаем:

$$\frac{d\sigma_{\perp}}{d\Omega_R} = \eta |M|^2 \equiv \sigma_{\perp}^{(1)}. \quad (2)$$

Здесь X – виртуальные состояния системы «атом \oplus фотоны», Ω_R – пространственный угол вылета рассеянного фотона, $\eta = (2\pi cr_0^2 / \omega)^2$, c – скорость света в вакууме, r_0 – классический радиус электрона и M – амплитуда вероятности процесса (1). Принята схема предполагаемого XFEL–эксперимента, когда падающие (параллельно друг другу) и рассеянный фотон линейно поляризованы перпендикулярно (\perp) плоскости рассеяния.

Результаты расчёта *резонансной* структуры сечения (2) в области энергии порога ионизации $1s^2$ –оболочки представлены на Рис. и демонстрируют следующее. Лидирующий вклад в вероятность слияния из бесконечного набора орбитальных симметрий $1s \rightarrow xl$, $l \in [0; \infty)$ перехода дают состояния виртуального возбуждения (ионизации) дипольно разрешенной p –симметрии. При исследовании углового распределения рассеянного фотона установлен *эффект сильной угловой анизотропии* процесса (1): с наибольшей вероятностью три падающих на атом Ne XFEL–фотона сливаются в один фотон для углов рассеяния $\theta \in (90^\circ; 180^\circ]$ (рассеяние назад; высокая *отражательная* способность атома к падающим на него фотонам).

Следует ожидать, что планируемый в ближайшие годы уровень яркости (число фотонов в лазерном пульсе, $N = 10^n$) XFEL–излучения позволит экспериментально зарегистрировать предсказываемый квантовый и существенно нелинейный по электромагнитному полю эффект слияния. В самом деле, например, при $n = 29$ (см. работу[1]), $\theta = 150^\circ$ и $\hbar\omega = 433,6$ эВ для атома Ne получаем вполне доступное для измерения абсолютное значение сечения процесса

слияния $C_N^3 \sigma_{\perp}^{(1)} \cong 80$ (Мб·ср.⁻¹), где C_N^3 – биномиальный коэффициент.

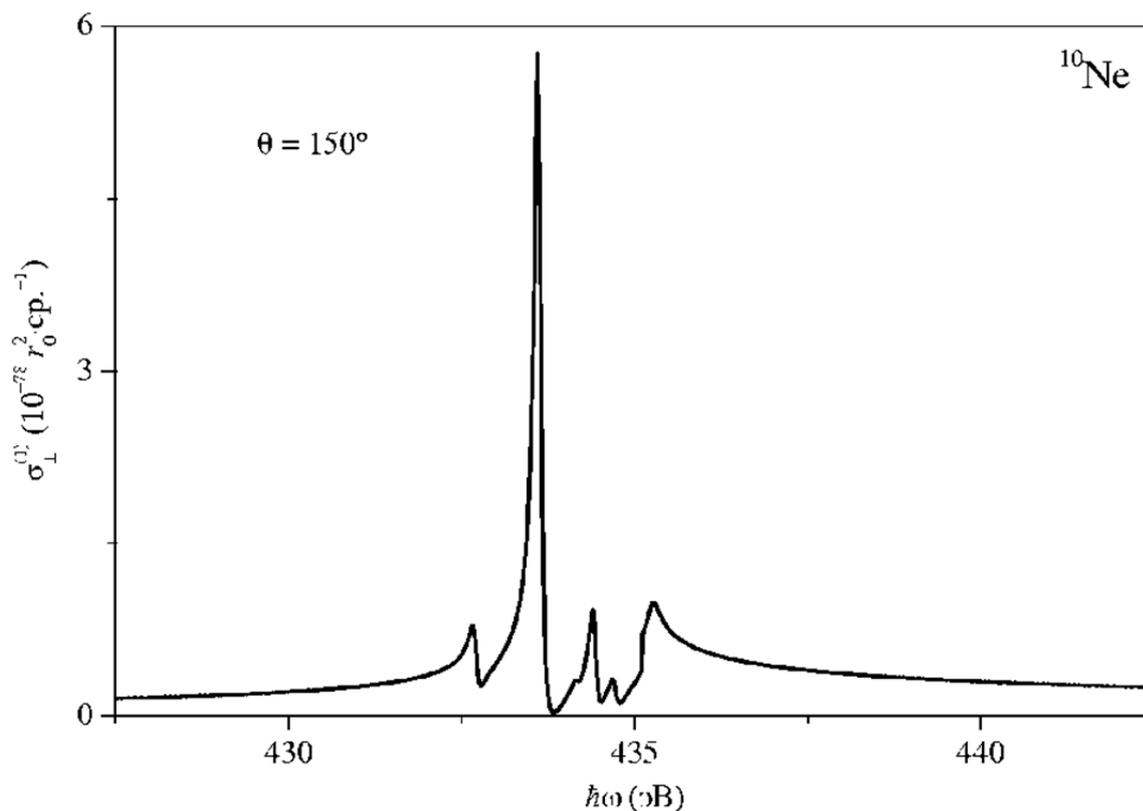


Рисунок. Дифференциальное сечение процесса слияния трёх линейно поляризованных (перпендикулярно плоскости рассеяния, \perp) XFEL-фотонов в один фотон ($\omega_R = 3\omega$) в поле атома Ne

1. C. Pellegrini, A. Marinelli, S. Reiche, *Rev. Mod. Phys.*, **88**, 015006, (2016).
2. A.N. Hopersky, A.M. Nadolinsky, S.A. Novikov, *Phys. Rev. A*, **92**, 052709, (2015).
3. A.N. Hopersky, A.M. Nadolinsky, S.A. Novikov, *Phys. Rev. A*, **93**, 052701, (2016).
4. R. Guichard, M. Richter, J.M. Rost, U. Saalman, A.A. Sorokin, K. Tiedtke, *J. Phys. B*, **46**, 164025, (2013).

ИССЛЕДОВАНИЯ ШУМОВ ГОМОДИННОГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ КВАНТОВООПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Борзенкова О.В., Львовский А.И.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Университет Калгари, Калгари, Канада

В данной работе было изучено явление возникновения шумов в схеме гомодинного детектора, построена модель воздействия этих шумов на выходной сигнал, а также разработана схема детектора с улучшенным коэффициентом подавления шума.

Балансный гомодинный детектор (ГД) [1,2,5] используется в квантовой оптике и квантовой информации для измерений квадратуры поля электромагнитного сигнала. По полученным измерениям возможно восстановить информацию о квантовых состояниях измеряемого сигнала.

С развитием квантовой оптики, требования к рабочим характеристикам гомодинных детекторов возрастают. Конструкция современных гомодинных детекторов основывается на четырех критериях эффективности: большая полоса пропускания и плоский участок усиления в пределах этой полосы, высокое отношение квантового шума над электронным, высокий коэффициент подавления шума (CMRR соотношение), квантовая эффективность диодов.

Целью данной работы является изучение явления возникновения шумов в схеме гомодинного детектора, построение модели воздействия этих шумов на выходной сигнал а также разработка схемы детектора с улучшенным коэффициентом подавления шума.

В ходе данной работы была исследована схема гомодинного детектора, представленная в работе [1], выявлены факторы, влияющие на поведение шума в схеме детектора. Был проведен анализ возможностей изменения данных факторов и построена теоретическая модель, описывающая поведение шумов в схеме ГД.

Экспериментальная часть работы была посвящена исследованию влияния топологии схемы [3,4,7] на уровень шумов в ней. Для этого была разработана новая схема с учетом факторов, позволяющих уменьшить шум.

На Рис.1. представлена зависимость дисперсии выходного сигнала от времени [6] в разработанной схеме, когда входным сигналом является одиночный фотон. На основании данной зависимости можно оценить минимальную величину соотношения сигнал/шум [8].

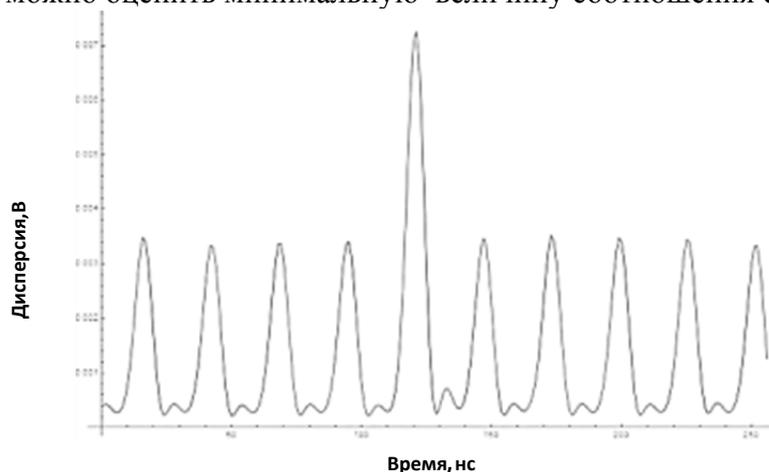


Рис. 1. Дисперсия выходного сигнала для одиночного фотона

Используя спектральные зависимости, представленные на Рис.2. можно определить не минимальное значение соотношения сигнал/шум, а рассчитать его действительное значение .

Электронный шум разработанной схемы оказался в 2.5 раза меньше исходной, что говорит о значительном влиянии топологии на данный параметр. Соотношение сигнал/шум

новой схемы, полученное при детектировании фотона, говорит о возможности ее применения для квантовооптических измерений.

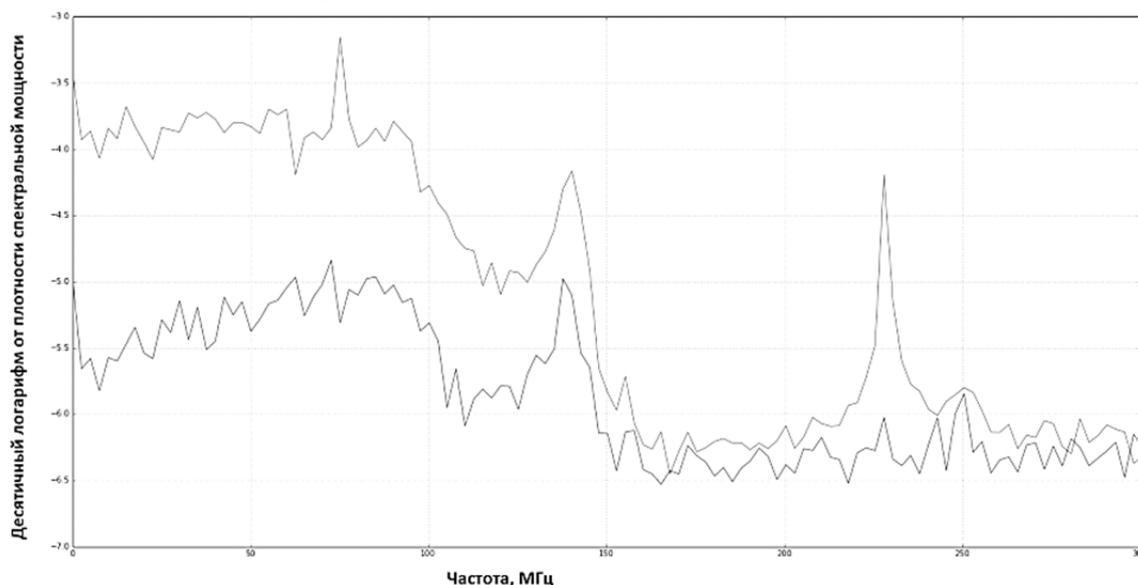


Рис. 2. Зависимость спектральной мощности выходного сигнала от частоты в логарифмическом масштабе. Снизу – электронный шум, сверху – дробовой шум.

1. R. Kumar, E. Barrios, A. MacRae, E. Cairns, E.H. Huntington, A.I. Lvovsky. Versatile wideband balanced homodyne detector for quantum optical homodyne tomography. – *Optics Communications*, 2012

2. Лебедев А. И. Физика полупроводниковых приборов. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — С. 182

3. Application Report, Texas Instruments, Transimpedance Considerations for High-Speed Amplifiers, 2009

4. Datasheet, Texas Instruments, OPA847 Wideband, Ultra-Low Noise, Voltage-Feedback Operational Amplifier with shutdown (11), 2002

5. В.Н.Дулин, Н.А.Аваев, В.П. Демин. Электронные приборы, 1989.

6. Ulf Leonhardt. Measuring the quantum state of light, 1997.

7. Philip C.D. Hobbs, Photodiode Monitoring with Op Amps, 2009

8. С.М. Caves, Electronic noise, *Phys. Rev. D* **26** (1982) 1817-1839

КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО НАБЛЮДЕНИЮ УВЛЕЧЕНИЯ СВЕТА ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ КРИСТАЛЛЕ РУБИНА

Гладышев В.О., Горелик В.С., Портнов Д.И., Кауц В.Л.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, кафедра Физики, Москва, Россия

Впервые выполнены эксперименты по преобразованию зеленого лазерного излучения ($\lambda=532$ нм) во вращающемся кристалле $Al_2O_3:Cr^{3+}$ (рубин) вблизи зоны поглощения, где эффективный показатель преломления и его производная достигают больших значений. При вращении кристалла внутри наблюдалось световое кольцо, а также «кометный след».

При распространении электромагнитного излучения в однородном и изотропном движущемся диэлектрике в среде возникают анизотропные свойства, которые в первом приближении пропорциональны коэффициенту увлечения Френеля $\alpha = 1 - 1/n^2$, а также скорости среды и оптическому пути. Дисперсионный член $(\lambda/n) \cdot (dn/d\lambda)$ материала дает дополнительный вклад и может усиливать эффект увлечения света движущейся средой.

Как правило, теоретические и экспериментальные исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с движущейся средой выполняют в видимом диапазоне вдали от области поглощения оптического материала, т.е. в области, где влияние дисперсии сравнительно мало[1],[2].

В работе представлены результаты экспериментального изучения зеленого лазерного излучения во вращающемся кристалле $Al_2O_3:Cr^{3+}$ (рубин) вблизи зоны поглощения, где эффективный показатель преломления и его производная достигают больших значений. Эксперименты проводились с использованием лазера SLM-417, генерирующего одночастотное непрерывное излучение с горизонтальной поляризацией мощностью 22 мВт на длине волны 532 нм. На рис. 1 приведен внешний вид созданного лабораторного стенда.

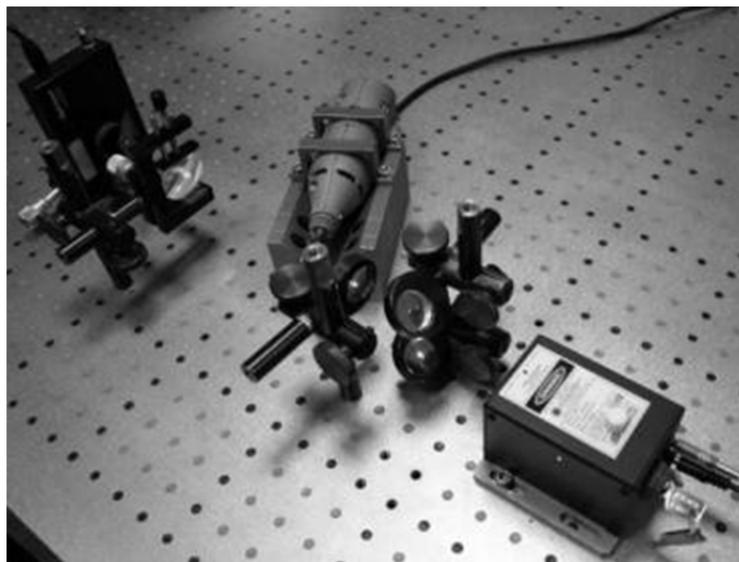


Рис. 1. Внешний вид экспериментального стенда

В эксперименте когерентное излучение от источника SLM-417 (Рис.1, справа) через систему зеркал и фокусирующий элемент попадало на вращающийся диск, выполненный из кристалла рубина. Рубин был закреплен на валу электродвигателя (в центре), частота вращения

которого поддерживалась с помощью цифрового блока управления. Далее излучение проходило красный фильтр, второй фокусирующий элемент и попадало на цифровой калиброванный фоторегистратор *Spiricon*.

При прохождении зеленого излучения через покоящийся рубин наблюдалась прямолинейная траектория распространения излучения красного цвета, а также рассеяние излучения. При вращении рубина появлялся световой след в виде дуги постоянного радиуса, который по мере увеличения частоты вращения превращался в световое кольцо, что связано с люминесцентными свойствами вещества.

В экспериментах впервые наблюдалось световое кольцо внутри кристалла рубина при его облучении зеленым светом и вращении кристалла на частотах в диапазоне частот до 200 Гц (рис.2). Фотография получена в отраженном свете, и представляет собой изображение плоской поверхности вращающегося диска кристалла в люминесцентном свете. Впервые был зафиксирован «кометный след», образующийся при прохождении излучения через вращающийся кристалл.

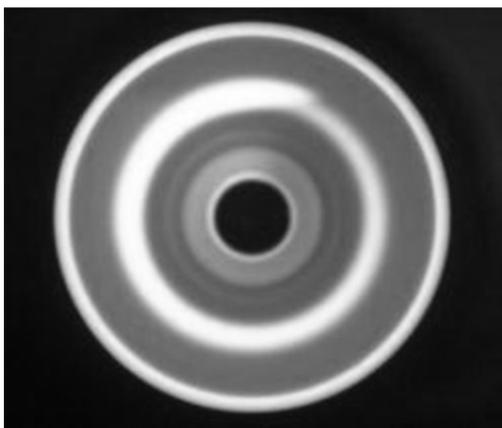


Рис.2. При облучении кристалла рубина зеленым светом и его вращении с частотой до 200 Гц внутри кристалла возникало световое кольцо.

Построенная экспериментальная установка может быть использована в дальнейшем для исследования условий возникновения и поведения внутри вещества квазичастиц – поляритонов. Для регистрации эффекта рождения в рубине поляритонов, а также смещения траектории в сторону по направлению к внешнему радиусу диска при его вращении были выполнены наблюдения при помощи *Spiricon BeamGage*.

1. Н.Н.Розанов, Г.В.Сочилин, *УФН*, **176**, №4, 421-439, (2006).
2. В.О.Гладышев, Д.И.Портнов, С.В.Садовников, В.Л.Кауц, Е.А.Шарандин, *Опт. и спектр.*, **119**, №2, 169-174, (2015).

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ БЕЗ ИНВЕРСИИ В РЕЗОНАТОРЕ: ВЛИЯНИЕ РЕЛАКСАЦИИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И ПОТЕРЬ РЕЗОНАТОРА

Рыжов И.В., Васильев Н.А., Косова И.С., Малышев В.А.*

Российский Государственный Педагогический Университет
им.А.И.Герцена, Санкт-Петербург, Россия

*Zernike Institute for Advanced Materials, University of Groningen
The Netherlands

Теоретически рассмотрено безынверсионное сверхизлучение ансамбля трехуровневых излучателей (с Λ -схемой операционных переходов), помещенных в циклический резонатор. Исследовано влияние релаксации в системе излучателей и потерь резонатора на динамику сверхизлучения.

В работах[1],[2], было показано, что безынверсионное сверхизлучение (СИ) ансамбля трёхуровневых Λ -атомов в высокодобротном резонаторе обнаруживает богатую оптическую динамику (от регулярной до хаотической) в зависимости от населенности верхнего уровня и расщепления дублета. Причиной этого является пренебрежение релаксацией населенности и когерентности в системе излучателей, а также потерями резонатора (гамильтонов предел). Однако, в реальных системах эти факторы с неизбежностью присутствуют.

В данной работе мы исследуем влияние потерь резонатора и однородной (необратимой) и неоднородной (обратимой) релаксации на режимы безынверсионного СИ, найденные в работах[1],[2]. Математической основой нашего анализа является связанная система уравнений для элементов матрицы плотности трехуровневых квантовых излучателей и уравнения Максвелла для поля СИ в приближении среднего поля. В случае гамильтоновой системы и слабо невырожденного дублета, импульс безынверсионного СИ представляет собой квазипериодически или хаотически повторяющуюся гребенку пиков с характерным временем повторения порядка периода осцилляций низкочастотной когерентности. Именно этот режим является предметом нашего обсуждения.

Потери резонатора. Данный канал затухания СИ учитывается в уравнении для поля временем его ухода из резонатора T_{res} . Этот эффект достаточно прост. На временах $t < T_{res}$, оптическая динамика системы подобна таковой для идеального (гамильтонова) случая. Напротив, на временах $t > T_{res}$, импульс СИ монотонно (экспоненциально) затухает. Таким образом, для наблюдения нестандартных режимов безынверсионного СИ (квазипериодический, хаотический) необходимо, чтобы T_{res} было меньше характерного времени развития этих режимов, что может быть достигнуто при высокой добротности резонатора.

Однородное уширение. Однородное уширение оптических переходов приводит к релаксации когерентности каждого излучателя со временем T_2 . В открытой системе, это приводит к монотонному затуханию сигнала СИ по мере укорочения времени однородной релаксации T_2 и, как следствие, к его полному исчезновению[3].

В случае резонаторного безынверсионного СИ, глобальный эффект однородного уширения заключается в подавлении СИ на временах $t > T_2$, так как оптическая когерентность затухает. Но оказывается, что заметный сигнал существует даже на временах, существенно превышающих T_2 . Мы связываем этот эффект с двумя фактами: 1) – поле СИ хотя и убывает в силу дефазировки излучателей, но не покидает систему из-за высокой добротности резонатора и 2) – низкочастотная когерентность живет очень долго в масштабе всего процесса и является дополнительным источником высокочастотной когерентности. Комбинация этих двух факторов приводит к частичному возрождению сигнала СИ на временах $t > T_2$. При достаточно коротком T_2 , импульс СИ обнаруживает цикличность, которая приблизительно соответствует периоду осцилляций низкочастотной когерентности, но со временем он, тем не менее, затухает.

Неоднородное уширение. Данный тип уширения, в общем случае, существенно отличается от однородного: фаза каждого излучателя сохраняется, и только коллективный отклик (в линейном случае) затухает со временем T_2^* . В принципе, фазы излучателей могут

быть обращены с помощью когерентного импульса, и тогда можно наблюдать сигнал фотонного эха[4]. В случае открытой системы, неоднородное уширение, также как и однородное, подавляет сигнал СИ[3]. Однако, если добротность резонатора, в котором находится система, достаточно высока, то есть, поле СИ долгое время остается внутри резонатора, то квазипериодические (или даже хаотически повторяющиеся) гребенки импульсов безынверсионного СИ, как в нашем случае, выступают в роли когерентных цугов, обращающих фазы излучателей. Тогда можно ожидать, что влияние неоднородное уширения на СИ будет радикально отличаться от эффекта однородного уширения, что и происходит. Во-первых, даже небольшое (в масштабе СИ) время T_2^* приводит к заметному изменению формы импульса СИ, полученного для идеальной (гамильтоновой) системы. Причина этого в том, что система уже в идеальном случае находится в состоянии динамического хаоса. Поэтому, даже небольшое изменение фаз излучателей в процессе высвечивания приводит к существенно другому сценарию оптической динамики системы. При дальнейшем сокращении T_2^* , динамика безынверсионного СИ претерпевает еще большие изменения, но, что важно отметить, не обнаруживает затухания.

1. А.И. Зайцев, В.А. Малышев, И.В. Рыжов, Е.Д. Трифонов, *ЖЭТФ*, **115**, №2, 505-520, (1999).
2. И.В. Рыжов, Н.А. Васильев, И.С. Косова, М.Д. Штагер, В.А. Малышев, *Опт. и спектр.* **120**, №3, 462-469, (2016).
3. Р.Ф. Маликов, В.А. Малышев, Е.Д. Трифонов, *Опт. и спектр.* **53**, №4, 652-659, (1982).
4. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, М: Мир, 1979.

АКУСТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРАХ НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Варламов А.В.*,**, Агрузов П.М.*, Ильичев И.В.*, Шамрай А.В.*,**,***

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

**Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

*** Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано воздействие акустических колебаний на оптические сигналы в модуляторах. Определены резонансные частоты колебательных мод подложки. Исследовано влияние конфигурации электродов и способа закрепления модулятора. Показано, что акустические колебания могут давать значительный вклад в передаточную характеристику модулятора.

Интегрально-оптические модуляторы на подложках ниобата лития широко используются в оптических телекоммуникациях [1]. Возбуждение акустических колебаний и их влияние на оптические сигналы в таких системах пренебрежимо мало и лежит вне высокочастотного диапазона (>10 ГГц) передаваемых цифровых сигналов. Однако в последнее время значительно возрос интерес к волоконно-оптическим системам с аналоговыми оптическими сигналами и аналоговой модуляцией. Это системы опроса и предварительной обработки сигналов волоконно-оптических датчиков [2] и радиофотонные системы генерации, передачи и обработки аналоговых СВЧ сигналов [3], [4]. Здесь акустические воздействия даже на относительно низких частотах до 1 ГГц могут приводить к значительному росту шумов и возникновению паразитных сигналов-артефактов. Ниобат лития обладает целым набором эффектов [5]: электрооптический, акустооптический, пьезоэлектрический, фотоупругий, нелинейные оптические эффекты, что открывает различные возможности сложного нелинейного взаимодействия оптического сигнала и акустических колебаний.

В качестве объекта исследований были выбраны две конфигурации интегрально-оптических модуляторов, используемые в системах опроса и предварительной обработки сигналов волоконно-оптических датчиков. Это фазовый модулятор на основе прямого канального оптического волновода и так называемая многофункциональная интегрально-оптическая схема (МИОС), используемая в волоконно-оптических гироскопах [6]. Данные два типа модуляторов имеют разные геометрические размеры подложки: $5 \times 50 \times 1$ мм для фазового модулятора и $9 \times 50 \times 1$ мм для МИОС, монокристаллический конгруэнтный ниобат лития, x-срез, y-направление волноводов. Однако с точки зрения возбуждения акустических колебаний Также они значительно отличаются конфигурацией электродов.

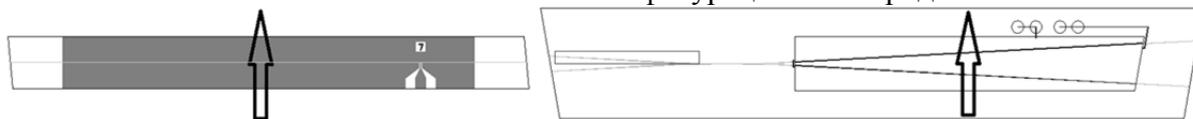


Рис. 1. Вид фазового модулятора (слева) и МИОС (справа), стрелки схематично показывают направление сканирования лучом

Для исследования механизмов возбуждения акустических колебаний были использованы три различных методики. Влияние акустических колебаний на оптический сигнал за счет фотоупругого эффекта было исследовано путем измерения частотных зависимостей полуволнового напряжения. Для преобразования фазовой модуляции в амплитудную модуляцию интенсивности на фотоприемнике использовался дискриминатор на основе волоконно-оптического интерферометра. Измеренная частотная зависимость имеет ярко выраженные резонансные пики (Рис. 2). Частоты наблюдаемых резонансов по порядку величины согласуются с собственными акустическими модами подложки.

Помимо оптических были проведены электрические измерения частотных зависимостей импеданса электродов. Наблюдаемые резонансы хорошо согласуются с оптическими

измерениями и связаны с изменением емкости электродов. Отметим, что положение резонансных пиков отличается для двух исследуемых типов модуляторов. Кроме того, на амплитуду и положение пиков существенным образом влияет способ крепления подложки.

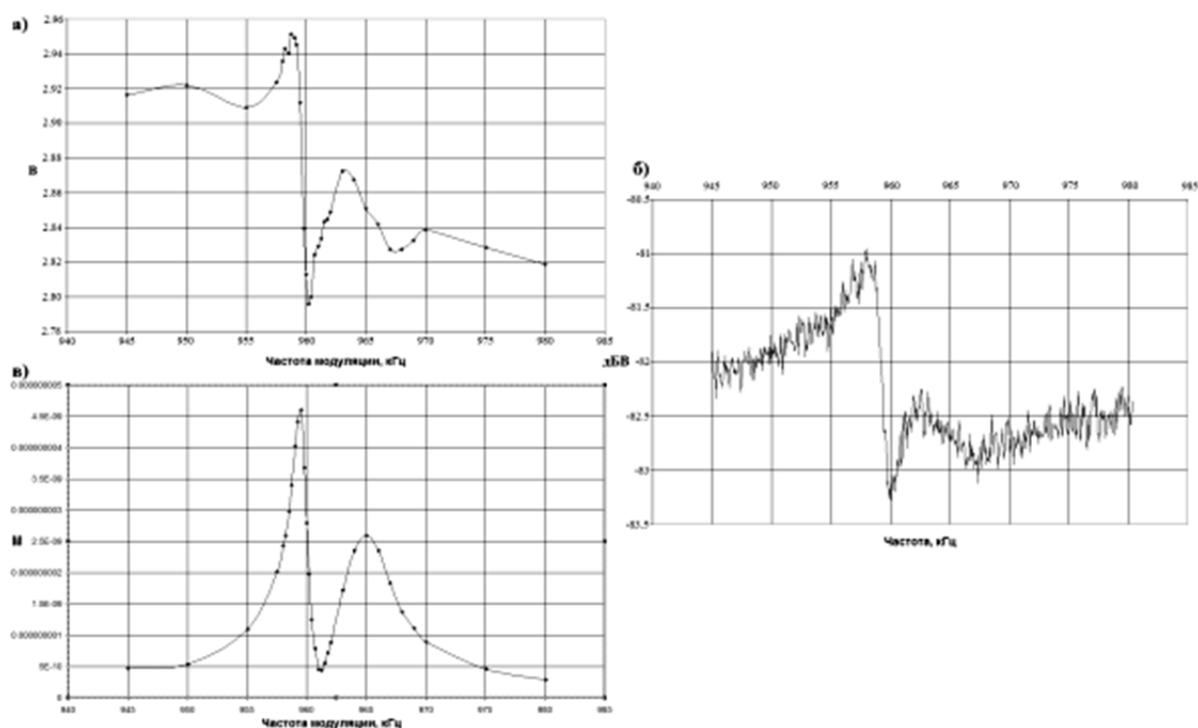


Рис. 2. Резонансное возбуждение акустических колебаний для МИОС полученные тремя различными методами: а) оптические измерения полуволнового напряжения; б) электрические измерения импеданса электродов, в) адаптивной интерферометр на основе нестационарной фотоЭДС (луч отражается от модулятора вблизи одного из волноводов)

Для исследования пространственного распределения амплитуды колебаний был использован метод адаптивной интерферометрии с использованием фотоприемника на основе нестационарной фотоЭДС [7]. На образец модулятора подавался синусоидальный сигнал. Предметный луч внешнего интерферометра отражался от поверхности исследуемого образца, при этом колебания поверхности регистрировались как сдвиг интерференционной картины при возникновении разности фаз между опорным и предметным лучами интерферометра. Возникающая при сдвиге интерференционной картины на адаптивном фотоприемнике нестационарная фотоЭДС регистрировалась селективным нано-вольтметром. Амплитуда сигнала нестационарной фотоЭДС пропорциональна малой амплитуде колебания поверхности, вызванной акустическими колебаниями подложки. Измеренная данным методом частотная зависимость согласуется с измерениями резонансов полуволнового напряжения и импеданса электродов (Рис. 2). Сканирование предметным лучом вдоль поверхности образца позволяет получить картину пространственного распределения амплитуды акустических колебаний. На Рис. 3 представлены пространственные зависимости амплитуды акустических колебаний при сканировании в направлении перпендикулярном направлению волноводов. Явно прослеживается зависимость от частоты резонансного возбуждения, а также от конфигурации электродов.

Таким образом, проведены исследования поведения интегрально-оптических модуляторов при низкочастотной модуляции. Показано, что на частотах до нескольких сотен мегагерц существенный вклад дают акустические колебания. Возбуждение акустических колебаний носит резонансный характер. Резонансные частоты согласуются с собственными акустическими модами кристаллической подложки модулятора. Данные резонансы оказывают существенное влияние на оптический сигнал и должны быть приняты во внимание при использовании интегрально-оптических модуляторов для низкочастотной модуляции, например в системах обработки сигналов волоконно-оптических датчиков.

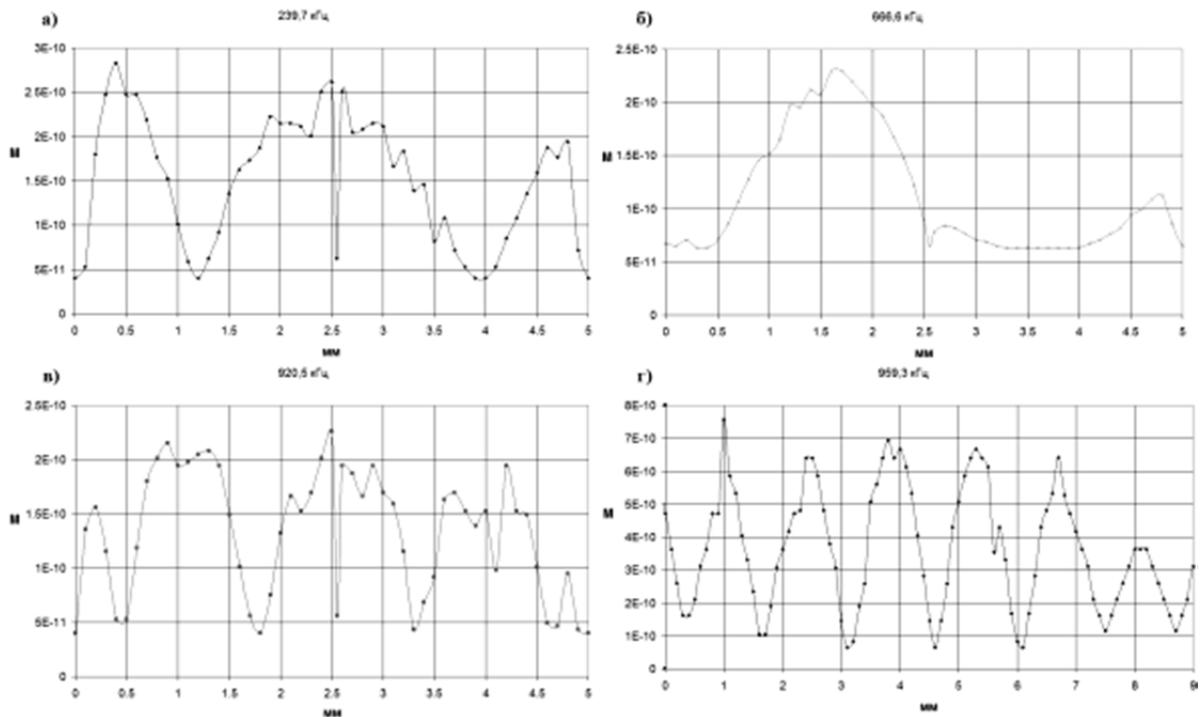


Рис. 3. Пространственные распределения амплитуд колебаний: а), б) и в) фазовый модулятор при трех разных частотах резонансного возбуждения 240 кГц, 666 кГц и 921 кГц соответственно, г) МИОС при возбуждении на частоте 960 кГц

1. Ed. A. Chen., E.J. Murphy, *Broadband Optical Modulators: Science, Technology, and Applications*, 3-31, (2012).
2. C. K. Kirkendall, and A. Dandridge, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**, №18, R197-R216, (2004).
3. V. J. Urick, Keith J. Williams, Jason D. McKinney, *Fundamentals of Microwave Photonics. First edition.*, (2015).
4. C. H. Cox, III, *Analog optical link: Theory and practice*, 8-12, (2004).
5. M Bazzan, C. Sada, *Applied Physics Reviews*, **2**, №4, 040603, (2015).
6. Herve C. Lefevre, *The Fiber-Optic Gyroscope*, 32-36, (2014).
7. S. I. Stepanov, I. A. Sokolov, G. S. Trofimov, V. I. Vlad, D. Popa, and I. Apostol, *Opt. Lett.*, **15**, №21, 1239–1241, (1990).

ВИБРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ОПТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Yb^{3+}

Иванов А.В., Рождественский Ю.В., Перлин Е.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Когерентные процессы взаимодействия света с веществом, с зачтением

В работе представлены квантово-механические расчеты характеристик оптического охлаждения кристаллов легированных ионами иттербия с использованием вибронного механизма охлаждения. Показано, что мощность охлаждения системы может быть максимизирована с помощью полученной в работе зависимости интенсивности накачки от температуры.

В последние два десятилетия охлаждение различных сред с помощью лазера стало самостоятельным разделом физики. Особенно впечатляющие результаты получены для газообразных сред. Успехи в охлаждении атомов и ионов привели к получению Бозе-Эйнштейновского конденсата, разработке стандарта частоты, а также созданию логического элемента квантового компьютера. В отличие от лазерного охлаждения атомов и ионов, температура которых может достигать нескольких нанокельвин, результаты оптического охлаждения твердотельных материалов только приближаются к отметке 100 K[1]. Рекордно низкие температуры охлаждения получены для кристалла YLiF_4 легированного ионами Yb .

Успешное оптическое охлаждение примесных систем с редкоземельными (РЗ) ионами обеспечивается несколькими факторами. Прежде всего, в таких системах существуют условия для наблюдения антистоксовой флуоресценции (АСФ). Эти условия обусловлены наличием сильной связи между электронами и колебаниями иона, а также особенностями энергетической структуры иона, которая состоит из уровней, расщепленных кристаллическим полем за счет эффекта Штарка на подуровни. Кроме того, технология производства примесных систем позволяет получать кристаллы с чрезвычайно низким содержанием ненужных примесей, что обеспечивает малое фоновое поглощение лазерного излучения, приводящее к паразитному нагреву материала.

В используемых для оптического охлаждения примесных систем схемах для улучшения характеристик охлаждения стараются увеличить поглощение РЗ ионов и уменьшить фоновое поглощение паразитных примесей. Это достигается увеличением концентрации РЗ ионов и уменьшением концентраций других примесей. Вместе с тем, как показывают исследования, увеличение содержания РЗ ионов больше 10% приводит к генерации процессов тушения люминесценции[2]. В то время как, уменьшение содержания паразитных примесей представляет довольно трудную технологическую задачу. Другой способ улучшения характеристик связан с использованием резонансных и нерезонансных резонаторов для увеличения длины, на которой происходит взаимодействие излучения с материалом[3]. Кроме того, для увеличения мощности и эффективности охлаждения в последнее время предложены различные механизмы и материалы[4]-[6].

В настоящей работе представлен вибронный механизм оптического охлаждения примесных систем. Механизм определяет особенности взаимодействия ионных электронов с колебаниями иона и кристаллической решетки. Разработанный в работе подход позволяет получить зависимости характеристик охлаждения от интенсивности накачки. Квантово-механические расчеты характеристик охлаждения выполнены для параметров системы $\text{Yb}^{3+}:\text{YLF}$.

В связи с тем обстоятельством, что разница энергий штарковски расщепленных подуровней (ШРП) сравнима с энергией ионных колебаний в примесных системах, для описания взаимодействия электронов с колебаниями иона следует учитывать эффекты неадиабатичности. Наличие в таких системах неадиабатических (вибронных) состояний обнаруживается по оптическим спектрам, спектральные линии в которых уширяются и расщепляются благодаря сильному вибронному взаимодействию. Стоит отметить тот факт, что в нескольких лазерных кристаллах содержащих ионы Yb , включая YLF , существует сильное вибронное взаимодействие[7].

Рассмотрим цикл оптического охлаждения. Под действием оптической накачки электроны основного уровня оказываются на нижайшем ШРП возбужденного уровня иона Yb^{3+} . Оптическая накачка осуществляется с помощью непрерывного лазерного излучения с частотой ω , которая попадает в резонанс между наивысшим ШРП |4) основного уровня и нижайшим ШРП |5) возбужденного уровня иона (Рис.). Далее, за счет вибронного взаимодействия электроны переходят на вышележащие ШРП возбужденного уровня, что приводит к затрате колебательной энергии иона. Вследствие того, что ион связан упругими силами с атомами кристаллической решетки (фононным резервуаром), охлаждение иона приводит к охлаждению решетки. Затем, в результате излучательной релаксации электроны с ШРП возбужденного уровня переходят на основной уровень иона. Поскольку энергия фотона излученного в результате релаксации превышает энергию поглощенного фотона накачки, отобранная от кристаллической решетки энергия удаляется из системы. Далее цикл повторяется.

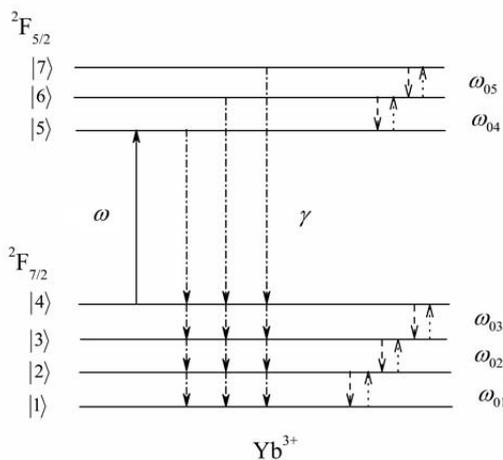


Рисунок. Вибронный механизм оптического охлаждения для семиуровневой энергетической структуры иона иттербия; сплошная линия обозначает оптический переход с частотой ω ; штрих-пунктирные линии обозначают излучательный распад уровней со скоростью γ ; штриховые линии вверх обозначают электронные переходы под действием вибронного взаимодействия с частотами ω_{0i} ; пунктирные линии относятся к процессам безызлучательной релаксации

Динамика процесса оптического охлаждения семиуровневой системы иона Yb описывается с помощью формализма матрицы плотности. Такой подход обеспечивает возможность расчета существенных для рассматриваемого процесса величин: коэффициента поглощения ионов Yb , среднюю тепловую энергию, которая поглощается в системе, а также среднюю тепловую энергию, которая отнимается от кристаллической решетки. Поскольку указанные величины являются зависимыми от интенсивности накачки, в результате выполненных расчетов можно получить зависимости характеристик охлаждения от интенсивности. В настоящей работе получены зависимости эффективности охлаждения, поглощаемой мощности и мощности охлаждения от интенсивности накачки при различных значениях температуры и коэффициента поглощения паразитных примесей. Анализ найденных зависимостей показывает, что мощность оптического охлаждения имеет максимум при определенном значении интенсивности. Кроме того, значение интенсивности, определяющее максимум мощности охлаждения, является температурно-зависимым. Таким образом, использование температурной зависимости интенсивности накачки для максимизации мощности охлаждения, позволяет получить меньшую температуру образца за более короткое время по сравнению с использованием постоянной интенсивности накачки в течение процесса оптического охлаждения. Расчеты показывают, что для параметров системы $\text{Yb}^{3+}:\text{YLF}$ разница минимально достижимой температуры для случая температурно-зависимой интенсивности и постоянной интенсивности в течение процесса охлаждения лежит в диапазоне от 4 до 15 К. А значение температуры охлаждения, полученное с помощью предлагаемого в работе подхода,

составит 94 К за 6 минут при начальной комнатной температуре для стандартных условий проведения эксперимента[1].

1. D.V. Seletskiy, M.P. Hehlen, R.I. Epstein, M. Sheik-Bahae, *Adv. Opt. Photon.* **4**, 78-107, (2012).
2. G. Boulon, Y. Guyot, M. Ito, A. Bensalah, C. Goutaudier, G. Panczer, J.C. Gâcon, *Mol. Phys.* **102**, 1119-1132, (2004).
3. D.V. Seletskiy, M.P. Hasselbeck, M. Sheik-Bahae, *Appl. Phys. Lett.* **96**(18), 181106, (2010).
4. G. Nemova, R. Kashyap, *Phys. Rev. A* **83**(1), 013404, (2011).
5. S.C. Rand, *J. Lumin.* **133**, 10-14 (2013).
6. A. Ivanov, Yu. Rozhdestvensky, E. Perlin, *JOSA B* **32**(5), B47-B54 (2015).
7. A. Lupei, V. Lupei, C. Presura, V.N. Enaki, A. Petraru, *J. Phys.: Condens. Matt.* **11**, 3769-3778, (1999).

К ТЕОРИИ ВОЛН СМЕШАННОГО СПЕКТРА В ПЛАНАРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ГРАДИЕНТНЫХ БИГИРОТРОПНЫХ СРЕД

И.П. Руденок, А.И. Киреева, Н.М. Моисеева*

Волгоградский государственный технический университет

*Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

Получены волновые уравнения относительно циркулярно-поляризованных поперечных составляющих электрического и магнитного полей и система связанных уравнений относительно продольных составляющих электрического и магнитного векторов градиентно-намагниченной бигиротропной структуры. Изучены гибридные волны композиционной структуры, когда элементы тензора её диэлектрической проницаемости содержат параметры неоднородности, зависящие от угла между оптической осью и направлением распространения волн.

В настоящее время экспериментальные данные указывают, что традиционные электрооптические и акустооптические материалы не позволяют получить необходимые диапазоны изменения параметров и характеристик управляемых электромагнитных волн [1,2]. В то же время появилось целое множество прозрачных в видимом и ИК диапазонах магнитных материалов, которым свойственны большие уровни магнитооптических параметров. Появление новых магнетиков, которые дают возможность реализовать легко управляемые доменные и неколлинеарные магнитные структуры, стимулировало развитие магнитооптических исследований сред со сложной магнитной структурой. В последнее время проблемам интегральной магнитооптики посвящено большое количество работ, как например монография [3]. Не смотря на это, ряд вопросов, касающихся теоретического анализа распространения и преобразования волн в композиционных структурах на основе градиентных бигиротропных сред остаются без ответа. В подавляющем большинстве случаев представлен анализ магнитогиротропных и бианизотропных волноводов с учётом зависимости от намагниченности тензора диэлектрической проницаемости (направляющих косинусов магнитного момента), который фактически остаётся тензором с постоянными элементами. Для более полного описания волноведущих свойств магнитогиротропных структур различных геометрий (тонкоплёночных, круглых, прямоугольных, эллиптических и т.д.) необходимо учитывать как линейную, так и квадратичную магнитооптическую связь, а также естественную градиентную анизотропию волноведущей среды при наличии бигиротропии (композиции магнитогиротропии и электрогиротропии). Исследование открытых и закрытых композиционных структур такого типа, проводится, как правило, приближением геометрической оптики, асимптотическими методами, что приводит к существенным качественным и количественным ошибкам. Отдельные попытки разбиения внутренней сложной среды поперечноограниченной структуры на большое число слоёв с постоянными материальными характеристиками и последующим численным решением волновых уравнений приближенно и сопровождается большими вычислительными затратами. Неясна проверка корректности полученных решений и их адекватность изучаемой краевой задаче. Также остаются открытыми вопросы применения вариационных методов из-за отсутствия подходящей полной координатной системы ортонормированных функций [4]. В некоторых работах использовался метод связанных волн, который является приближенным, но неплохо согласуется с экспериментом при относительно небольшом объёме вычислений. Здесь аддитивная добавка к тензору диэлектрической проницаемости, отвечающая за анизотропные свойства, представляет собой возмущение изотропной диэлектрической проницаемости внутренней среды волноведущего слоя. Порядок возмущений рассчитывается, исходя из практических приложений малым, что справедливо для подавляющего большинства случаев. Электромагнитные волны возмущённой структуры представляются в виде системы собственных волн дискретного спектра однородной структуры с переменными амплитудными

коэффициентами. В случае бигиротропной волноведущей среды квадратичные магнитооптические явления приводят к изменению диагональных элементов тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей и появлению недиагональных элементов, что приводит к существенному изменению фазового рассогласования трансформации направляемых гибридных волн. Из-за этого представление электромагнитного поля градиентной бигиротропной структуры набором собственных волн однородного волновода не позволяет учесть некоторые закономерности модовой связи и характеристик гибридных волн возмущённой структуры. Одним из путей решения указанных проблем является рассмотрение в качестве невозмущённой структуры градиентных, анизотропных и анизотропно-градиентных волноводов. Исходя из этого, проведено исследование собственных волн симметричных и несимметричных планарных композиционных структур, у которых тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей содержат отличные от нуля диагональные элементы, зависящие только от поперечной или продольной координат по обобщённым пространственным профилям [5]. В представленной работе отдельно рассмотрена волноведущая структура, внутренняя среда которой содержит ненулевые недиагональные элементы тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей. Подробно изучено распространение волн под углом к оси периодичности градиентно-намагниченной бигиротропной структуры. Получены волновые уравнения относительно циркулярно поляризованных поперечных составляющих электрического и магнитного полей, а также система связанных уравнений относительно продольных составляющих электрического и магнитного векторов. Изучены гибридные волны композиционной структуры, когда внутренняя среда центрального слоя имеет тензор диэлектрической проницаемости, все элементы которого зависят от поперечной координаты с параметрами неоднородности в общем случае зависящими от угла между оптической осью и направлением распространения волн. Проведённый строгий электродинамический анализ планарных композиционных структур, включающих в себя пространственные неоднородности, бигиротропию и анизотропию на основе системы собственных волн дискретного спектра градиентных волноводов показал большую расчётную эффективность нахождения значений продольных волновых чисел гибридных волн в широком диапазоне углов между оптической осью тензора диэлектрической проницаемости и направлением распространения волн. Организация численных оценок получения решений относительно проста, так как необходимо, по сути дела, отслеживать только корректный учёт влияния анизотропии, а учёт пространственной анизотропной градиентности автоматически заложен в получении и выборе собственных электрических, магнитных и гибридных волн.

1. T. Erogan, Fiber grating spectra. J. Lightwave Technol., **V. 15.** № 8, P. 1277-1294, (1997).
2. А.А. Акопов, А.М. Лерер, Инженерный вестник Дона, №3, (2014)
URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n3y2014/2543
3. О.В. Иванов. Распространение электромагнитных волн в анизотропных и бианизотропных структурах. Ульяновск: УлГТУ, 262 с., (2010).
4. И. П. Руденок, Н. Н. Агишева, А. И. Руденок, Физика волновых процессов и радиотехнические системы : периодич. теоретич. и науч.-практ. журнал, **6**, № 4. С. 5-13, (2003).
5. И.П. Руденок, А.И. Киреева, Т.В. Филичёва, Физика волновых процессов и радиотехнические системы, **15**, № 4, С.41-47, (2012).

NONLINEAR REFRACTION OF TERAHERTZ FEW-CYCLE PULSES

Kozlov S.A., Drozdov A.A., Dolgaleva K.*, Boyd R.W.*, **

ITMO University, St. Petersburg, Russia

* University of Ottawa, Ottawa, Canada

** Institute of Optics, University of Rochester, Rochester, NY, USA

We develop a simple analytical model for calculating the vibrational contribution to the nonlinear refractive index n_2 of a crystal at terahertz frequencies in terms of known crystalline parameters such as the coefficient of thermal expansion, atomic density, and the natural oscillation frequency of the vibrational modes of the crystal lattice.

We discuss a method for calculating the coefficient n_2 of crystals in the terahertz (THz) spectral range. It is shown that the vibrational contribution to the nonlinear response in the far infrared spectral range can be several orders of magnitude larger than the electronic nonlinearity, which is the dominant contribution for ultrashort pulses in the visible and near-infrared spectral ranges. We analyze the benefits of different theoretical methods for the investigation of intensive few-cycle THz wave propagation in an optical medium and demonstrate the features of self-action of such waves with a small number of optical field oscillations. For instance, the effect of high frequency generation in nonlinear isotropic media dominates over the self-focusing effect for initially single-cycle pulse.

We analyze the vibrational nonlinearity of a crystalline material by considering the dynamics of ions in the lattice resulting from the force induced by the electromagnetic field. We make use of a classical model of the anharmonic oscillator:

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x + ax^2 + bx^3 = \alpha E. \quad (1)$$

Here x is the deviation of an ion from its equilibrium position, E is the applied electric field, ω_0 is the central frequency, γ is the damping coefficient, a and b are the nonlinear coefficients, $\alpha = q/m$, where q is the ionic charge, and m is the reduced mass of the vibrational mode.

We use the model of (1) to calculate the values of properties of the crystal that are known or easily measurable: linear refractive index and coefficient of thermal expansion. We find the relationship between parameters of (1) and the thermal expansion coefficient of the crystal α_T . We derived the formula for vibrational contribution to n_2 at the THz frequency range (at $\omega \ll \omega_0$) [1]

$$\bar{n}_{2,v}^{\omega \ll \omega_0} = \frac{3a_1^2 m^2 \omega_0^4 \alpha_T^2}{32 n_0 \pi^2 q^2 N^2 k_B^2} \left[\left(n_{0,v}^{\omega \ll \omega_0} \right)^2 - 1 \right]^3 - \frac{9}{32} \frac{1}{\pi N} \frac{1}{n_0 \hbar \omega_0} \left[\left(n_{0,v}^{\omega \ll \omega_0} \right)^2 - 1 \right]^2. \quad (2)$$

Then we found that its value for the crystal quartz $n_2 = 2.2 \times 10^{-9}$ esu = 4.4×10^{-16} m²/W is four orders of magnitude larger than its value in the visible range 3×10^{-20} m²/W.

Our model also predicts a large variation of n_2 with frequency in the vicinity of the vibrational resonance, and the existence of the two-photon resonance in the spectrum of n_2 (see Fig.1). It is evident from Fig. 1 that the resonant value of n_2 exhibits more than one order of magnitude of enhancement compared to its low-frequency value.

As evident from Fig. 1, for the waves with the spectrum spanning the frequency range between 0 and 12 THz, the nonlinear refractive index doubles in value. One cannot neglect the dispersion of n_2 when analyzing the interaction of a broad spectrum radiation with an optical medium. In the frequency range beyond 12 THz the dispersion is significant; the optical nonlinearity exhibits inertia.

Here, we also discuss the applicability of the presented method of calculation of n_2 for the case of isotropic dielectric media.

Main part of the sources of intensive THz radiation generates few or even just one cycle pulses. So we then analyze the features of propagation of initially single-cycle optical pulses in isotropic dielectric media with instant cubic (Kerr) nonlinearity. Because it is evident from the inset in Fig. 1 that one can neglect the dispersion of a wide-spectrum pulse, as long as the entire pulse spectrum width lies in the range between 0 and 6 THz.

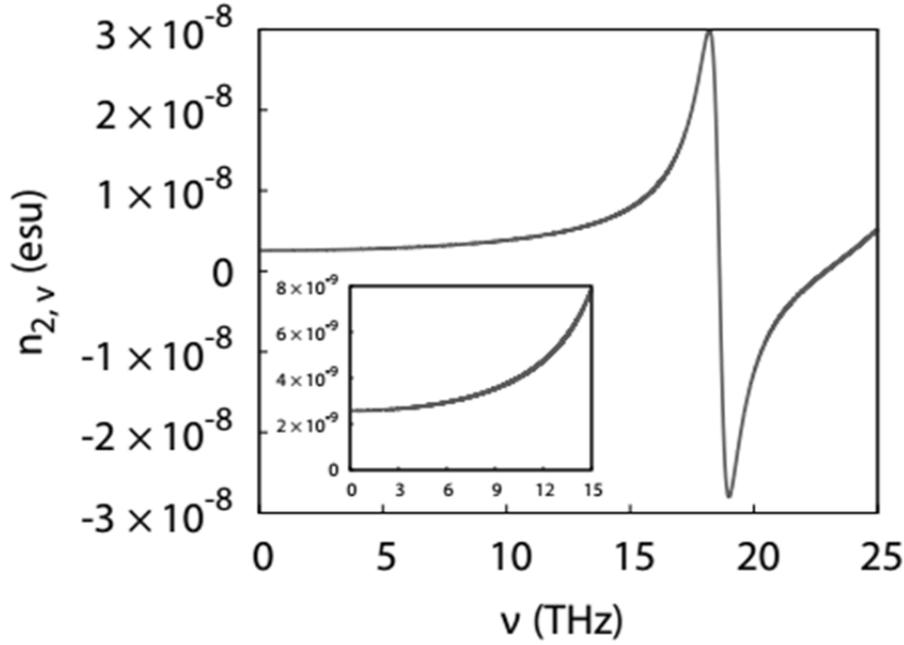


Fig. 1. Dispersion of the nonlinear refractive index in the vicinity of the two-photon resonance [1]

We consider unidirectional paraxial propagation corresponding to a beam width much larger than the optical wavelength, and assume that the wavelength spectrum is within the region of normal group-velocity-dispersion with parameters of crystal quartz. Under such conditions, the evolution of the electric field $E(z, x, y, t)$ of an optical wave can be modelled by the following equation [2]

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a_{disp} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (3)$$

where z is the direction of wave propagation, $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ is the transverse Laplace operator, t is the time, c is the speed of light in a vacuum. Parameters N_0 and a_{disp} define the medium dispersion as $n_0(\omega) = N_0 + a_{disp}c\omega^2$, where n_0 is the linear refractive index and ω is the optical frequency. The coefficient g characterizing the Kerr-type nonlinear optical response is related to the Kerr coefficient n_2 according to $g = 2n_2/c$. We underline that Eq. (3) is formulated for the electric field E of the optical wave, and it is suitable for theoretical modeling of ultra-short pulse evolution with very broad spectrum, including the case of pulses with single-cycle field oscillation.

In Fig. 2(a,b), we show two-dimensional contour plots of the axisymmetric electric field of a single-cycle wave propagation in (a) weak nonlinear medium at the intensity level $I = 5.0 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ and (b) strong nonlinear dielectric medium at the intensity level $I = 5.0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ with the length 10 mm and the same nonlinearity as crystal quartz $n_2 = 4.4 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{W}$. Red and blue areas correspond to maximum positive and negative values, respectively. The transverse beam width at the input of the medium is $10\lambda_0$, $\lambda_0 = 300 \mu\text{m}$. In Fig. 2(c), we show the input and output spectra with the dashed and solid lines, respectively. It is evident from the graph that, for the higher input intensity, the combined action of the nonlinearity and dispersion lead to the formation of the high-frequency tail that spans up to five times the central frequency [3].

We have deduced the relationship between the vibrational contribution to n_2 and other readily measurable parameters of a crystal. Using our model, we have performed an estimate of the value of n_2 for crystalline quartz in the THz spectral range and found that in the low-frequency limit it is four orders of magnitude larger than the value of n_2 in the visible range. Our model also predicts a large variation of n_2 with frequency. In the calculations of n_2 , we have assumed that the THz radiation is quasimonochromatic. Main part THz experiments are conducted with intensive very short pulses, which may contain only a few (or even just one) optical cycles. We demonstrate that the nature of the nonlinear phenomena under these conditions can differ drastically from the case of quasimonochromatic radiation.

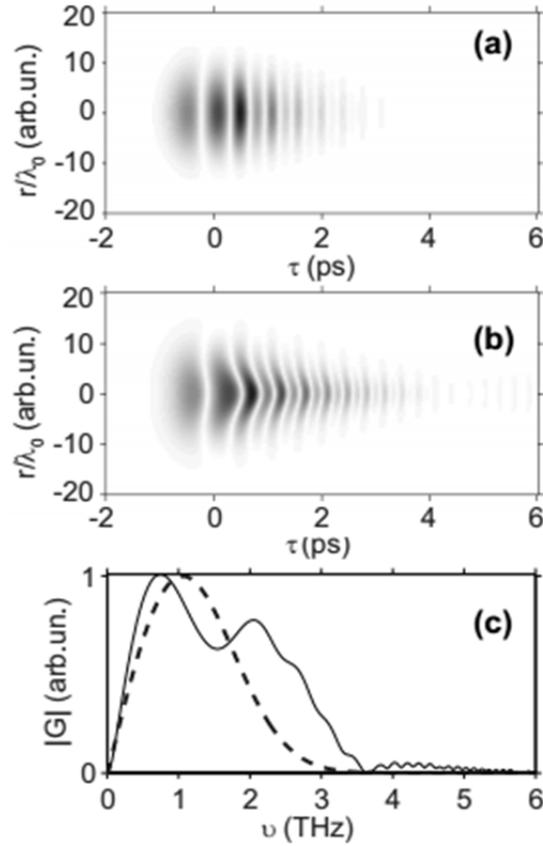


Fig. 2. Spatiotemporal electric output field profiles with initially Gaussian transverse distribution for (a) weak nonlinear ($I = 5.0 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$) and (b) strong nonlinear ($I = 5.0 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$) medium with the same nonlinearity as crystal quartz $n_2 = 4.4 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{W}$ and (c) corresponding to strong nonlinear case modulus of the output spectrum at the beam axis. The spectrum of input single-cycle wave at the beam axis is shown by a dashed line. The length of medium is 10 mm, $\lambda_0=300 \text{ um}$.

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \tau = t - (c / N_0)z \text{ is the retarded time}$$

This work was financially supported by Government of the Russian Federation (Grant 074-U01).

1. K. Dolgaleva, D.V. Materikina, R.W. Boyd, S.A. Kozlov, *Phys. Rev. A*, **92**, 023809-8, (2015).
2. V.G. Bespalov, S.A. Kozlov, Yu.A. Shpolyanskiy, I.A. Walmsley, *Phys. Rev. A*, **66**, 013811-10, (2002).
3. A.A. Drozdov, S.A. Kozlov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar, *Phys. Rev. A*, **86**, 053822-10, (2012).

ДИФРАКЦИЯ КОГЕРЕНТНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Шандаров С.М., Мандель А.Е., Андрианова А.В., Бородин М.В.,
Большанин Г.И., Ким А.Ю., Смирнов С.В., Ахматханов А.Р.*,
Шур В.Я.*

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия

*Уральский государственный университет, Екатеринбург, Россия

Экспериментально и теоретически исследована дифракция лазерного излучения с длиной волны 655 нм на сформированной в кристалле $MgO:LiNbO_3$ методом переполаризации в электрическом поле доменной структуре с пространственным периодом 9,43 мкм.

Формирование периодических доменных структур (ПДС) в сегнетоэлектрических кристаллах, предназначенных для спектральных преобразований и модуляции лазерного излучения, может сопровождаться присутствием вариаций размеров доменов, наличием случайных и периодических ошибок в положениях доменных границ, и другими отклонениями от идеальной меандровой формы, ухудшающими их характеристики[1]. Эффективным неразрушающим методом определения параметров и контроля качества ПДС является линейная дифракция света[2]-[6].

В настоящем сообщении представлены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований изотропной дифракции света на сформированной в кристалле ниобата лития методом электрической переполаризации ПДС со 180-градусными доменными стенками, параллельными кристаллографическим осям Z и Y , для падающего светового пучка, распространяющегося вдоль направления Z и поляризованного вдоль оси Y .

При теоретическом рассмотрении возмущений компоненты тензора диэлектрической проницаемости кристалла $\Delta\epsilon_{22}(x)$ электрическими и упругими полями ПДС использовались результаты работы[6] и считалось, что две периодические системы стенок с поляризацией, изменяющейся вдоль координаты x с $-P_S$ на P_S и с P_S на $-P_S$, могут иметь пространственный сдвиг, отличающийся от половины периода ПДС $\Lambda/2$ на некоторую величину $\pm\Delta x$. Другим отличием рассматриваемой ПДС от идеальной может быть большее значение электрической поляризации $P_{zV} = |P_S| + P_D$ в областях кристалла, не подвергнутых переполаризации, относительно ее величины $P_{zR} = -|P_S| + P_D$ в переполаризованных областях, связанным с наличием электрической поляризации P_D , создаваемой точечными дефектами в нестехиометрических кристаллах[7]. В результате создаваемые ПДС возмущения на интервале $0 \leq x \leq \Lambda$ были представлены как

$$\Delta\epsilon_{22}(x) = n_o^4 \left(R_{13} + p_{12} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_z^2(x) \quad (1)$$

для компоненты тензора диэлектрической проницаемости и как

$$P_z(x) = \left\{ |P_S| \left[\tanh\left(\frac{x}{\omega_0}\right) - \tanh\left(\frac{x - \Lambda/2 - \Delta x}{\omega_0}\right) + \tanh\left(\frac{x - \Lambda}{\omega_0}\right) \right] + P_D \right\} \quad (2)$$

для электрической поляризации, где n_o – обыкновенный показатель преломления кристалла; R_{13} – электрооптическая постоянная квадратичного эффекта и p_{12} – упругооптическая постоянная; C_{11}^P – модуль упругости при постоянной электрической поляризации;

d_{31}^S – тензор электрострикции механически зажатого кристалла и ω_0 – половинная толщина доменной стенки.

Для ПДС с большим количеством доменных стенок, $N \gg 1$, возмущения $\Delta \varepsilon_{22}(x)$, определяемые соотношениями (1) и (2), могут быть приближенно представлены в виде разложения в ряд Фурье. Анализ показывает, что для структур с идеальной меандровой формой, при $\Delta x = 0$ и $P_D = 0$, нечетные Фурье-компоненты разложения с волновыми числами $K = 2\pi m/\Lambda$ ($m = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$) обращаются в ноль. Картина изотропной дифракции света на такой идеальной структуре должна содержать дифракционные максимумы только четных порядков.

В экспериментах по изотропной дифракции света использовалась ПДС с периодом $\Lambda = 9,43$ мкм и доменными стенками, перпендикулярными оси X, которая была изготовлена в ООО ЛАБФЕР в монокристаллическом образце $\text{LiNbO}_3: 5\% \text{MgO}$ с толщиной 1 мм вдоль полярной оси Z, методом переполяризации во внешнем электрическом поле.

Коллимированный световой пучок с апертурой около 2 мм от полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 655$ нм и выходной мощностью 25 мВт распространился через образец с ПДС вдоль оси Z. Вертикальная поляризация данного пучка, являющегося падающим, задавалась поляризационной призмой и могла корректироваться. Для позиционирования образца относительно падающего пучка и подстройки ориентации векторов ПДС $\mathbf{K} = (2\pi/\Lambda)m\mathbf{x}^0$ ($m = \pm 1, \pm 2, \dots$) в горизонтальной плоскости, которая должна совпадать с плоскостью XZ кристалла, он устанавливался на столик с соответствующими прецизионными механическими узлами. Подстройка вектора входной поляризации, ориентации образца относительно падающего пучка и положения векторов \mathbf{K} ПДС в горизонтальной плоскости осуществлялась с использованием коноскопической картины, наблюдаемой после прохождения через анализатор одновременно с дифракционными максимумами.

При распространении поляризованного вдоль оси Y падающего светового пучка точно вдоль оси Z кристалла визуально наблюдалась картина дифракции, содержащая более двадцати максимумов. При выходном анализаторе, находящемся в скрещенном положении относительно вертикальной поляризации, интенсивность этих максимумов была существенно меньшей, чем в ортогональном положении. Таким образом, измеренные в отсутствие анализатора относительные интенсивности семнадцати дифракционных максимумов, экспериментальные значения для которых представлены в таблице 1, хорошо соответствуют случаю изотропной дифракции.

Таблица 1. Относительные интенсивности дифракционных максимумов при изотропной дифракции

| | | | | | | | | | |
|---|---|--------|--------|--------|---------|---------|---------|---------|---------|
| Порядок максимума | 0 | +1 | +2 | +3 | +4 | +5 | +6 | +7 | +8 |
| Относительная интенсивность (эксперимент) | 1 | 0,0040 | 0,0090 | 0,0017 | 0,00044 | 0,00018 | 0,00009 | 0,00061 | 0,00018 |
| Относительная интенсивность (расчет) | 1 | 0,0040 | 0,0090 | 0,0017 | 0,00002 | 0,00038 | 0,00001 | - | - |
| Порядок максимума | 0 | -1 | -2 | -3 | -4 | -5 | -6 | -7 | -8 |
| Относительная интенсивность (эксперимент) | 1 | 0,0040 | 0,0089 | 0,0016 | 0,00040 | 0,00013 | 0,00009 | 0,00066 | 0,00013 |
| Относительная интенсивность (расчет) | 1 | 0,0040 | 0,0090 | 0,0017 | 0,00002 | 0,00038 | 0,00001 | - | - |

Как следует из табл. 1, интенсивность дифракционных максимумов нечетных порядков отлична от нуля, что свидетельствует о неидеальности исследуемой ПДС. Характерно, что максимумы ± 1 -го порядков по интенсивности более чем в 2 раза уступают максимумам ± 2 -го порядков, а интенсивности максимумов ± 7 порядков существенно превосходят таковые для дифракционных порядков с $m = \pm 4, \pm 5, \pm 6$ и ± 8 . Большое количество дифракционных

максимумов и немонотонная зависимость их интенсивности от порядка m свидетельствует о необходимости учета в разложении $\Delta\epsilon_{22}(x)$ при теоретическом анализе значительного числа Фурье-компонент. Дифракция на ПДС в данном случае может быть рассмотрена как граничная задача для периодической структуры, подход к решению которой хорошо известен[8].

При анализе дифракции на основе данного подхода в Фурье-разложении для возмущений $\Delta\epsilon_{22}(x)$ учитывалось 12 пространственных гармоник, что приводило к необходимости рассмотрения световых полей для 13-ти дифракционных максимумов, с номерами порядков от $m = -6$ до $m = +6$. Полученная система из 13 линейных алгебраических уравнений решалась численно и позволяла с использованием условий непрерывности при $z = 0$ (на входной грани образца) определить зависимости от z для напряженности светового поля и интенсивности в каждом из 13 дифракционных максимумов. Проведенный анализ показал, что данные зависимости имеют осциллирующий характер с периодами, примерно обратно пропорциональными m , что приводит к сильным изменениям соотношений между эффективностями дифракционных порядков от длины взаимодействия.

Следует отметить, что для ПДС, изготовленных в ООО ЛАБФЕР, только центральная часть с размером около 0,4 мм вдоль оси Z является рабочей и используется для нелинейных спектральных преобразований лазерного излучения[6]. В связи с этим, в расчетах подбиралась эффективная длина взаимодействия d_{eff} , при которой интенсивности в основных дифракционных порядках соответствовали экспериментальным данным. Результаты расчета интенсивностей дифракционных порядков с номерами от $m = -6$ до $m = +6$ при $d_{eff} = 0,725$ мм представлены в табл. 1 для следующих параметров ПДС: $\omega_0 = 7,84$ нм; $\Delta x = 0,099\Lambda$; $P_D / |P_S| = -5,3 \times 10^{-4}$. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показывает, что они хорошо согласуются для порядков с номерами от $m = -3$ до $m = +3$.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ на 2015-2016 годы и НИР по проектной части госзадания №3.878.2014/ИК.

1. M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, R.L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 2631-2654, (1992).
2. А.Л. Александровский, О.А. Глико, И.И. Наумова, В.И. Прялкин, *Квантовая электроника*, **23**, №7, 657-659, (1996).
3. M. Müller, E. Soergel, K. Buse, C. Langrock, M.M. Fejer, *J. Appl. Phys.*, **97**, №4, 044102, (2005).
4. M. Kösters, U. Hartwig, T. Woike, K. Buse, B. Sturman, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 182910, (2006).
5. F. Gao, J. Xu, B. Yan, J. Yao, B. Fu, Z. Wang, J. Qi, B. Tang, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 252905, (2005).
6. S.M. Shandarov, A.E. Mandel, S.V. Smirnov, T.M. Akylbaev, M.V. Borodin, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur, *Ferroelectrics*, **496**, 134-142, (2016).
7. V. Gopalan, V. Dierolf, D.A. Scrymgeour, *Annu. Rev. Mater. Res.*, **37**, 449-489, (2007).
8. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, (1987).

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИНГУЛЯРНЫХ И ГАУССОВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Горбач Д.В., Назаров С.А., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Проанализировано когерентное взаимодействие гауссовых и сингулярных световых пучков с различными состояниями поляризации и продемонстрирована возможность управления поляризацией сингулярной волны (изменения от линейной до круговой) за счет изменения поляризации волн, участвующих во взаимодействии.

Когерентное взаимодействие гауссовых и сингулярных световых пучков приводит к записи сингулярных динамических голограмм [1]. Классическая схема записи предполагает использование одинаково поляризованных волн, когда в светочувствительной среде формируются динамические решетки за счет пространственной модуляции интенсивности интерференционного поля. При поляризационно-голографической записи опорная и сигнальная волны поляризованы таким образом, что суммарная интенсивность остается постоянной и имеет место только пространственная модуляция состояния поляризации света в соответствии с разностью фаз записываемых голограмму волн [2]. Однако и в этих условиях в резонансных средах возможно формирование динамических решеток вследствие зависимости интенсивности насыщения поглощения от поляризации лазерного излучения [3], [4].

В настоящей работе экспериментально исследовано когерентное взаимодействие гауссовых и сингулярных световых пучков в растворах красителей. Проанализированы состояния поляризации дифрагированной волны в зависимости от комбинации состояний поляризации волн, участвующих в когерентном взаимодействии.

В качестве нелинейной среды для записи сингулярных поляризационных динамических голограмм использовался этанольный раствор красителя родамин-6ж. Запись и считывание динамической голограммы проводились на частоте второй гармоники $Nd:YAG$ лазера, попадающей в максимум полосы поглощения раствора красителя. Результаты экспериментального исследования поляризационных сингулярных голограмм представлены на рис., где приведены изображения пучков, полученные в эксперименте (левая колонка), и соответствующие им интерферограммы (правая колонка), подтверждающие наличие топологического заряда. Пространственные профили интенсивности световых пучков регистрировались с помощью ССD-камеры. Для определения топологического заряда использовался интерферометр Маха-Цендера, позволяющий осуществить интерференцию светового пучка с зеркально симметричным. При такой схеме регистрации количество разветвлений на интерференционной картине соответствует удвоенному топологическому заряду. Для изменения состояния поляризации волн в схему вносили пластинки $\lambda/2$ и $\lambda/4$. Состояние поляризации дифрагированной волны анализировалось с помощью призмы Глана.

На начальном этапе все взаимодействующие волны имели одинаковую поляризацию – вертикальную, что соответствовало стандартной схеме записи и считывания динамических голограмм. Изображения на рис., a, a' соответствуют сигнальному пучку E_S с топологическим зарядом $l_S = 1$, что подтверждается интерферограммой, на которой добавляются две интерференционные полосы, отвечающие интерференции светового пучка с зеркально симметричным. Остальные изображения на рис. соответствуют пространственному распределению интенсивности дифрагированной волны E_D , полученной при одинаковых поляризациях взаимодействующих волн (b) и при измененном состоянии поляризации опорной E_1 (c), сигнальной E_S (d), и считывающей E_2 (e) волн. Соответствующие интерферограммы (рис. $b'-e'$) показывают, что при любой комбинации поляризаций взаимодействующих волн топологический заряд, внесенный в сформированную динамическую голограмму, передается дифрагированной волне и по модулю равен заряду сигнальной волны E_S .

Экспериментально измеренная зависимость состояния поляризации дифрагированной волны E_D при поляризационной голографической записи приведена в таблице 1. Видно, что

при реализации взаимодействия на решетках, записанных одинаково поляризованными волнами, (табл. 1, 1-й и 2-й столбцы) поляризация дифрагированной волны определяется поляризацией считывающей волны. Иная ситуация имеет место при реализации дифракции на поляризационных динамических решетках.

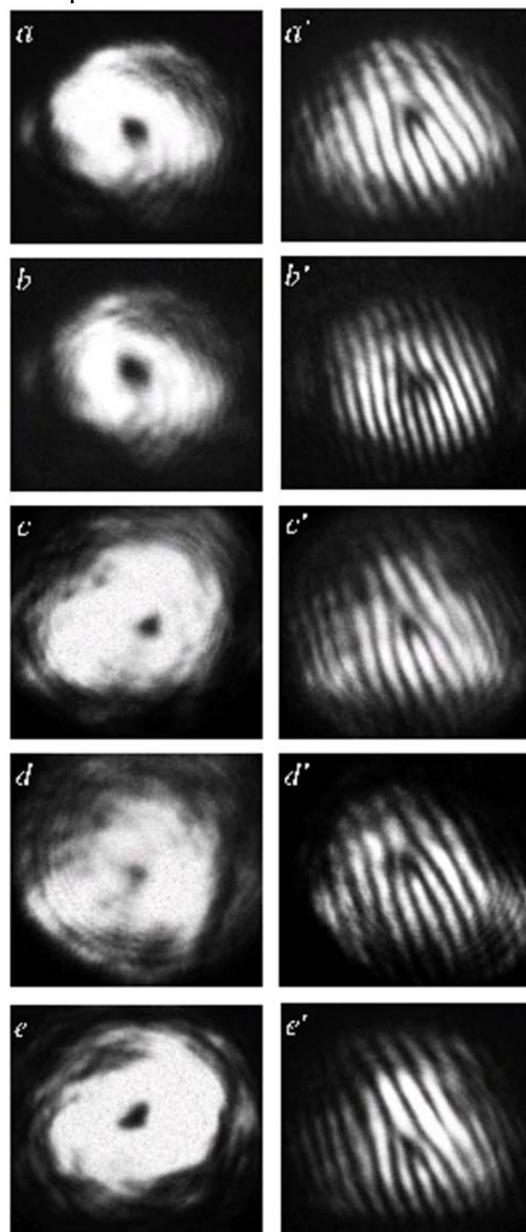


Рисунок. Пространственные распределения интенсивности сигнального (*a*) и дифрагированных (*b - e*) пучков и соответствующие им интерферограммы

Как видно, поляризация дифрагированной волны ортогональна поляризации считывающей волны (табл. 1, 3-й и 4-й столбцы). При этом использование сингулярного пучка, имеющего винтовую фазовую дислокацию, не привело к каким либо изменениям по сравнению со случаем использования только гауссовых пучков [3] и подтвердило независимость особенностей преобразования поляризации при дифракции на поляризационных динамических решетках от вида сигнального пучка (гауссова и сингулярного), несмотря на наличие у сингулярного пучка орбитального момента. При считывании поляризационной решетки волной с круговой поляризацией поляризация дифрагированной волны остается круговой, но направление вращения меняется на противоположное (табл. 1, 5-й и 6-й столбцы).

При круговой поляризации сигнальной волны и линейной поляризации опорной волны (табл. 1, 7-й и 8-й столбцы) поляризация дифрагированной волны является эллиптической, сильно вытянутой вдоль направления поляризации считывающей волны. Такую ситуацию можно объяснить, представив круговую поляризацию сигнальной волны в виде суммы двух

ортогональных линейно поляризованных волн со сдвигом фаз между ними. При одинаковых поляризациях записывающих голограмму волн формируется классическая динамическая голограмма, при дифракции на которой образуется волна с поляризацией, совпадающей с поляризацией считывающей волны. Ортогональная поляризационная компонента участвует в записи поляризационной голограммы, дифракция на которой дает ортогональную поляризационную составляющую для дифрагированной волны. Вследствие более низкой дифракционной эффективности поляризационной голограммы эта компонента имеет меньшую интенсивность, что приводит к формированию эллиптически поляризованного света.

При интерференции опорной и сигнальной волн в случае, когда обе волны имеют взаимно ортогональные круговые поляризации, также происходит запись поляризационной динамической голограммы. Восстановление такой голограммы волнами как с линейной, так и с круговой поляризацией позволяет получить дифрагированную волну с круговой поляризацией, причем поляризация дифрагированной волны совпадает с поляризацией сигнальной волны независимо от направления линейной поляризации, а также при поляризации считывающей волны, совпадающей с поляризацией опорной (табл. 1, 9-й, 10-й и 11-й столбцы). В случае восстановления голограммы волной с круговой поляризацией, ортогональной поляризации опорной волны, дифракция отсутствует (табл. 1, 12-й столбец).

Таблица 1 Состояния поляризации дифрагированной волны при различных состояниях поляризации взаимодействующих волн

| Волны | Поляризация | | | | | | | | | | | |
|-----------------|-------------|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | ↑ | ↑ | ↑ | → | → | → | ↑ | ↑ | ⊙ | ⊙ | ⊙ | ⊙ |
| Опорная | ↑ | ↑ | ↑ | → | → | → | ↑ | ↑ | ⊙ | ⊙ | ⊙ | ⊙ |
| Сигнальная | ↑ | ↑ | → | ↑ | ↑ | ↑ | ⊙ | ⊙ | ⊙ | ⊙ | ⊙ | ⊙ |
| Считывающая | ↑ | → | ↑ | ↑ | ⊙ | ⊙ | → | ↑ | ↑ | → | ⊙ | ⊙ |
| Дифрагированная | ↑ | → | → | → | ⊙ | ⊙ | ○ | ○ | ⊙ | ⊙ | ⊙ | X |

Таким образом, приведенные в работе результаты демонстрируют возможности преобразования топологической структуры и поляризации сингулярных световых пучков с использованием схем нелинейной голографической записи. Сочетание поляризации излучения и топологического заряда в качестве информационных параметров позволяет объединить возможности поляризационной голографии и сингулярной оптики и на новых принципах осуществлять кодирование информации. Использование таких характеристик дифрагированного излучения в качестве нетривиальных информационных параметров перспективно для формирования скрытых изображений, которые одновременно могут совмещать технологию голографической защиты с записью кодированной информации.

1. А.Л.Толстик, *Известия вузов. Физика*, **58**, (10), 65–73, (2015).
2. S.D.Kakichashvili, *Opt. Spectrosc.*, **33**, 171–173, (1972).
3. O.Ormachea, A.L.Tolstik, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **69**, (8), 1280–1282, (2005).
4. X. Cheng, Y. Du, Y. Zhang, Z. Wang, Y. Miao, Z. Ren, J. Bai, *Opt. Commun.*, **285**, (21-22), 4507–4514, (2012).

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ВОЛНОВОДНЫХ КАНАЛОВ В ФПМ-ЖК В УСЛОВИЯХ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ИЗМЕНЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ МАТЕРИАЛА

Семкин А.О., Шарангович С.Н.

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия

В данной работе приведена теоретическая модель голографического формирования системы волноводных каналов в фотополимерно-жидкокристаллическом композиционном материале с учетом фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения материала в процессе записи.

Целью данной работы является разработка теоретической модели голографического формирования системы волноводных каналов в фотополимерно-жидкокристаллическом (ФПМ-ЖК) композиционном материале с учетом фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения материала.

Будем рассматривать запись системы волноводных каналов в ФПМ-ЖК по классической двухпучковой голографической схеме плоскими монохроматическими волнами E_0 и E_1 под углами θ_0 и θ_1 соответственно:

$$E_j(\mathbf{r}, t) = A_j(\mathbf{r}) \cdot \exp[i \cdot (\omega \cdot t - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})] \cdot \exp[-\alpha(\mathbf{r}, t)(\mathbf{N}_j \cdot \mathbf{r})], \quad (1)$$

где $j = 0, 1$ – номер пучка; $A_j(\mathbf{r})$ – амплитудные профили пучков; $\mathbf{k}_j = k_j \cdot \mathbf{N}_j$ – их волновые векторы и \mathbf{N}_j – волновые нормали; \mathbf{r} – радиус-вектор; $\alpha(\mathbf{r}, t)$ – коэффициент поглощения материала с учетом его фотоиндуцированного изменения [1]:

$$\alpha(\mathbf{r}, t) = \alpha_{sub} + \alpha_0 K_{d0} \cdot \exp(-\varphi \alpha_0 \left(\frac{I_0(\mathbf{r})}{\cos \theta_0} + \frac{I_1(\mathbf{r})}{\cos \theta_1} \right) z \cdot t), \quad (2)$$

где α_{sub} – коэффициент поглощения подложек, между которыми находится ФПМ-ЖК; K_{d0} – начальная концентрация красителя в ФПМ-ЖК; α_0 – коэффициент поглощения одной молекулы красителя; φ – квантовый выход красителя; z – координата вдоль толщины образца ФПМ-ЖК; $I_j(\mathbf{r}) = |E_j(\mathbf{r})|^2$ – интенсивности записывающих пучков.

Процесс записи описывается дифференциальными кинетическими уравнениями, записанными для концентрации мономера и показателя преломления материала [2]. Решение данных уравнений будем искать в виде:

$$\begin{aligned} M^m(\tau, \mathbf{r}) &= \sum_{j=0}^H M_j^m(\tau, z) \cos(j \mathbf{K}_1^m \mathbf{r}) \\ n^m(\tau, \mathbf{r}) &= n_{st} + \sum_{j=0}^H n_j^m(\tau, z) \cos(j \mathbf{K}_1^m \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (3)$$

где n_{st} – значение показателя преломления ФПМ-ЖК при $\tau = 0$; $\tau = t/T_m$ – относительное время; T_m – характерное время диффузии мономера;

$$M_j^m(\tau, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} M_j^m(\tau, \mathbf{r}) \cos(j \mathbf{K}_1^m \mathbf{r}) d(\mathbf{K}_1^m \mathbf{r}), \quad n_j^m(\tau, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} n_j^m(\tau, \mathbf{r}) \cos(j \mathbf{K}_1^m \mathbf{r}) d(\mathbf{K}_1^m \mathbf{r}) -$$

амплитуды гармоник концентрации мономера и показателя преломления соответственно; $m = o$ соответствует структуре, сформированной обыкновенными волнами, $m = e$ – необыкновенными; \mathbf{K}_1^m – векторы решеток, соответствующие первой гармонике концентрации мономера.

Входящие в (3) амплитуды пространственных гармоник концентрации мономера и показателя преломления могут быть найдены операторным методом аналогично[2]-[4]. Нелинейность процесса записи, характеризуемая соотношением характерных времен полимеризации и диффузии $b = T_p / T_m$, позволяет (в случае $b < 1$) добиться квазипрямоугольного профиля показателя преломления структуры.

Поглощение света образцом ФПМ-ЖК приводит к изменению коэффициента b по толщине образца, что в свою очередь приводит к изменению профиля показателя преломления вдоль оси z . На рис. 1 приведен профиль показателя преломления по толщине образца (вдоль переменной z) с учетом постоянного затухания 1 Нп/мкм при толщине образца $d = 10$ мкм для $b = 0.25$.

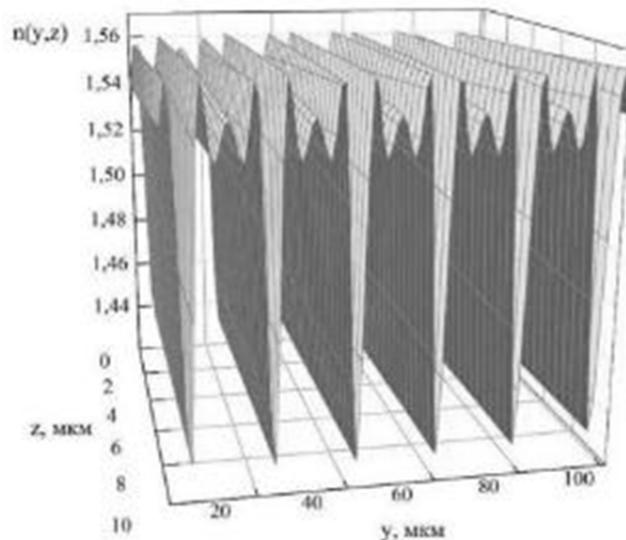


Рис. 1. Эволюция профиля показателя преломления ФПМ-ЖК вдоль переменной z

Из анализа рисунка 1 видно, что постоянное затухание обуславливает изменение профиля показателя преломления по толщине образца после завершения процессов записи. Фотоиндуцированное изменение коэффициента поглощения приводит к зависимости коэффициента b от времени. Таким образом, поглощение света материалом обуславливает сложную пространственно-временную зависимость профиля показателя преломления. На рис. 2 приведены кинетики формирования профиля показателя преломления, рассчитанные по выражению (3) на границе образца ($z = d$) без учета поглощения (рис. 2а), при постоянном поглощении 1 Нп/мкм (рис. 2б) и с учетом фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения по выражению (2) аналогично[1] (рис. 2в) для $b = 0.25$.

Из рис. 2 видно, что фотоиндуцированное изменение коэффициента поглощения приводит к практически полному восстановлению профиля показателя преломления до исходного (без учета поглощения), позволяя компенсировать нелинейные искажения его формы по толщине образца.

Стоит отметить, что подобный эффект наблюдается, только если постоянная времени фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения не превышает соответствующую постоянную времени процесса записи структуры. В случае если изменение коэффициента поглощения будет происходить значительно медленнее процесса формирования волноводной структуры, поглощение света материалом приведет к зависимости профиля показателя преломления от переменной z .

Таким образом, разработана теоретическая модель голографической записи системы волноводных каналов в ФПМ-ЖК с учетом фотоиндуцированного изменения коэффициента поглощения материала.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки РФ (проект №3.878).

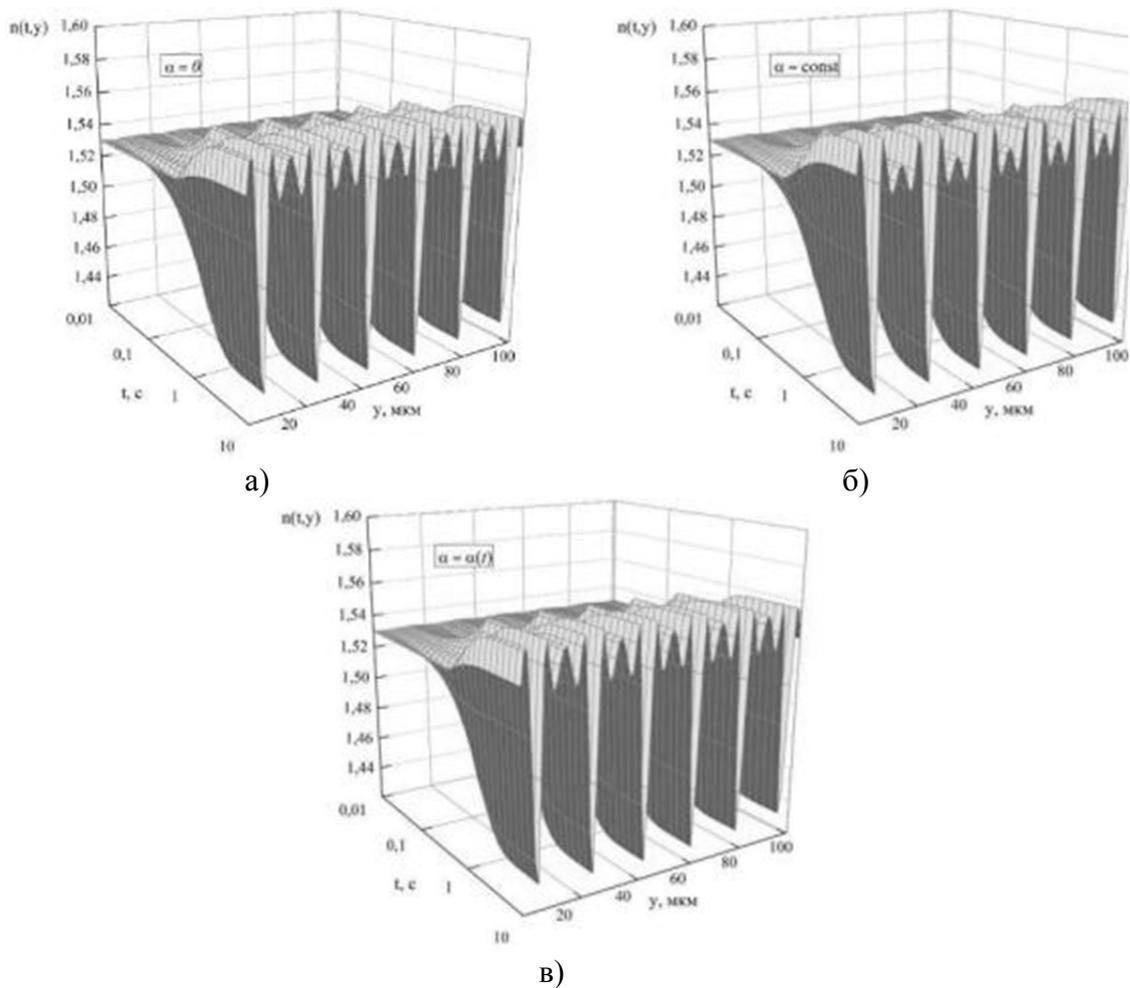


Рис. 2. Кинетики формирования профиля показателя преломления ФПМ-ЖК без учета поглощения (а), при постоянном коэффициенте поглощения (б), при фотоиндуцированном изменении коэффициента поглощения (в)

1. Е.А. Довольнов, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович, *Изв. вузов. Физика*, **49**, №10, 81-89, (2006).
2. Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович, *Изв. вузов. Физика*, **48**, №5, 56-63, (2005).
3. Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович, *Изв. вузов. Физика*, **48**, №7, 85-92, (2005).
4. В.Г. Миргород, Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович, *Доклады ТУСУРа*, №2(16), 185-190, (2007).

ВЫНУЖДЕННОЕ НИЗКОЧАСТОТНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАСSEЯНИЕ СВЕТА В ВОДНОЙ СУСПЕНЗИИ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА МЕДИ

Кудрявцева А.Д., Аверюшкин А.С., Булычев Н.А., Казарян М.А., Строков
М.А., Чернега Н.В.

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия

Вынужденное низкочастотное комбинационное рассеяние света (ВНКР), возникающее в результате взаимодействия лазерных импульсов с акустическими колебаниями наночастиц, было зарегистрировано в водной суспензии наночастиц оксида меди. Сдвиги частот ВНКР от возбуждающего излучения лежат в гигагерцовом диапазоне.

Низкочастотное комбинационное рассеяние света (НКР) является эффективным методом изучения наноматериалов, дающим информацию о размере и морфологических свойствах наночастиц. Каждая наночастица имеет определенный набор собственных акустических частот, которые определяются ее размером, формой и акустическими свойствами. Частотные сдвиги компонент НКР лежат в терагерцовой и гигагерцовой области. Точные значения этих сдвигов определяются свойствами наночастицы и ее окружения [1]. В [2,3] было показано, что в определенных системах, состоящих из наночастиц различной природы, можно возбудить рассеяние, являющееся вынужденным аналогом НКР. Вынужденное низкочастотное рассеяние (ВНКР) наблюдалось в различных средах: в высокоупорядоченных образцах, таких, как синтетические опаловые матрицы и нанокompозиты на их основе, наноструктурированные тонкие пленки и разупорядоченные вещества, такие, как суспензии наночастиц различной природы (металлических, полупроводниковых и диэлектрических) [4, 5].

Высокая эффективность преобразования накачки в ВНКР является свидетельством интенсивных когерентных колебаний наночастиц в терагерцовом и гигагерцовом диапазоне.

Целью настоящей работы была экспериментальная регистрация ВНКР в водной суспензии наночастиц оксида меди и определение порога, эффективности преобразования и частотных сдвигов ВНКР в этом веществе.

Для синтеза новых наночастиц в работе использовался плазменный разряд с объемным свечением в сочетании с ультразвуковой кавитацией. Для этой цели электрический разряд в водной среде создавался между медными электродами, к которым было приложено напряжение 30-50 В. Величина постоянного тока составляла 6 А. Детальное описание синтеза наночастиц приведено в работах [6, 7].

Рассеяние возбуждалось одиночными импульсами рубинового лазера ($\lambda = 694.3$ нм, $\tau = 20$ нс, $E_{\max} = 0.3$ Дж, $\Delta\nu = 0.015\text{см}^{-1}$, расходимость $3,5 \cdot 10^{-4}$ рад.). Излучение лазера фокусировалось в центр кварцевой кюветы толщиной 1 см с суспензией оксида меди. Измерения проводились для линз с различными фокусными расстояниями (10, 5 и 3 см), что позволяло менять интенсивность возбуждающего излучения в образце. ВНКР регистрировалось с помощью интерферометра Фабри - Перо с базой 0.7 см, что соответствует области дисперсии 0.714 см^{-1} .

При достижении пороговой величины интенсивности лазерного импульса (0.01 ГВт/см^2) возникало ВНКР, распространяющееся в направлениях вперед и назад. На Рис. представлен спектр ВНКР в оксиде меди, полученный на интерферометре Фабри-Перо. Интенсивность возбуждающего излучения составляет 0.02 ГВт/см^2 . Ширина линии и расходимость рассеяния были близки к соответствующим величинам возбуждающего излучения.

Физический механизм возбуждения и усиления ВНКР такой же, как и для вынужденного комбинационного рассеяния в сплошных твердых средах и жидкостях, и может быть кратко описан следующим образом. Электромагнитное лазерное поле наводит поляризацию наночастиц, которые колеблются с собственными частотами. Эта поляризация является источником неупруго рассеянной волны. Взаимодействие этой волны с лазерной создает

посредством наведенной поляризации механическую силу, которая когерентно возбуждает комбинационно-активные моды наночастиц.

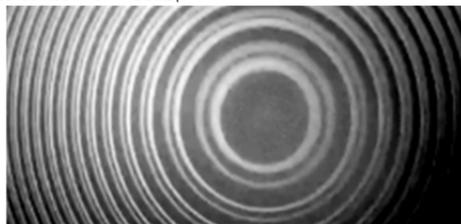


Рисунок. Спектр на интерферометре Фабри-Перо излучения, прошедшего через кювету с суспензией наночастиц оксида меди (область дисперсии 0.714 см^{-1})

Возбуждение ВНКР дает возможность получить электромагнитное поле, состоящее из двух волн (лазерной и ВНКР) с близкими интенсивностями и длинами волн. Частотный сдвиг между этими волнами зависит от размера наночастиц и свойств образца, таким образом, его величиной легко можно управлять. Это дает возможность создать источник бигармонической накачки, который можно использовать как в фундаментальных исследованиях, так и для большого числа приложений.

Благодаря малым длительностям импульса ВНКР также может быть использовано для определения размеров наночастиц в реальном времени, например, в аэрозолях.

1. E. Duval, A. Boukenter, B. Champagnon, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2052-2055, (1986).
2. N.V.Tcherniega, M.I.Samoylovich, A.D.Kudryavtseva et al, *Optics Letters*, **35**, 300-302, (2010).
3. N.V.Tcherniega, K.I.Zemskov, V.V.Savranskii et al, *Optics Letters*, **38**, 824-926, (2013).
4. N.V. Tcherniega, A.D. Kudryavtseva, *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, **3**, 513-518, (2009).
5. A.D. Kudryavtseva, N.V. Tcherniega, M.I. Samoylovich, A.S. Shevchuk, *International Journal of Thermophysics*, **33**, 2194-2202, (2012).
6. Н. А. Булычев, М. А. Казарян, Е. С. Гриднева и др., *КСФ*, №7, 39- 49, (2012).
7. Н. А. Булычев, М. А. Казарян, Л. Л. Чайков, И. С. Бурханов, В. И. Красовский, *КСФ*, № 9, 33-39, (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРОВ

Пырикова С.И.

Акционерное общество «Федеральный центр науки и высоких технологий»
«Специальное научно-производственное объединение «Элерон», Москва, Россия

Представлены результаты исследования взаимодействия лазерного излучения УФ - области спектра с полимерами на примере полиэтилена. Приведены экспериментальные данные регистрации изменения оптических свойств полиэтилена лазерным излучением фотометрическим методом.

Исследование взаимодействия лазерного излучения с полимерами является одним из успешно развивающихся направлений лазерных и оптических технологий. Область практического применения охватывает военные, биомедицинские, экологические и отраслевые направления. Изучение закономерностей и описание распространения, поглощения, рассеяния, ослабления излучения в полимерах актуально для развития и разработки лазерных технологий управления процессами деструкции полимеров.

Особенности структуры полиэтилена и его энергетические характеристики подробно рассмотрены в [1].

В работе теоретически исследованы предпосылки нетепловых механизмов взаимодействия лазерного излучения с полимерами [2]. Обоснован интерес к экспериментальным исследованиям влияния лазерного излучения УФ - области спектра (200-350 нм) на физико-химические и оптические свойства полимеров. Показана перспективность исследований в предметной области на примере изучения действия ультрафиолетового лазерного излучения на полиэтилен высокого давления низкой плотности.

Экспериментально получена зависимость влияния пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения УФ -диапазона на характер изменения оптической плотности исследуемых образцов полиэтилена с диапазоном толщин от 50 мкм до 160 мкм. Опытным путем установлено снижение на 30 % оптической плотности полиэтилена локальных областей действия лазерного излучения в процессе пятимесячного хранения образцов полиэтилена в лабораторных условиях.

Определены пороговые зависимости нетеплового действия лазерного излучения, а так же зависимости изменения оптической плотности полиэтилена от режимов лазерной обработки образцов. Оптимизирован экспериментальный стенд для получения статических и динамических внутрискруктурных изображений в полиэтилене. Создана электронная масштабируемая библиотека лазерной технологии нанесения скрытых изображений на полимерные материалы.

1. В.А. Виноградов, Перепелкин К.Е. Мещерякова Г.П. Действие лазерного излучения на полимерные материалы: кн 2. СПб.: Наука, 2007.443 с.

2. В.А. Виноградов, Перепелкин К.Е. Мещерякова Г.П. Действие лазерного излучения на полимерные материалы: кн.1 СПб.: Наука, 2006.379 с.

ВЛИЯНИЕ ГИБРИДНОЙ АССОЦИАЦИИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag₂S И J-АГРЕГАТОВ ТРИМЕТИНЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ

Гревцева И.Г., Кондратенко Т.С., Овчинников О.В., Смирнов М.С.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», 394018 Воронеж, Россия

Установлен эффект фотосенсибилизации ИК люминесценции (1190-1200 нм) коллоидных квантовых точек (КТ) Ag₂S средними размерами 2.5±0.3 нм в желатине в присутствии *cis*-J-агрегатов пиридиниевой соли 3,3'-ди-(γ-сульфопропил)-9-этил-4,5,4',5'-добензо-тиакарбоцианинбетаина (DEC). Так же установлено усиление нелинейно-оптического отклика, выражающегося в обратном насыщающемся поглощении при ассоциации КТ Ag₂S с J-агрегатами DEC.

В последнее время в области оптики и фотоники, растет интерес к специфичным органо-неорганическим гибридным системам, в которых объединяются коллоидные полупроводниковые квантовые точки (КТ) и J-агрегаты органических красителей. Такие системы обладают уникальными характеристиками, возникающими при комбинировании свойств коллоидных КТ и J-агрегатов органических красителей. Они основываются на процессах обмена электронного возбуждения между КТ и J-агрегатами и проявляются в трансформации люминесцентных свойств. Благодаря этому сформировался определенный интерес к использованию таких систем в качестве люминесцентных маркеров биообъектов. Для ряда биомедицинских приложений требуется создание меток у которых возбуждение и излучение люминесценции происходит в ближней ИК области, приходящейся на терапевтическое окно прозрачности биологических тканей (650-1300 нм) [1]. Для этих целей интерес представляют люминесцирующие в ближней ИК области коллоидные КТ Ag₂S (1190-1200 нм). Для них известна возможность возбуждения ИК люминесценции как из области собственного поглощения (350-450 нм), так и за ее краем в области 550-900 нм [2]. В свою очередь, J-агрегаты органических красителей могут стать потенциальными фотосенсибилизаторами ИК люминесценции КТ, в силу их уникальных свойств. Полосы оптического поглощения и фотолюминесценции упорядоченных J-агрегатов приходятся на область 600-700 нм и обладают высокой интенсивностью и селективностью ($\Delta\lambda \sim 5-15$ нм). Кроме того, для J-агрегатов триметинцианиновых красителей характерны большие значения тензора нелинейно-оптической восприимчивости в частности $|\chi^{(3)}| \approx 10^{-7} - 10^{-8}$ ед. СГС [3].

Данная работа посвящена исследованию закономерностей фотофизических процессов в смесях коллоидных КТ Ag₂S с J-агрегатами агрегатами пиридиниевой соли 3,3'-ди-(γ-сульфопропил)-9-этил-4,5,4',5'-добензо-тиакарбоцианинбетаина (DEC) в желатине. Ансамбли коллоидных КТ Ag₂S pripravивали в рамках водного синтеза, стабилизатором служила инертная фотографическая желатина. Технология получения ансамблей гидрофильных коллоидных растворов КТ Ag₂S определенного размера подробно описана в работе [2]. Смеси коллоидных КТ Ag₂S с молекулами DEC pripravивали введением этанольного раствора красителя в желатиновый золь в концентрациях $3 \cdot 10^{-2}$, 10^{-2} моль DEC/моль КТ Ag₂S (далее м.д.).

Спектральные свойства синтезированных образцов анализировались с точки зрения линейного пропускания, спектрального положения и интенсивности полос оптического поглощения света, а также люминесценции. Исследование нелинейно-оптических свойств осуществляли с использованием стандартной методики z-сканирования в варианте с закрытой апертурой.

На рисунке 1а представлены спектры оптического поглощения гибридных ассоциатов коллоидных КТ Ag₂S с J-агрегатами DEC и их отдельных компонентов. Для ассоциатов КТ Ag₂S с молекулами красителя DEC результирующий спектр поглощения не является простой суммой спектров поглощения КТ и молекул красителя в желатине. В оптических спектрах

поглощения смесей КТ Ag₂S с молекулами DEC наблюдали два пика поглощения 635±1 нм и 660±1 нм, относящиеся к cis-J- и trans-J-агрегатам, соответственно (Рис. 1а, 4,5). Образование J-агрегатов двух изомерных форм в смеси с коллоидными КТ Ag₂S является проявлением взаимодействия между КТ и молекулами красителя. Вероятно, часть молекул DEC в результате взаимодействия с КТ Ag₂S формируется в виде cis-J-агрегатов, а образование trans-J-агрегатов происходит преимущественно при взаимодействии красителя с желатиной.

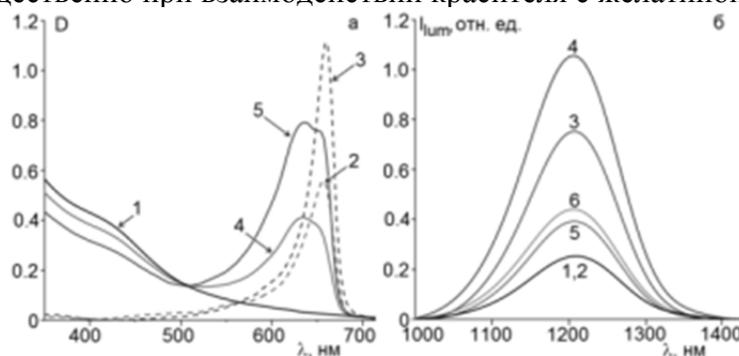


Рис. 1а. Спектры оптического поглощения ансамблей коллоидных КТ Ag₂S в желатине – 1; молекул DEC в желатине в концентрациях: 10⁻² м.д. – 2; 3·10⁻² м.д. – 3; смесей КТ Ag₂S – DEC (3·10⁻² м.д.) – 4; КТ Ag₂S – DEC (10⁻² м.д.) – 5

Рис. 1б. Спектры фотолюминесценции для ансамблей коллоидных КТ Ag₂S (кривые 1,2) и их смесей с J-агрегатами DEC (C_{DEC}= 3·10⁻² м. д.) – (кривые 4, 6), (C_{DEC}=10⁻² м. д.) – (кривые 3,5), возбуждаемой излучением с длинами волн 635 нм (кривые 1,3,4), 660 нм (кривые 2,5,6)

В люминесцентных свойствах гибридных ассоциатов основным и проявлением взаимодействия является увеличение интенсивности пика свечения при 1205 нм по сравнению с коллоидными растворами, содержащими только КТ Ag₂S (рис. 1б). В случае возбуждения люминесценции ассоциатов излучением λ=635 нм, интенсивность люминесценции существенно увеличивается (Рис.1б, 3,4). Интенсивность свечения, возбуждаемого λ=660 нм, также возрастает, но в меньшей степени, и с ростом концентрации красителя практически не изменяется (Рис.1б, 5,6). Наблюдаемые закономерности подтверждают предположение о том, что trans-J-агрегаты, выстраиваются в желатиновом слое и не взаимодействуют с КТ Ag₂S.

Особым результатом гибридной ассоциации КТ Ag₂S с J-агрегатами DEC является формирование нелинейно-оптических свойств на длине волны излучения 660 нм, приходящегося как на область примесного поглощения КТ Ag₂S, так и на область поглощения красителя. На рисунке 2 представлены нормированные на единицу коэффициенты пропускания в зависимости от расстояния между фокальной плоскостью линзы и образцом.

Необходимо отметить, что общий вид Z-скана в режиме закрытой апертуры для образцов, содержащих только J-агрегаты красителя, соответствует просветлению экситонного пика поглощения J-агрегатов (Рис.2, 1). Наблюдаемый эффект можно объяснить на основе трехуровневой модели переходов экситона в агрегате с учетом дополнительного канала релаксации [4]. В этом случае поведение системы представляет собой эффект «оптической накачки», который благодаря накоплению заселенности на дополнительном уровне (уровень автолокализованных экситонов) приводит к просветлению среды.

В свою очередь, Z-скан коллоидных КТ Ag₂S показывает обратное насыщаемое поглощение, обусловленное двухфотонными переходами в КТ Ag₂S с участием уровней центров люминесценции (Рис.2, 2) [5]. Асимметричная форма провала на Z-сканах, относительно фокуса линзы, указывает на возникновение в образце нелинейной рефракции вследствие самодефокусировки, возникающей при формировании тепловой динамической линзы. При сопряжении КТ Ag₂S с J-агрегатами DEC наблюдается усиление нелинейно-оптического отклика, выражающегося в обратном насыщающемся поглощении (Рис.2, 3). В случае рассматриваемой системы этот эффект может быть вызван процессами переноса энергии электронного возбуждения от J-агрегатов DEC на уровни центров локализации электронов в запрещенной зоне КТ Ag₂S. С увеличением красителя в смеси наблюдается явное проявление

отрицательной динамической линзы. Ее формирование можно отнести к повышению тепловой нелинейной рефракции вследствие увеличения эффективного сечения поглощения ассоциата. А так же появление отрицательной динамической линзы может быть обусловлено эффектом заполнения зон («band filling»), который может быть вызван процессом перелокализации носителей заряда в ходе возбуждения люминесценции.

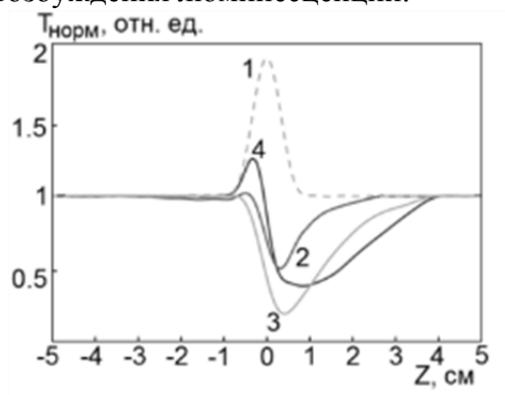


Рис. 2. Z-сканы в режиме закрытой апертуры для J-агрегатов DEC (1), коллоидных КТ Ag_2S (2) и их ассоциатов с DEC в концентрации 10^{-2} м.д. (3) и $3 \cdot 10^{-2}$ м.д. (4)

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ СП-1161.2015.4.

1. P. Jiang, Ch. Zhu, Zh. Zhang, Zh. Tian, D. Pang, *Biomaterials*, **33**, 5130-5135, (2012).
2. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Б.И. Шапиро, Т.С. Шатских, А.С. Перепелица, Н.В. Королев, *ФТП*, **49** (3), 385-392, (2015).
3. Р.В. Марков, З.М. Иванова, А.И. Плеханов, Н.А. Орлова, В.В. Шелковников, *Квантовая электроника*, **31**(12), 1063-1066, (2001).
4. Р.В. Марков, А.И. Плеханов, З.М. Иванова, Н.А. Орлова, В.В. Шелковников, А.А. Иванов, М.В. Алфимов, *ЖЭТФ*, **126** (3), 549 -557, (2004).
5. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, А.С. Перепелица, Т.С. Шатских, Б.И. Шапиро, *Квантовая электроника*, **45** (12), 1143-1150, (2015).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫМИ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Горбач Д.В., Назаров С.А., Курилкина С.Н.*, Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

*Институт Физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Представлены результаты экспериментальной реализации спин-орбитального преобразования структуры бесселевого светового пучка с помощью электрически управляемого ЖК-элемента.

Световой пучок может обладать спиновым угловым моментом, определяемым состоянием его поляризации, а также орбитальным угловым моментом, связанным с распределением фазы светового пучка. Изучению преобразования угловых моментов светового пучка при распространении в анизотропных средах посвящен ряд исследований[1]-[4]. Показано что при распространении линейно поляризованного бесселевого светового пучка (БСП) в одноосном кристалле, часть пучка претерпевает одновременно изменение топологического заряда на 2 единицы и поворот плоскости поляризации на 90 градусов[4]. Однако эффективное преобразование достигается только при определенном соотношении размеров выбранного кристалла и угла конусности распространяющегося светового пучка. Целью данной работы являлось определение возможности реализации управляемого спин-орбитального взаимодействия при помощи жидко-кристаллической ячейки (ЖК-ячейки).

Изучение спин-орбитального взаимодействия осуществлялось с использованием схемы приведенной на рис.1. Излучение гелий-неонового лазера 1 с длиной волны 632 нм проходило через систему пространственной фильтрации 2. Коллимированный гауссов пучок проходил через поляризатор 3, задающий начальное состояние поляризации. Поляризованный пучок попадал на аксикон 4 с углом при основании 30° . Образующийся БСП нулевого порядка проходил через ЖК-ячейку 5, толщиной 20 мкм ($n_o=1.49$, $n_e=1.67$). Ячейка, как и показано на рисунке, располагалась за областью минимальной фокусировки БСП. К ячейке прикладывалось переменное управляющее напряжение частотой 1 кГц. Полученное излучение проходило через анализатор 6. Изображение дальней зоны полученного пучка регистрировалось камерой 8 при помощи объектива 7.

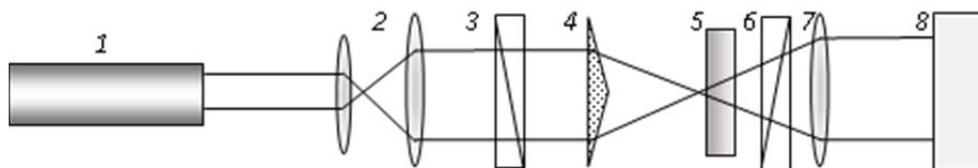


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки

В работе[5] показано, что появление в структуре пучка орбитального углового момента приводит к преобразованию структуры пространственного распределения интенсивности БСП в дальней зоне. В отсутствие орбитального углового момента дальняя зона БСП нулевого порядка представляет собой сплошное кольцо. При наличии в пучке топологического заряда равного 2 в дальней зоне проявляются четыре разрыва интенсивности.

Таким образом, если за ЖК-ячейкой поместить анализатор, скрещенный по отношению к падающей поляризации (пропускает только преобразованный БСП), то, при прохождении такой системы БСП, в отсутствие управляющего напряжения спин-орбитального взаимодействия нет, и дальняя зона представляет собой равномерное кольцо низкой интенсивности, как показано на Рис.2 а. При подаче управляющего напряжения на ЖК-ячейку, в дальней зоне с ростом эффективности спин-орбитального преобразования будет нарастать интенсивность излучения и проявляется характерная азимутальная модуляция, зависящая от первоначальной поляризации БСП и величины напряжения (см. Рис.2 б-г). Показано, что при начальной горизонтальной (Рис.2 б) и вертикальной (Рис.2 в) поляризации падающего пучка распределение интенсивности

БСП в дальней зоне носят сходный характер. В поперечном сечении пучка наблюдаются четыре разрыва, расположенные вдоль вертикальной и горизонтальной осей. При этом окончательное формирование структуры соответствующей наличию в пучке топологического заряда 2 осуществляется при значении управляющего напряжения равном 30 В. В случае ориентации плоскости поляризации падающего пучка под углом 45° к оси ЖК-ячейки картина распределения интенсивности носит иной характер. Разрывы расположены вдоль диагональных осей пучка. Напряжение, необходимое для окончательного формирования картины возросло и составило 75 В. Эффективность преобразования во всех случаях составила $\sim 18\%$.

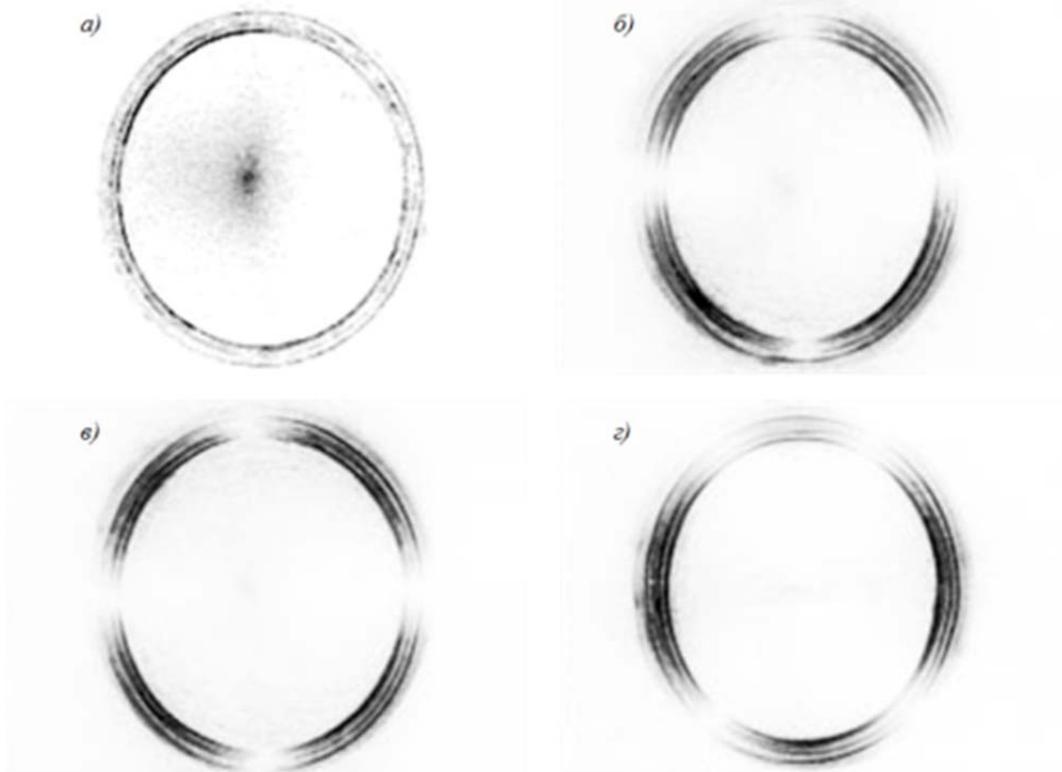


Рис. 2. Пространственное распределение интенсивности БСП в дальней зоне

Использование в качестве анизотропной среды ЖК-ячейки позволило осуществить управляемое преобразование спин-орбитальной структуры светового пучка.

1. L. Marrucci, C. Manzo, D. Paparo, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 163905, (2006).
2. A. Ciattoni, G. Cincotti, C. Palma, *Phys. Rev. E*, **67**, 036618, (2003).
3. E. Brasselet, Y. Izdebskaya, V. Shvedov, A.S. Desyatnikov, W. Krolikowski, Y.S. Kivshar, *Opt. Lett.*, **34**, 1021–1023, (2009).
4. V.N. Belyi, N.A. Khilo, S.N. Kurilkina, N.S. Kazak, *J. Opt.*, **15**, 044018, (2013).
5. V.N. Belyi, N.A. Khilo, N.S. Kazak, A.A. Ryzhevich, *Opt. Eng.*, **50**, (5), 059001, (2011).

АБЕРРАЦИОННЫЙ СИНТЕЗ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ГОЛОВОК

Зенин Д.И.*, Носов П.А.* Подгаецкий К.А.*, Раевский Е.В.**,
Сычкова Е.В.***

* МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

**ООО НПЦ «Лазеры и аппаратура ТМ», Москва, Россия

В работе рассмотрены aberrации оптических систем лазерных технологических головок (ОС ЛТГ), фокусирующих излучение мощных иттербиевых волоконных лазеров. Приведены результаты расчета узлов ОС ЛТГ, обеспечивающих малые искажения формируемого пучка.

В настоящее время лазерные технологические установки широко применяются в промышленности для обработки различных материалов. В процессах лазерной резки, сварки и наплавки обычно используют волоконные лазеры[1]. Лучевая стойкость оптических элементов волоконного лазера ограничивает максимальную выходную плотность мощности. Для большинства технологических процессов, связанных с обработкой материалов, такие значения плотности мощности недостаточны. Поэтому, при использовании лазерного излучения в технологических установках, как правило, возникает необходимость его фокусировки. Для фокусировки выходного излучения лазера на поверхность обрабатываемого материала применяются лазерные технологические головки[2].

Типичная схема ЛОС технологической головки состоит из двух узлов: коллимационного узла (коллиматора), узла фокусировки (фокусатора) и защитного стекла (см. рис.1).

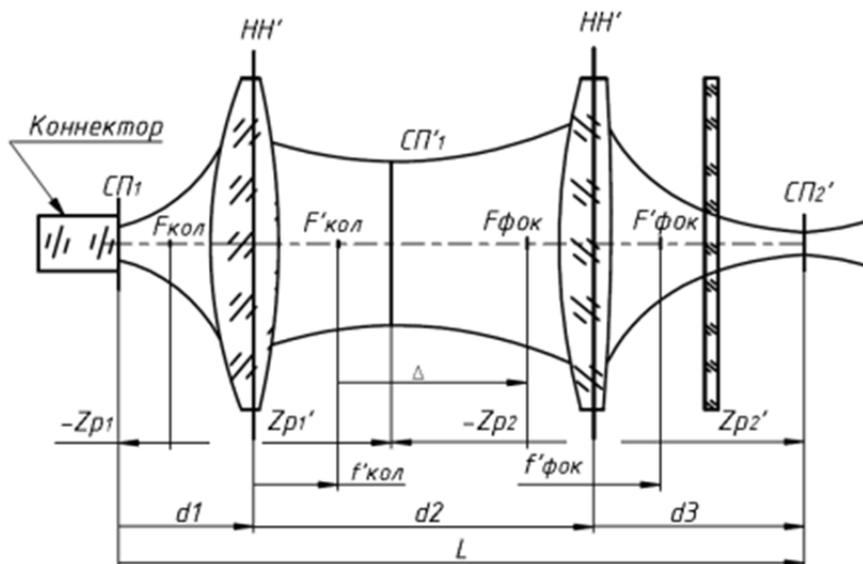


Рис. 1. Формирование пучка ОС ЛТГ

Аберрации ОС ЛТГ приводят к искажению распределения интенсивности выходного пучка. Поэтому при проектировании ОС ЛТГ большое внимание уделяется уменьшению искажений формируемого в рабочей зоне (зоне обработки материала) лазерного пучка[3],[4].

Разработка ЛОС включает несколько этапов: определение исходных данных, габаритный расчет, абберрационный расчет и расчет допусков компонентов.

В качестве примера рассмотрим формирование пучка волоконного лазера ЛК-К1 компанией ООО НТО «ИРЭ-Полус» со следующими характеристиками:

- длина волны излучения: 1,07 мкм,
- диаметр транспортировочного волокна 50 мкм,
- параметр $M^2 < 1,2$.

Также заданы фокусные расстояния компонентов ОС: $f'_{кол}=85$ мм, $f'_{фок}=150$ мм, 250 мм < $L < 350$ мм.

На выходе ОС ЛТГ должен быть сформирован пучок с диаметром перетяжки 80 мкм.

Габаритный расчет ведётся в приближении «тонких» компонентов ОС ЛТГ и основан на формулах лазерной оптики[2]. В результате габаритного расчета ОС ЛТГ получаем следующие параметры (см. рис.1):

- d_1 – расстояние от входной перетяжки до первого компонента,
- d_2 – расстояние от первого компонента до второго,
- d_3 – расстояние от второго компонента до выходной перетяжки,
- L – длина ЛОС,
- $D_{св1}$ и $D_{св2}$ – световые диаметры компонентов.

В результате расчётов были получены зависимости: $d_1(Z_{p1})$, $d_2(Z_{p1})$, $d_3(Z_{p1})$, $\Delta(Z_{p1})$ и $L(Z_{p1})$ (см. рис.2).

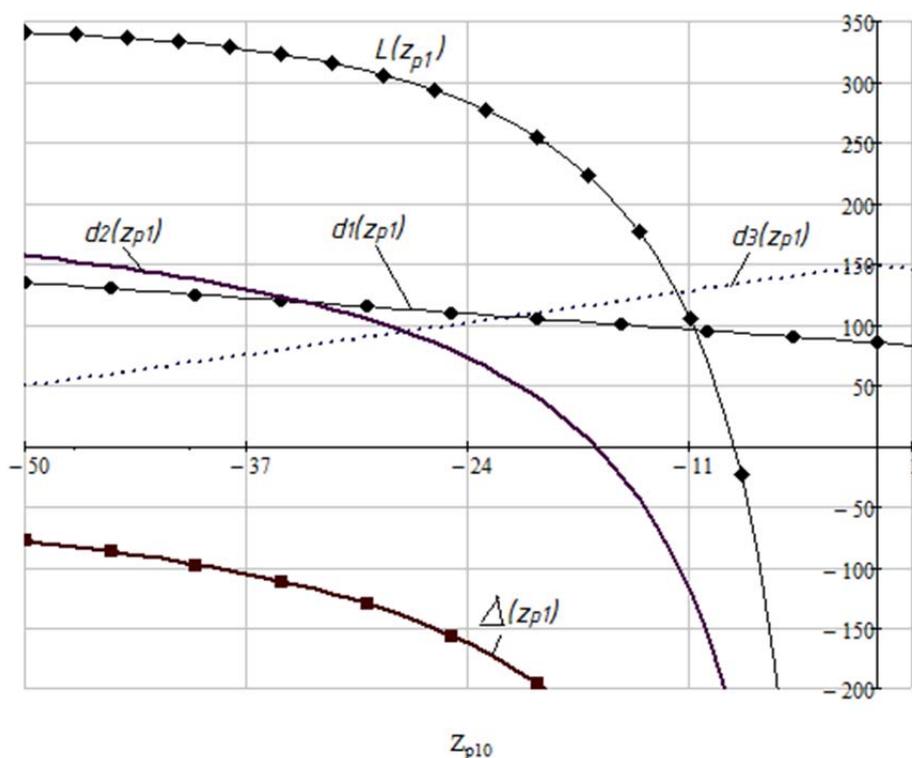


Рис. 2. Графики изменения габаритных параметров ОС ЛТГ

Из анализа графиков выбираются оптимальные габаритные параметры системы, после чего рассчитываются световые диаметры компонентов.

На этапе абберационного синтеза ОС ЛТГ основным критерием является обеспечение малых искажений выходного пучка. Методика абберационного синтеза лазерных оптических систем изложена в работах[2],[6]. Исходя из критерия Мерешаля для волновой абберации всей ОС ЛТГ, находятся конструктивные параметры компонентов (r,d,n) [5],[6].

При расчете допусков проводится анализ изменения параметров выходной перетяжки (её размера и положения) при продольном смещении линз ОС относительно номинального положения.

В итоге, для волоконного лазера, осуществляющего прецизионную резку с заданными выходными параметрами пучка, были получены следующие габаритные параметры ОС (расчет световых диаметров компонентов проведён с учётом коэффициент запаса $k_d=2,2$):

Таблица 1. Результаты габаритного расчета

| d_1 , мм | d_2 , мм | d_3 , мм | L , мм | $f'_{кол}$, мм | $f'_{фок}$, мм | $D_{св1}$, мм | $D_{св2}$, мм |
|------------|------------|------------|----------|-----------------|-----------------|----------------|----------------|
| 91,0 | 127,6 | 132,8 | 385,8 | 85,0 | 150,0 | 12,1 | 12,3 |

При абберационном расчете были получены параметры компонентов и волновая абберация для всей ЛОС:

Таблица 2. Результаты абберационного расчета ОС ЛТГ

| г, мм | d, мм | n |
|---------|-------|----------------|
| - | 69,4 | 1 |
| 69,18 | 5,1 | 1,45 (КУ-1) |
| -83,18 | 125,6 | 1 |
| 69,82 | 4,7 | 1,45 (КУ-1) |
| -1836,0 | 129,4 | 1 |

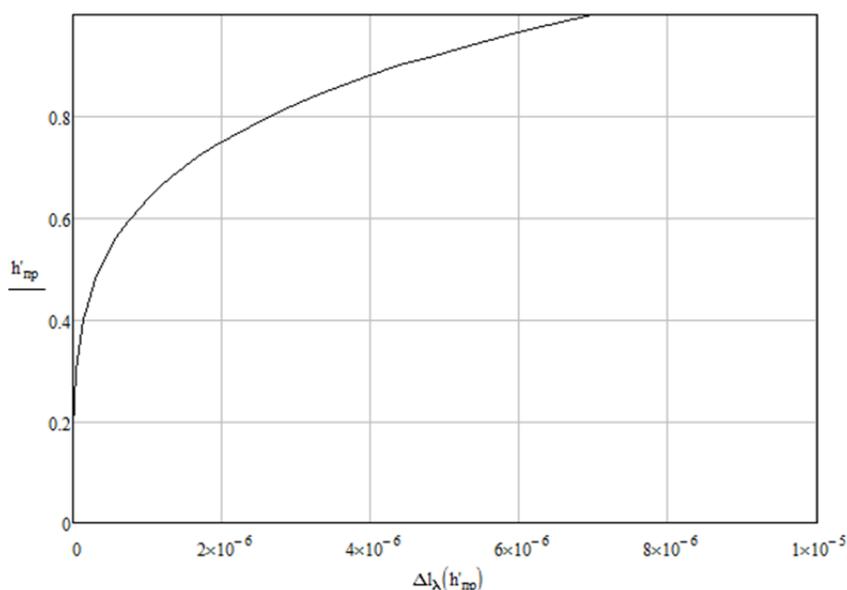


Рис. 3. График волновой абберации ОС ЛТГ:
 $h_{пр}$ -нормированный полу диаметр последнего компонента,
 $\Delta l_{\lambda}(h_{пр})$ – волновая абберация системы в длинах волн.

При расчете допусков учитывается влияние продольного смещения компонентов по отдельности, а также суммарное влияние перемещений узлов ОС ЛТГ. В результате проведённых расчётов можно сделать вывод, что незначительное смещение фокусирующего узла практически не влияет на смещение выходной перетяжки и на её диаметр. Смещение коллимирующего узла вносит большее влияние. Результаты этого расчета приведены в таблице 3:

Таблица 3. Допуска на продольное расположение коллиматора

| Продольное смещение коллиматора | Положение выходной перетяжки d_3 , мм | | | Смещение выходной перетяжки относительно номинального положения, мм |
|---------------------------------|---|--------|--------|---|
| | номинальное | min | max | |
| $\delta=0,2$ мм | 132,77 | 132,25 | 133,29 | 1,04 |
| $\delta=0,1$ мм | | 132,51 | 133,03 | 0,42 |

При смещении коллимационного узла на 200 мкм изменение диаметра перетяжки лежит в пределах одного микрона. Из расчёта также можно сделать вывод о том, что чем больше фокусное расстояние фокусатора и меньше фокусное расстояние коллиматора, тем жёстче допуск на продольное смещение коллиматора.

Применение данной методики расчета позволяет синтезировать ОС ЛТГ с минимальным искажением лазерного пучка. Волновая aberrация выходного излучения не превышает $10^{-4}\lambda$, что на три порядка меньше, чем того требует критерий Мерешала.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-08-00936 а.

1. А.Г. Григорьянц, В.В. Васильцов. *Пространственная структура излучения мощных волноводных лазеров для технологи.*, №6, (2012).
2. И.И. Пахомов, А.Б. Цибуля. *Расчет оптических систем лазерных приборов*, 152 , (1986).
3. Ю.А. Ананьев. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* ,264 , (1990).
4. И.И. Пахомов, А.Ф. Ширанков, П.А. Носов. *Описание, расчет и анализ искажений многомодовых лазерных пучков*, 77, № 2, 37-43, (2010).
5. П.А. Носов, В.Ю. Павлов, И.И. Пахомов, А.Ф. Ширанков, *Аберрационный синтез оптических систем, предназначенных для преобразования лазерных пучков*, 78, № 9, 34–44, (2011).
6. А.Г. Аниканов, И.И. Пахомов, А.Ф. Ширанков. *Структурный синтез лазерных оптических систем при ограничениях их параметров* , 77, № 2, 30–36, (2010).

СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ СТАЦИОНАРНЫХ РЕШЕТОК БРЭГГА И ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ

Погода А.П., Федин А.В., Сергеев А.А., Михайлова Н.С.

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ»
им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

Показана возможность стабилизации частоты генерации мощного малогабаритного импульсно-периодического Nd:YAG-лазера с поперечной полупроводниковой накачкой и многопетлевым самонакачивающимся ОВФ-резонатором при помощи стационарной Брэгговской решетки, что позволяет уменьшить ширину полосы генерации цуга импульсов до 4 пм.

Импульсные твердотельные лазеры с диодной накачкой и петлевым резонатором позволяют получить излучение с высокими энергетическими и пространственными характеристиками [1]. Обратная связь в таких лазерах обеспечивается динамическими решетками усиления, поэтому возможно получение генерации без выходного зеркала. Динамические решетки, обладая всеми свойствами голограмм, производят пространственную и спектральную селекцию мод в резонаторе, в результате чего ширина полосы генерации одиночного импульса сужается. Однако от импульса к импульсу частота излучения меняется в диапазоне полосы усиления, что не позволяет говорить о сужении линии генерации цугов импульсов. В данной работе проводятся исследования возможности стабилизации частоты излучения путем введения внутрирезонаторной стационарной Брэгговской решетки. Также произведено сравнение характеристик излучения таких лазеров с генерацией лазера на динамических решетках коэффициента усиления.

В работе была использована пропускающая объемная брэгговская решетка, записанная в фототерморефрактивном стекле [2], синтезированном в университете НИУ «ИТМО». Решетка была записана с помощью УФ излучения He-Cd лазера (325 нм) под длину волны генерации в 1064 нм в объеме стекла толщиной 1 мм. Угол дифракции на рабочей длине волны 27.1° . Дифракционная эффективность записанной решетки составила 90%.

В ходе предварительных работ стационарная брэгговская решетка была установлена под углом Брэгга в линейный резонатор лазера Nd:YAG с ламповой накачкой. В результате наблюдалось отклонение луча в первый порядок дифракции, что дает возможность сравнить излучение в лазере с селектированным и не селектированным по длине волны излучением. Для оценки спектральной селективности решетки были проведены сравнения ширины полосы генерации с отсутствием и наличием решетки в резонаторе. В качестве оборудования использовались нелинейный кристалл КТР и эталон Фабри-Перо с базой 5.1 мм.

Ширина полосы генерации с отсутствием решетки в резонаторе равна 15.7 пм. При наличии решетки выявлено, что поворот решетки приводит к возможности перестройки частоты в рамках полосы усиления. Поэтому ширина полосы генерации была измерена в трех различных положениях решетки: в длинноволновой области полосы усиления лазера с резонатором Фабри-Перо – 2,54 пм; в середине полосы усиления – 4.6 пм; в коротковолновой области полосы усиления – 2.72 пм. Генерация происходит только на длинах волн, попадающих одновременно в полосу усиления активной среды и в контур спектральной селективности решетки. Видно, что наличие решетки повышает спектральную яркость частотных компонент за счет того, что инверсия населенности не снимается побочными компонентами, не удовлетворяющими условию Брэгга.

Далее стационарная Брэгговская решетка была помещена в многопетлевой резонатор лазера с диодной накачкой. Накачка осуществляется 18 матрицами лазерных диодов СЛМ-3-2, пиковой мощностью до 2.1 кВт каждая. Суммарная максимальная энергия накачки 40 Дж. Излучение, развивающееся из спонтанной люминесценции, обходит последовательно зеркала 2-9, формируя внутрирезонаторные пучки. Пересечение пучков в активной лазерной среде

приводит к формированию решеток коэффициента усиления. Дифракция излучения сквозь решетки дает положительную обратную связь в резонаторе лазера, что дает возможность генерации в резонаторе без выходного зеркала, исключительно за счет явления обращения волнового фронта (ОВФ). Кроме того, динамика наведения решеток коэффициента усиления приводит к самомодуляции добротности. Наличие насыщающегося поглотителя повышает дифракционную эффективность решеток коэффициента усиления и, наряду с самомодуляцией, осуществляет пассивную модуляцию добротности, в результате чего формируются цуги импульсов длительностью 7-11 нс и энергией в одиночном импульсе порядка 180 мДж и общей энергией в цуге до 2.5 Дж. Пиковая мощность импульса достигает 15 МВт. При этом качество излучения близко к дифракционному пределу за счет коррекции внутрирезонаторных искажений ($M^2 = 1.2$). Кроме того, каждый импульс в цуге развивается на одной продольной моде за счет того, что преодолевающая порог генерации мода формирует собственный набор решеток коэффициента усиления и получает, таким образом, преимущество. Однако выбор частоты случаен в рамках полосы усиления, поэтому длина волны генерации смещается от импульса к импульсу.

Для стабилизации частоты в резонатор лазера вводится стационарная Брэгговская решетка, характеристики которой представлены в описании предыдущих экспериментов. За счет спектральной и угловой селективности решетки экспериментально выявлено сужение ширины полосы генерации цуга импульсов и стабилизация частоты генерации лазера. На рисунке 2 представлены интерферограммы, полученные при помощи измерительной части схемы (Рис.1). Интервал свободной дисперсии эталона Фабри-Перо составляет 28 пм.

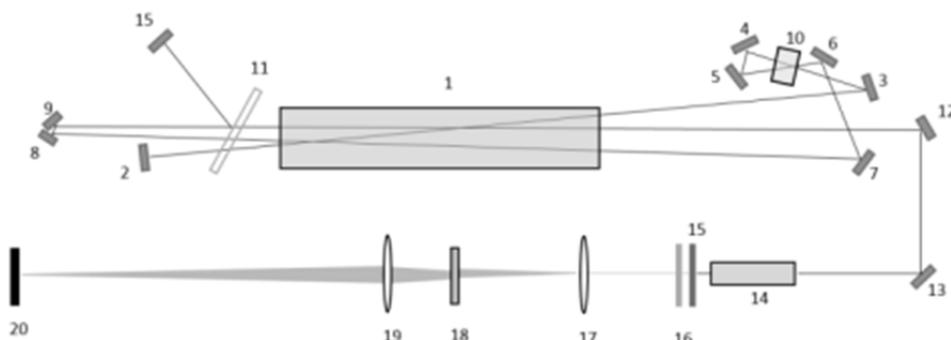


Рис. 1. Оптическая схема лазера с многопетлевым резонатором:

3-9, 12-13 – поворотные зеркала, 2, 15 – глухие зеркала, 1 – квантрон с активным элементом Nd:YAG, 10 – пассивный затвор LiF:F_2^- , 14 – нелинейный кристалл, для получения второй гармоники, 15 – инфракрасный фильтр, 16 – нейтральный фильтр, 17 – рассеивающая линза, 18 – эталон Фабри-Перо, 19 – собирающая линза, 20 – камера

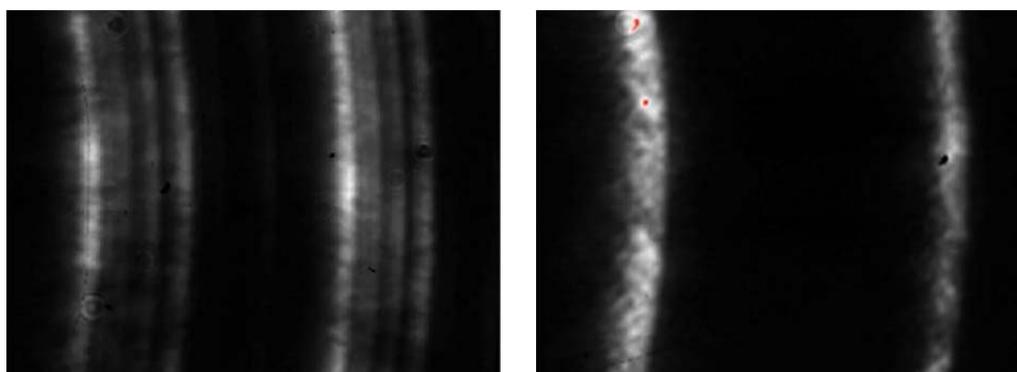


Рис. 2. Интерферограммы излучения:

слева – без решетки Брэгга, справа – при наличии решетки Брэгга в резонаторе

В случае отсутствия решетки ширина полосы генерации лазера составляет величину порядка 13 пм, а в случае наличия – сужается до 4 пм.

В результате показана возможность стабилизации частоты генерации лазера в режиме модуляции добротности, что позволяет существенно расширить спектр применения таких лазерных систем в области спектроскопии для исследования атмосферы, голографии и ряде других.

1. А.П. Погода, Г.В. Бурковский, П.С. Макаручук, И.С. Хахалин, А.С. Борейшо, А.В. Федин, *Письма в журнал технической физики*, **42**, № 6, 35-41, (2016)
2. S.A. Ivanov, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, V.A. Aseev, *Journal of Optical Technology*, **81**, № 6, 356-360, (2014).

КЛЕТОЧНЫЙ АВТОМАТ В ЗАДАЧАХ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ

Арабей С.О., Нилов И.С., Рождественский Ю.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена применению клеточного автомата в задачах имитационного моделирования. В рамках данной работы рассматриваются две новые возможности применения клеточного автомата: моделирование исторической динамики аграрных государств мира и моделирование лазерного охлаждения частиц.

Данная работа посвящена применению клеточного автомата в задачах имитационного моделирования нелинейной динамики. Используя возможности клеточного автомата, мы должны создать две имитационные модели. Первая модель – это модель геополитической динамики аграрных обществ мира. Вторая модель – модель лазерного охлаждения частиц, замедляемых потоком фотонов. Имитационное моделирование геополитики актуально в условиях неспокойной международной обстановки современности.

Наша модель геополитики аграрных государств построена на основе одной из самых известных формальных геополитических теорий аграрных обществ - теории, созданной Рендаллом Коллинзом [1]. Идеи Коллинза можно кратко описать следующим образом. Главная переменная аграрного государства - площадь территории. Она увеличивается в результате успешных военных кампаний. Военное поражение подразумевает потерю территории. Размер территории положительно влияет на «геополитические ресурсы»- количество налогов и рекрутов для армии, которые, в свою очередь, способствуют военному успеху. Однако увеличение территории государства приводит к увеличению «тыловых нагрузок»- расходов на обеспечение полицейских функций, извлечение ресурсов и охрану границ. Еще один немаловажный для аграрного государства фактор- это периферийное положение. Чем меньше с государством граничат другие страны, чем больше в качестве границ морей и гор- тем выгоднее периферийное положение. Оно благоприятствует военным успехам, но уменьшается по мере увеличения площади территории и протяженности границ.

На карте мира государство представляется в виде сетки квадратных территорий [2]. Мощность государства описывается с помощью двух переменных - площади A (измеряется числом квадратов, составляющих страну) и периметра C (измеряется числом пограничных квадратов). Мощность растет при увеличении A и уменьшается при увеличении C , так как для обороны более длинной границы нужно больше ресурсов. Учитывается специфика площади: различные клетки дают различный вклад в мощность в зависимости от числа людей, проживающих на территории этих клеток. Так же учитывается и специфика границ. Морские границы легче оборонять, поэтому при вычислении их протяженности каждая единица морской границы учитывалась как доля единицы сухопутной границы.

Функция мощности i -го государства выглядит следующим образом

$$P_i = \frac{A_i}{\alpha + \exp(\gamma C_i + \beta)} \quad (1)$$

Где переменные A и C - площадь и периметр государства, α , β и γ - положительные константы.

Положительные константы были подобраны следующим образом: $\alpha = 1$, $\gamma = 0,035$, $s^* = 15$. Из этих значений рассчитывался параметр β

$$\beta = \ln\left(\frac{\alpha}{2 * \gamma * s^* - 1}\right) - 4 * \gamma * s^* + 4 * \gamma = 1,036 \quad (2)$$

Соотношение сил государств определяет их успех в войне с соседями. Одна итерация соответствует одному двустороннему взаимодействию стран. Страна выбирается случайным образом (например, программа выбрала государство с номером i) и ее мощность сравнивается с мощностью каждого граничащего с ней государства. Из приграничных государств выбирается то, которое максимально отличается по силе от i , и две страны начинают войну. Более мощная страна побеждает с вероятностью:

$$W = 1 - 0,5 * \exp\left(-k * \left(\frac{P_i}{P_j} - 1\right)\right) \quad (3)$$

Где k рассчитывается следующим образом при $r^* = 1,5$ и

$$k = \frac{\ln(5)}{r^* - 1} = 3,219 \quad (4)$$

В противном случае побеждает слабая сторона. После завершения войны все приграничные квадраты между двумя государствами поглощаются победителем. Затем наугад выбирается другая страна, и т.д.

В нашей модели каждая клетка принадлежит одному из 53 регионов с собственным значением плотности населения. Значения плотности населения мы возьмем из [3]. В этой книге есть данные о населении планеты в различных регионах по годам. Это значение и будет присваиваться клетке как ее мощность. Таким образом, мощность государства становится прямо пропорциональна количеству населения. Именно люди являются движущей силой любого сообщества. Площадь и ее ресурсы только обеспечивают им существование. Добавление плотности населения в регионах должно позволить нам получить более реалистичные границы государств в разных точках планеты.

Наша модель будет охватывать период от 500 года (начало средневековья), до 1800 года (начало индустриальной эпохи). Со временем плотность населения в регионах будет меняться. Мы будем менять плотность населения регионов в нескольких контрольных точках: 500 год (старт моделирования, нулевая итерация), 1000 год (первая замена плотности населения, 8000 итерация), 1500 год (вторая замена плотности населения, 16000 итерация), 1800 год (конец моделирования, 20800 итерация) Сделано это для того, чтобы учесть неравномерность роста численности человечества.

На старте моделирования пространство суши на карте мира заполняется странами, которые представляют собой квадраты размером 3 на 3 клетки. Каждая клетка имеет размер 3 на 3 пикселя.

Мы проведем серию из 50 тестов. Результаты всех тестов в серии (снимки 20800 итерации) будут усреднены. Для усреднения полученных при многопроходной симуляции данных так же используется клеточный аппарат. Анализируя карту от левого верхнего угла, при обнаружении цветного пикселя (не белого) программа начинает формирование новой страны. К данному пикселю присоединяются, окрашиваясь, все пиксели, которые имеют тот же цвет на большом количестве карт, для этого анализируются соседние пиксели на всех картах. Считается, что нужно объединить в одну страну пиксели в том случае, если они имеют один и тот же цвет не менее чем на n карт. Число n подбирается подряд, то есть количество усредненных карт равно количеству усредняемых, притом на усредняемых картах различная степень усреднения. Клеточный аппарат продвигается во все стороны от каждого нового присоединенного пикселя, формируя новые страны, пока не натолкнется на такой, цвет которого не совпадает с цветом его соседа, уже присоединенного к усредненному государству, n раз.

После получения результатов 50 тестов в виде усредненной картинке, нам необходимо проверить этот результат на устойчивость. Для этого мы проведем аналогичные серии тестов 4 раза.

Изучим получившиеся рисунки (Рис.1). Мы можем увидеть страны, построенные практически одинаково на каждой из карт. В Европе мы видим Испанию, Великобританию, Швецию и Францию. На месте Германии, Австрии и северной Италии стабильно появляется государство, очень похожее на Австрийскую Империю. Балканское государство (Османская Империя) также заметно на каждой из карт. В восточной Европе появилось большое государство, одновременно напоминая Польшу и Россию. В остальных частях света картина получилась не столь гладкой. В Америке стабильно образуются Мексика и Аргентина. В Азии образуется Индия. Однако прочие регионы менее стабильны. Китай и Египет образуются, но имеют нестабильные границы. Во всех прочих регионах велико количество мелких государств.

Если мы посмотрим на карту Европы рубежа XVIII-XIX веков и сравним ее с нашими результатами, то заметим закономерность. Границы, смоделированные автоматом, своими очертаниями очень напоминают реальные государства начала XIX века. Первым бросается в

глаза государство, стабильно занимающее территории северной Италии, Австрии, части Балкан и части Германии. Оно очень похоже на реальную Австрийскую Империю. Так же на карте стабильно заметна крупная Франция с территориями в Германии и Нидерландах, очень напоминающая Империю Наполеона. На Балканах половину полуострова стабильно занимает Османская Империя. В восточной Европе всегда есть большое государство, напоминающее Европейскую часть Российской Империи.

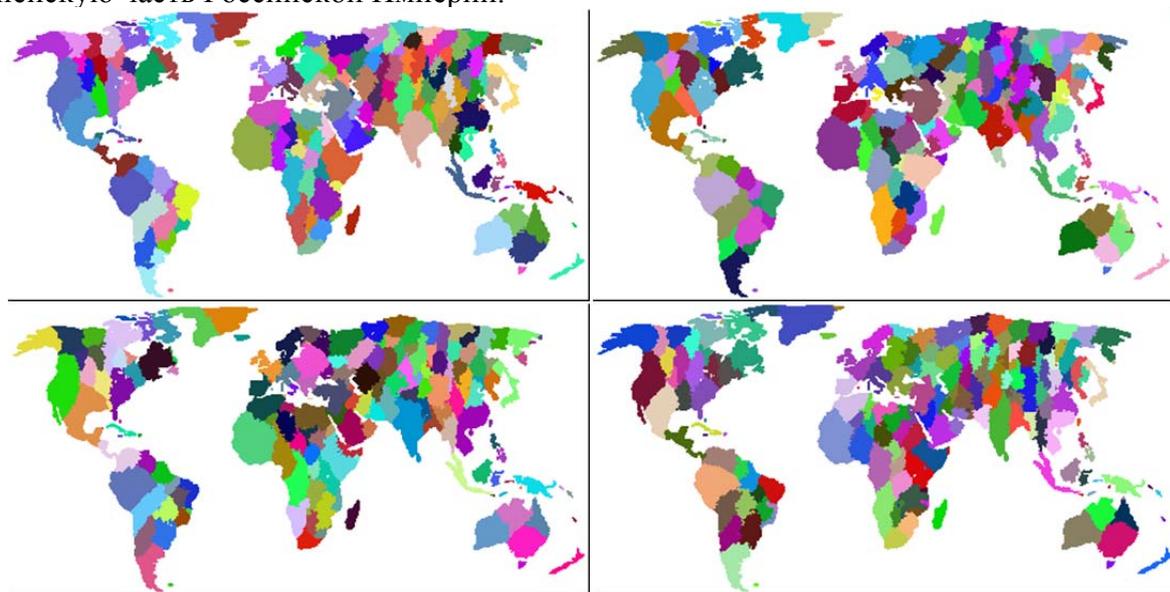


Рис. 1. Результаты усреднения четырех серий тестов

Можно сделать вывод, что созданная нами модель геополитики позволила нам с большой точностью отобразить границы в Европе. Однако неевропейские страны формируются более долго и менее точно. Возможно, это отражает некоторую задержку развития регионов мира в сравнении с Европой, имевшую место в истории.

Вторая разработанная нами модель - это имитационное моделирование лазерного излучения, выполненное нами с помощью клеточного автомата. Нашей задачей является корректная симуляция торможения частицы встречными фотонами, выполненная с целью получить скоростное распределение частиц при торможении и сравнить его с реально наблюдаемым.

С момента изобретения, лазер применялся для нагревания объектов. Этим он нашел применение во многих областях науки и техники. При поглощении излучения температура объектов увеличивалась согласно уравнениям термодинамики, но это не единственный возможный вариант применения лазера.

А. Кастлер и Я. Б. Зельдович опубликовали свою идею о возможности охлаждения вещества лазерным излучением [4,5]. Это возможно, если при рассеивании света на веществе будет происходить доплеровский сдвиг частоты. При этом энтропия лазерного излучения увеличится, а вещество охладится. Это явление наблюдалось экспериментально на ионах магния и бария в двухуровневом переходе при переизлучении фотонов.

Количественное описание изменения скоростей атома под воздействием силы светового давления $F=M \cdot A$ (M и A - масса и ускорение атома) можно описать с помощью численного решения уравнения Лиувилля:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial v} (A \omega) = 0 \quad (5)$$

Где $\omega = \omega(v, t)$ – распределение по скоростям.

Симуляция происходит для частиц отдельно, поскольку мы исключаем их взаимодействие в разреженном пучке. Лазерное излучение задается частотой столкновений, во время которых с определенной вероятностью происходит поглощение фотона с приобретением его импульса и переизлучение в случайном направлении, так же с приобретением импульса. Симуляция производится поочередно для большого количества частиц, имеющих разные скорости,

согласно нормальному распределению. По результатам анализируется статистическое распределение скоростей и траектории движения частиц.

На первом этапе симуляции задаются начальные параметры, такие как импульс фотонов, частота столкновений частиц с фотонами и скорость частиц. Скорость частиц задается в виде нормально распределенных случайных величин с математическим ожиданием $5 \cdot 10^3$ см/с.

Далее происходит симуляция отдельно для каждой частицы. Клеточный аппарат работает в системе координат, где каждая клетка имеет площадь один квадратный сантиметр. Движение осуществляется прибавлением к значению координаты значений проекций скоростей на горизонтальную и вертикальную оси, умноженных на промежуток времени между столкновениями с фотонами. Столкновения происходят на каждой итерации, но вероятность поглощения частиц рассчитывается по формуле

$$P = \frac{1}{2 + (\Delta - kv)^2} \quad (6)$$

где P – вероятность поглощения фотона, Δ – расстройка частот, k – переводной коэффициент, а v – скорость частицы. В случае если генератор случайных чисел получил число, меньшее вероятности поглощения фотона, то происходят поглощение и переизлучение фотона. При поглощении из проекции скорости частицы по горизонтальной оси вычитается импульс поглощенного фотона. При спонтанном переиспускании генерируется случайное число от 0 до 359, и, в зависимости от случайно полученного угла испускания, к обеим составляющим скорости частицы прибавляется часть импульса фотона. Изменение скорости, происходящее при столкновении фотона с частицей считается известным.

Рассмотрим результаты работы данной модели. Мы запустили симуляцию столкновения 2000 одинаковых частиц со встречным потоком фотонов. В результате мы получили траектории торможения каждой из частиц и изменение распределения скоростей во времени.

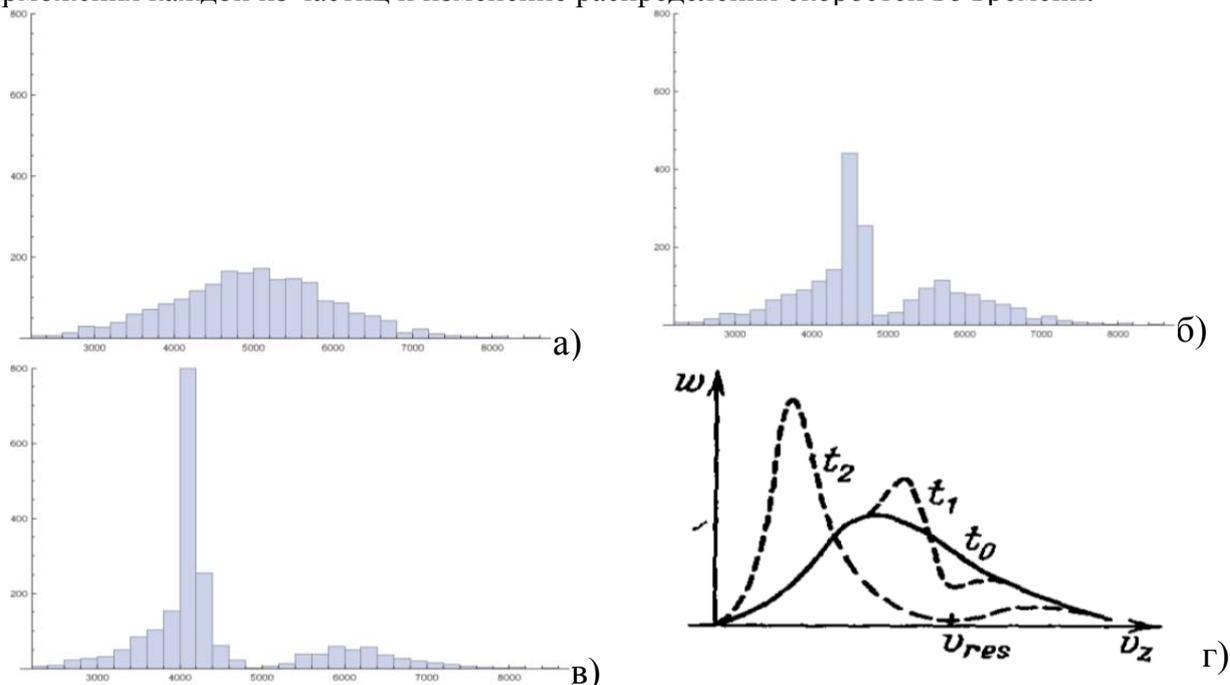


Рис. 2. Качественный характер скоростного распределения, полученный нами при моделировании. На рисунках а, б и в показано изменение распределения 2000 частиц по скоростям в метрах/сек со временем ($t_a < t_b < t_B$). На рисунке г – распределение, полученное при численном расчете воздействия силы светового давления на атомы ($t_0 < t_1 < t_2$).

На рис. 2 видно, что распределения, полученные в ходе моделирования, выглядят точно так же, как распределения, рассчитанные путем решения уравнения Лиувилля (34). Это говорит нам о том, что имитационное моделирование корректно отображает поведение частиц, тормозящихся об световое излучение. Имитационное моделирование клеточным автоматом успешно применимо в данной области физики.

В заключение можно сказать, что в рамках данной работы достигнуты следующие результаты:

1. Предложена модель геополитики аграрных государств с целью проверки основных положений геополитической теории аграрных обществ. Результаты модели показывают высокую точность моделирования границ аграрных государств в Европе. В остальных регионах мира результат моделирования получается более хаотичным. В качестве возможного пути совершенствования модели предлагается добавление в нее дополнительных геополитических факторов и рассмотрение регионов мира по отдельности.

2. Предложена имитационная модель лазерного охлаждения частиц. В ходе тестирования нами было получено изменение распределения по скоростям частиц, замедляемых потоком фотонов. Вид данного изменения распределения был аналогичен изменению распределения, получаемому при численном решении уравнения Лиувилля. Это говорит о том, что, применяя имитационное моделирование, мы можем получать корректные модели процесса лазерного охлаждения. В дальнейшем возможно совершенствование модели путем применения трехмерного моделирования и добавления дополнительных потоков фотонов, с целью моделирования трехмерных ионных ловушек.

1. Турчин П. В. Историческая динамика: На пути к теоретической истории/Пер. с англ./Изд. 2/Под общ. ред. ГГ Малинецкого, АВ Подлазова, СА Боринской/Предисл. ГГ Малинецкого/Синергетика: от прошлого к будущему //М.: URSS. – 2010. – Т. **368**. – С. 2016-30.01.

2. Artzrouni M., Komlos J. The formation of the European state system: A spatial “predatory” model //Historical Methods: *A Journal of Quantitative and Interdisciplinary History*. – 1996. – Т. **29**. – №. 3. – С. 126-134.

3. McEvedy C. et al. Atlas of world population history. – Penguin Books Ltd, Harmondsworth, Middlesex, England., 1978.

4. Зельдович Я. Б.— *Письма в ЖЭТФ*, 1974, т. **19**, с. 120.

5. В. И. Валькин, В. С. Летохов, В. Т. Миногин охлаждение атомов давлением лазерного излучения. *Успехи физических наук* 1985 г. Сентябрь, Том. **147**, вып. 1

НЕОБХОДИМОСТЬ СОЗДАНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКИ

Трохимчук П.П.

Восточноевропейский национальный университет,
Луцк, Украина

Рассматриваются вопросы, связанные с необходимостью создания и релаксационной оптики. Также проанализированы основные применения, и перспективные направления развития этого раздела современной физики.

Необходимость создания нового раздела физики, который позволил бы с единых позиций описать процессы необратимого воздействия оптического излучения на вещество, обусловлено развитием применения лазерного излучения в для технологических целей [1-3]. Кроме того, необходимо было с этих позиций проанализировать эффекты линейной и нелинейной оптики, более детально изучить процессы собственного поглощения излучения веществом, многофотонные процессы поглощения и т.п.

В основу релаксационной оптики (РО) была положена хронологически-энергетическая классификация процессов взаимодействия оптического излучения с веществом. Этот раздел физики является результатом системного синтеза следующих разделов современной науки: квантовая электроника, нелинейная оптика (НЛО), термодинамика необратимых процессов, физика плазмы, физическая химия и близких к ним других разделов современной физики и химии [1-3]. Согласно этой классификации существует три типа явлений РО: кинетические (в основном близкодействующие), динамические (в основном дальнедействующие) и смешанные.

Хронологически-энергетическая классификация позволяет «узаконить» иерархию возникновения процессов фотоионизации и последующих релаксаций: необратимой (фотохимической), плазменной (коллективной электродинамической) и тепловой (коллективной акустической). Эту классификацию целесообразно рассмотреть и с точки зрения теории когерентности (теория когерентных структур). Практически это расширение теории когерентности на динамические и необратимые процессы. При этом фазовые превращения в облученных материалах можно рассматривать как эволюцию когерентных структур.

РО можно рассматривать и как расширение НЛО на необратимые явления. Как известно, в основу нелинейной оптики положено разложение в ряд диэлектрической проницаемости среды по степеням напряженности электрического поля. В основу «электродинамического» представления положена классификация явлений нелинейной и релаксационной оптики, которая основана на тензоре Пойнтинга, построенного на тензорном произведении рядов Маклорена магнитной и электрической индукции с комплексными магнитной и диэлектрической проницаемостями среды, по степеням напряженностей магнитного и электрического полей [1-3]. Эта классификация позволила наряду с известными нелинейнооптическими явлениями, определить целые классы как нелинейнооптических, так и релаксационнооптических явлений. В частности, здесь можно проклассифицировать возникновение «электрических», «магнитных» и «электромагнитных» поверхностных и объемных процессов и явлений, включая поверхностные плазмон-поляритоны, эффекты связанные с теорией Лугового-Прохорова движущихся фокусов, лазерно-индуцированное просветление облучаемого материала и т.п.

Классификации РО позволяют определить как иерархию возможных процессов и явлений для конкретного типа взаимодействия оптического излучения с веществом, так и помочь выбрать соответствующий аппарат с привлечением тех разделов физики и химии, которые позволяют наиболее адекватно описать наблюдаемые явления.

Большое значение в релаксационной оптике имеет природа поглощения: рассеяние света на стабильных или нестабильных или метастабильных центрах. Пренебрежение этим фактом приводит иногда к неверной интерпретации результатов эксперимента. Так, например, при объяснении лазерного отжига ионноимплантированных шаров кремния (ширина запрещенной

зоны 1,06 эВ) импульсным излучением неодимового лазера (энергия кванта излучения 1,16 эВ) в основном использовалась термическая модель. Однако известно, что неимплантированный материал имеет коэффициент поглощения этого излучения 60 см^{-1} , аморфный – 10^4 см^{-1} , а аморфный с примесью галлия – $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ [4]. Два последних случая соответствуют коэффициенту поглощения ионноимплантированного слоя, а это поглощение нестабильными и метастабильными центрами. В этом случае главную роль имеют фотохимические процессы, тепловые, если они только возникают дают тот же эффект. Поэтому время облучения здесь большого значения не имеет: главное набрать интегральную дозу облучения. Это предположение целиком себя оправдало при объяснении выбора режимов облучения при лазерном отжиге ионноимплантированных шаров антимонида индия (ширина запрещенной зоны 0,18 эВ) и арсенида индия (ширина запрещенной зоны 0,36 эВ). Излучение импульсным излучением рубинового (энергия кванта излучения 1,78 эВ) и неодимового лазера приводит к образованию инверсионных донорных шаров на поверхности этих полупроводников и это связано с фазовыми превращениями в облученном материале. Причем для наносекундного режима облучения для получения инверсионных стабильных слоев плотность энергии в 50-400 раз меньше, чем для миллисекундного режима облучения. Дело в том, что коэффициент собственного поглощения излучения рубинового лазера в антимониде индия равен $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, в арсениде индия в два раза меньше. Здесь мы имеем по сравнению с кремнием противоположный эффект: с уменьшением длительности облучения эффект образования фазовых превращений более интенсивный при значительно меньших плотностях энергии облучения. С помощью излучения рубинового и неодимового лазера эффективный лазерный отжиг ионноимплантированных шаров антимонида и арсенида индия невозможен. Тот же вывод был сделан для кристаллов $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ и $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$ (ширина запрещенной зоны обеих соединений $\sim 0,12 \text{ эВ}$). Для лазерного отжига нужно выбрать излучение, которое поглощается ионноимплантированным слоем (нестабильными и метастабильными центрами). Коэффициент поглощения излучения CO_2 -лазера (энергия кванта излучения 0,12 эВ) для ионноимплантированных слоев InSb и InAs со средней дозой облучения составляет $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$, в то время как коэффициент поглощения этого излучения неимплантированными материалами на три порядка меньше. Длительность облучения в данном случае большой роли не играет: облучение импульсами длиной 1 мкс и непрерывным излучением CO_2 -лазера приводит к полному отжигу дефектов при плотности энергии облучения 10 Дж/см^2 для антимонида индия и 12 Дж/см^2 для арсенида индия. Только в этом случае были получены вольт-амперные характеристики с параметрами близкими к теоретическому пределу [1-3]. Иными словами, для эффективного лазерного отжига ионноимплантированных слоев важную роль имеет спектральный состав излучения и природа рассеяния света. Основные процессы при этом фотокристаллохимические.

Для объяснения этих явлений была создана физико-химическая каскадная модель поэтапного возбуждения химических связей в режиме насыщения возбуждения. Для рассеяния света стабильными центрами была построена цепочка времен релаксации, которая удовлетворительно объясняет экспериментальные результаты. Для рассеяния света нестабильными и метастабильными центрами время облучения несущественно, так как в этом случае решающую роль имеет интегральная доза.

Для объяснения экспериментальных результатов по облучению антимонида и арсенида индия излучением рубинового лазера было выбрана двумерная решетка сфалерита, а кремния фазовая диаграмма. Расчеты были проведены в обе стороны, как для стабильной, так и нестабильной фазы. Была объяснена цепочка явлений, в зависимости от интенсивности облучения начиная с лазерной генерации и заканчивая хаотизацией лазерного излучения и разрушением облучаемого материала. Аналогичные расчеты были проведены для германия и аллотропных форм углерода [1-3]. Были объяснены экспериментальные результаты по лазерно-индуцированным трансформациях алмаз – графит, графит – алмаз, графит – фуллерен, графит – углеродные нанотрубки, образование гексагональной фазы при облучении германия кубической модификации [1-3]. Также предсказано получение каскада более низкосимметричных фаз кремния и германия при лазерном облучении на основе перехода

между фазами с разными координационными числами [1-3]. Причем отмечено, что возможны и обратные переходы, только следует выбрать соответствующие режимы облучения.

Полученные результаты дополняют методы нелинейной оптики методами релаксационной оптики. Так, двухфотонное поглощение излучения рубинового лазера антимолибденом приводит к интенсивным фазовым превращениям облученного материала (новые фазы отжигаются лишь при температуре 400°C) [1-3]. Это может служить ответом на утверждение И.Р. Шена о невозможности генерации гармоник в области собственного поглощения материала [5]. Таким образом, методы РО дополняют методы НЛО. Это направление представляется нам довольно перспективным [1-3].

Такой физико-химический подход дополняет электродинамические подходы, в частности поляритон-плазмонную концепцию В.С. Макина [6] образования поверхностных лазерно-индуцированных интерферограмм и их «микроструктуры» (наноколонн и нанохолмов), так как он позволяет определить структуру и физико-химический состав лазерно-индуцированных структур [1-3].

К перспективным направлениям развития релаксационной оптики следует отнести создание моделей смешанных процессов и явлений РО, включая многоцелевые поверхностные и объемные нано и микроструктуры [3]. Представляет интерес фактическая реализация процессов и явлений, которые предсказаны «электромагнитной» классификацией РО [3]. Особенный интерес представляют процессы и явления, в которых различные эффекты действуют как в одном, так и противоположных направлениях.

Области применения процессов и явлений РО кроме оптоэлектроники (минитюаризация элементов оптоэлектронных систем и создание новых полифункциональных элементов этих систем) могут быть расширены на биофизику, радиационную физику твердого тела, искусство.

1. П.П. Трохимчук, *Успехи прикладной физики*, **3**, 325-341, (2015).

2. P.P. Trokhimchuck, *Int. J. Adv. Res. Phys. Sc.*, **2**, Is.3, 22-33, (2015).

3. P.P. Trokhimchuck, *Relaxed Optics: Realities and Perspectives*, Saarbrücken, Lambert Academic Publishing, **250**, (2016).

4. Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай, *Физика мощного лазерного излучения*, Москва, Наука, 312, (1991)

5. И.Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Москва, Наука, **560**, (1989)

6. В.С. Макин, *Закономерности образования упорядоченных микро- и наноструктур в конденсированных средах при лазерном возбуждении мод поверхностных поляритонов*, Дисс. на соискание д.ф.-м.н., Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, **384** (2013)

ЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМНЫХ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ

Волков П.Д., Рождественский Ю.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена возможность локализации атомных населенностей щелочноземельных металлов в полях стоячих и бегущих световых волн при помощи аппарата матрицы плотности

Рассмотрим четырехуровневую схему, присущую щелочноземельным металлам (рис. 1)

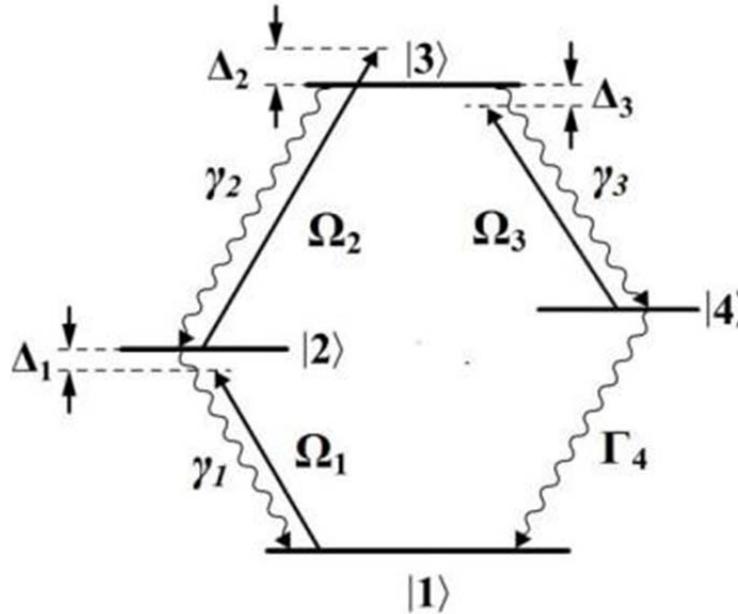


Рис. 1. Рассматриваемая схема уровней щелочноземельных металлов

На переходы $|1\rangle\text{-}|2\rangle$, $|2\rangle\text{-}|3\rangle$, $|3\rangle\text{-}|4\rangle$ действуют поля с частотами Раби и расстройками Ω_1 и Δ_1 , Ω_2 и Δ_2 , Ω_3 и Δ_3 соответственно. Релаксации населенностей γ_1 , γ_2 и γ_3 проходят по каналам $|2\rangle\text{-}|1\rangle$, $|3\rangle\text{-}|2\rangle$ и $|4\rangle\text{-}|3\rangle$. Действующее поле можно представить в виде суперпозиции трех полей:

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_1 E_1 \cos(\omega_1 t + \mathbf{k}_1 \mathbf{r}) + \mathbf{e}_2 E_2 \cos(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r}) + \mathbf{e}_3 E_3 \cos(\omega_3 t - \mathbf{k}_3 \mathbf{r}), \quad (1)$$

где E_i - амплитуды полей, \mathbf{e}_i - векторы поляризации волн, ω_i - круговые частоты, \mathbf{k}_i - волновые вектора.

Для описания динамики системы воспользуемся аппаратом матрицы плотности. Согласно уравнению Лиувилля для элементов $\tilde{\rho}_{ij}(x, y, t)$ матрицы

$$i\hbar \dot{\tilde{\rho}}_{ij} = [H, \tilde{\rho}]_{ij} + i\Gamma_{ij} \tilde{\rho}_{ij} \quad (2)$$

Гамильтониан системы запишем в виде $H = H_0 + V$, где H_0 определяет энергию атома без учета оптических полей, а $V = -\frac{1}{\hbar} ((\mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{e}_1)E_1 + (\mathbf{d}_{23} \cdot \mathbf{e}_2)E_2 + (\mathbf{d}_{34} \cdot \mathbf{e}_3)E_3)$ учитывает взаимодействие атома с излучением (здесь \mathbf{d}_{ij} - элемент матрицы оператора дипольного взаимодействия).

Скорости спонтанных распадов Γ_{ij} элементов $\tilde{\rho}_{ij}(x, y, t)$. Релаксация населенностей определяется шириной верхнего уровня $2\gamma = \gamma_2 + \gamma_3$, а скорости релаксации недиагональных

элементов $\Gamma_{ij} (i \neq j)$ зависят также от других факторов, таких как столкновения, конечная ширина спектральной линии и т.д.

В итоге выражения для элементов матрицы плотности $\tilde{\rho}_{ij}(x, y, t)$ принимают вид:

$$\begin{aligned}
i\dot{\rho}_{11} &= \Omega_1(\rho_{21} - \rho_{12}) + 2i\gamma_1\rho_{22} + i\Gamma_4\rho_{44}, \\
i\dot{\rho}_{22} &= \Omega_1(\rho_{12} - \rho_{21}) + \Omega_2(\rho_{32} - \rho_{23}) - 2i\gamma_1\rho_{22} + 2i\gamma_2\rho_{33}, \\
i\dot{\rho}_{33} &= \Omega_2(\rho_{23} - \rho_{32}) + \Omega_3(\rho_{43} - \rho_{34}) - 2i\Gamma_{23}\rho_{33}, \\
i\dot{\rho}_{44} &= \Omega_3(\rho_{34} - \rho_{43}) + 2i\gamma_3\rho_{33} - i\Gamma_4\rho_{44}, \\
i\dot{\rho}_{12} &= \Delta_1\rho_{12} - \Omega_1(\rho_{11} - \rho_{22}) - \Omega_2\rho_{13} - i\gamma_1\rho_{12}, \\
i\dot{\rho}_{13} &= (\Delta_1 + \Delta_2)\rho_{13} + \Omega_1\rho_{23} - \Omega_2\rho_{12} - \Omega_3\rho_{14} - i\Gamma_{12}\rho_{13} / 2, \\
i\dot{\rho}_{14} &= (\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3)\rho_{14} + \Omega_1\rho_{24} - \Omega_3\rho_{13} - i\gamma_1\rho_{14} / 2, \\
i\dot{\rho}_{23} &= \Delta_2\rho_{23} - \Omega_2(\rho_{22} - \rho_{33}) + \Omega_1\rho_{13} - \Omega_3\rho_{24} - i\Gamma_{23}\rho_{23}, \\
i\dot{\rho}_{24} &= (\Delta_2 - \Delta_3)\rho_{24} + \Omega_1\rho_{14} + \Omega_2\rho_{34} - \Omega_3\rho_{23} - i\Gamma_{23}\rho_{24} / 2, \\
i\dot{\rho}_{34} &= \Delta_3\rho_{34} - \Omega_3(\rho_{44} - \rho_{33}) - \Omega_2\rho_{24} + i\Gamma_{23}\rho_{34},
\end{aligned} \tag{3}$$

где вследствие эрмитовости матрицы плотности $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$; $\Omega_1 = \frac{(\mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{e}_1)E_1}{2\hbar}$,

$\Omega_2 = \frac{(\mathbf{d}_{23} \cdot \mathbf{e}_2)E_2}{2\hbar}$, $\Omega_3 = \frac{(\mathbf{d}_{34} \cdot \mathbf{e}_3)E_3}{2\hbar}$, $\Gamma_{ij} = \gamma_i + \gamma_j$. Выражения (3) получены с использованием резонансного приближения, а также приближения вращающейся волны.

Решая систему уравнений (3) в стационарном случае (пренебрегая временными производными, т.е. считая время взаимодействия достаточно большим $t \gg \gamma^{-1}$, Γ_{ij}^{-1}), получаем выражения для населенностей системы

$$\begin{aligned}
\rho_{11} &= \frac{d(3b - 2a - 1 + e(a - 2b + 1)) + c(e + a - 1 - 3b + d(a - b - e + 1))}{b(1 - 3(c - d) + cd + 2e(d - 1)) + e(1 + a(3d - 1) + 2e(1 - d)) + 2d(c - a) + ac(1 + d) + 3d - 1}, \\
\rho_{22} &= \frac{d(b + e + ae - 2be - 1) + c(d + e - de + 1)}{b(1 - 3(c - d) + cd + 2e(d - 1)) + e(1 + a(3d - 1) + 2e(1 - d)) + 2d(c - a) + ac(1 + d) + 3d - 1}, \\
\rho_{33} &= \frac{d(e(a - 2b - 1) + b + 1)}{b(2e(d - 1) + c(3 + d) - 3d + 1) - a(c - d(c - 2) + e(d - 1)) + e(2c(d - 1) - 3d - 1) + d(3 - 2c) + 1}, \\
\rho_{44} &= \frac{b(2e - 1) + e(1 - a) - 1}{b(1 - 3(c - d) + cd + 2e(d - 1)) + e(1 + a(3d - 1) + 2e(1 - d)) + 2d(c - a) + ac(1 + d) + 3d - 1}, \\
\text{где } a &= \frac{\gamma^2}{\Omega_1^2}, \quad b = \frac{\gamma^2}{\Omega_2^2}, \quad c = \frac{\Omega_3^2}{\Omega_2^2}, \quad d = \frac{\Gamma_4}{2\gamma}, \quad e = \frac{\Omega_1^2}{\Omega_2^2}.
\end{aligned} \tag{4}$$

Заметим, что полученные выражения не имеют никаких дополнительных ограничений на значения частот Раби и расстроек полей.

Рассмотрим случай, при котором стоячая волна с пространственно-зависимой частотой Раби $\Omega_1(x) = \Omega_1 \cos(kx)$ действует на переход $|1\rangle$ - $|2\rangle$, в то время как бегущие волны с частотами Раби Ω_2 и Ω_3 действуют на переходы $|2\rangle$ - $|3\rangle$ и $|3\rangle$ - $|4\rangle$ соответственно.

На рисунке 2 представлены результаты расчета для населенностей атома. Наилучшие параметры локализации были подобраны в соответствии с выражениями (4).

Из рисунка видно, что атомы в нижнем состоянии $|1\rangle$ локализованы с высокой точностью.

Рассмотрим теперь случай, когда стоячая волна с пространственно-зависимой частотой Раби $\Omega_3(x) = \Omega_3 \cos(kx)$ действует на переход $|3\rangle$ - $|4\rangle$. Два других перехода $|1\rangle$ - $|2\rangle$ и $|2\rangle$ - $|3\rangle$ связаны бегущими волнами Ω_1 и Ω_2 соответственно.

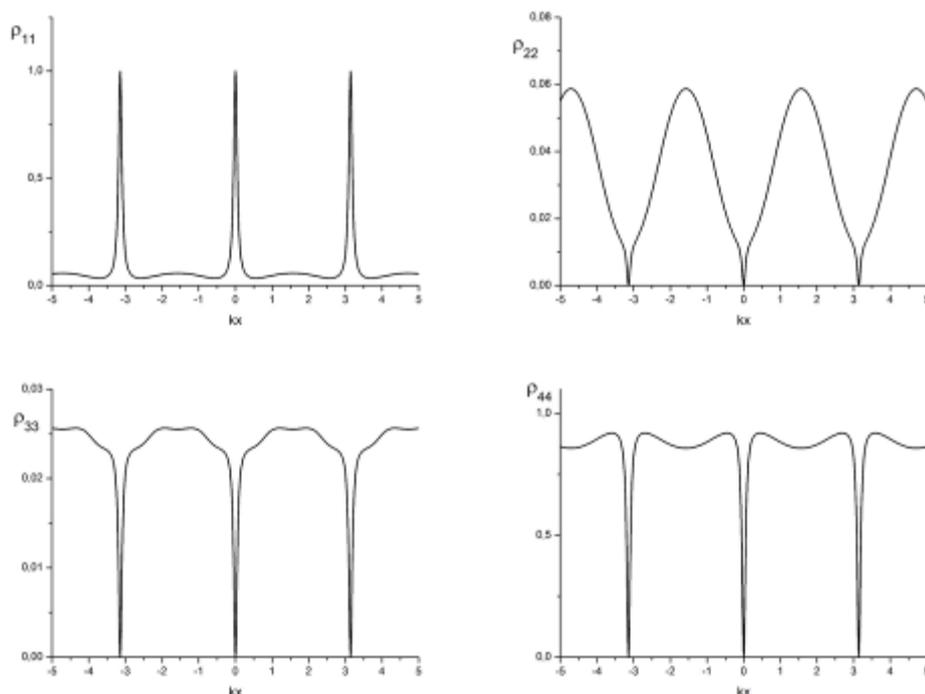


Рис. 2. Населенности четырехуровневого щелочноземельного атома в зависимости от пространственной координаты (kx) при воздействии стоячей волны на переход $|1\rangle$ - $|2\rangle$. Параметры системы: $\gamma_{1,2,3} = \gamma$, $\Gamma_4 = 0.05\gamma$, $\Omega_1 = 15\gamma$, $\Omega_2 = 10\gamma$, $\Omega_3 = 0.1\gamma$, $\Delta_1 = 7\gamma$, $\Delta_2 = 0.1\gamma$, $\Delta_3 = 2\gamma$

Аналогично предыдущему случаю, результаты представлены на рисунке 3.

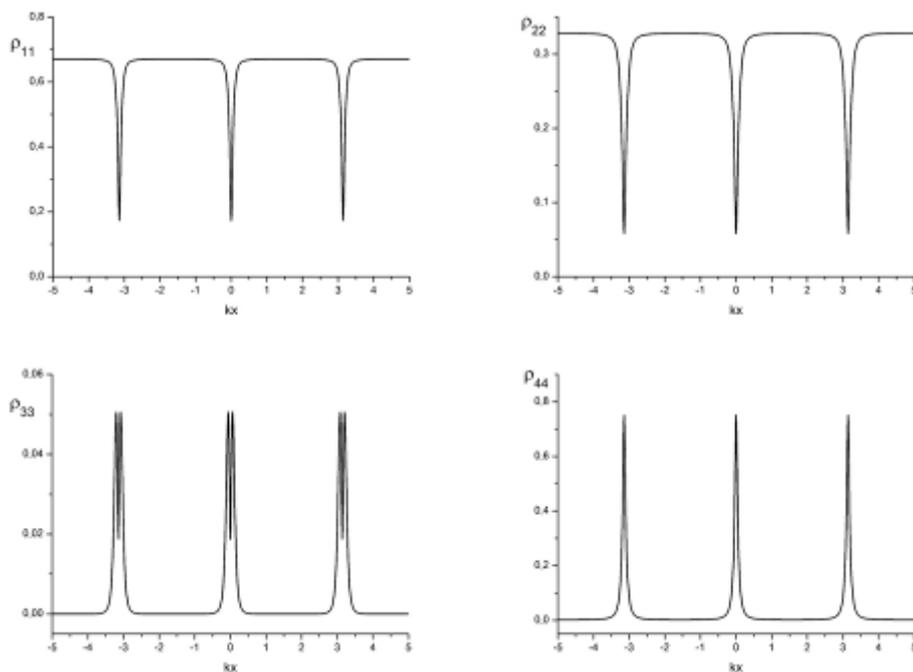


Рис. 3. Населенности четырехуровневого щелочноземельного атома в зависимости от пространственной координаты (kx) при воздействии стоячей волны на переход $|3\rangle$ - $|4\rangle$. Параметры системы: $\gamma_{1,2,3} = \gamma$, $\Gamma_4 = 0.05\gamma$, $\Omega_1 = 1\gamma$, $\Omega_2 = 1\gamma$, $\Omega_3 = 15\gamma$, $\Delta_1 = 0.2\gamma$, $\Delta_2 = 0.1\gamma$, $\Delta_3 = 1\gamma$

В этом случае точность локализации атомов в $|4\rangle$ состоянии достигает 0.06λ .

Таким образом, показана возможность локализации щелочноземельных металлов в одном из внутренних состояний на масштабах много меньше длины волны излучения.

СПОНТАННЫЙ ПЕРЕНОС КОГЕРЕНТНОСТИ И НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПАРАМИ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В СВЕРХТОНКИХ ЯЧЕЙКАХ

Вартанян Т.А., Полищук В.А., Саргсян А.^{*}, Крастева А.^{**},
Каргалева С.^{**}, Тодоров Г.^{**}

Университет ИТМО, Кронверский пр. 49, С.-Петербург, 197101, Российская Федерация

^{*}Institute for Physical Research, National Academy of Sciences of Armenia, Ashtarak-2, Armenia

^{**}Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences, boul. Tzarigradsko shosse 72, 1784 Sofia, Bulgaria

Методом теории возмущений по интенсивности возбуждающего поля рассчитаны спектры флуоресценции и нелинейного поглощения паров Cs¹³³, заключенных в сверхтонкую ячейку. Благодаря точному учету вырождения подуровней сверхтонкой структуры достигнуто количественное согласие с данными эксперимента.

Субдоплеровская спектроскопия паров щелочных атомов получила новый импульс после разработки сверхтонких ячеек[1]. С использованием стандартных спектроскопических методов регистрации был обнаружен ряд таких особенностей в спектрах поглощения, отражения и флуоресценции, которые не наблюдаются в обычных (сантиметровых) кюветках. Основная причина формирования субдоплеровских структур в спектрах является сильно выраженная пространственная анизотропия сверхтонких ячеек.

В представленной работе описание взаимодействия резонансного лазерного поля с парами щелочных металлов в сверхтонкой ячейке проведено с помощью теории возмущений по лазерному полю. Нелинейная поляризация атомов рассчитана для произвольных значений полных моментов резонансных уровней при возбуждении линейно поляризованным лазерным полем. Уравнения движения для статистического оператора $\hat{\rho}$ в представлении неприводимых тензорных операторов были решены с учетом переходных процессов, индуцированных столкновениями атомов со стенками кюветы[2]-[4] и переноса населенности и когерентности спонтанным излучением с верхних уровней. Получены аналитические решения для компонент тензора ρ_q^κ ($\rho = f, \varphi, \xi$), характеризующих населенность и выстраивание верхнего (f_q^κ) и нижнего (φ_q^κ) резонансных уровней и оптическую когерентность (ξ_q^κ) с точностью до членов третьего порядка по лазерному полю, исходя из хорошо известных уравнений[5]

$$v \frac{\partial}{\partial x} f_q^\kappa + \gamma_f^\kappa f_q^\kappa = ih^{-1} (2F_\varphi + 1)^{-1/2} \sum_{\kappa' q' Q} E_{-Q}(x) C_{qq'Q}^{\kappa \kappa'} \left[d \xi_{q'}^{\kappa'}(x, v) + d^* (\xi_{-q'}^{\kappa'}(x, v))^* (-1)^{\kappa + \kappa' + q'} \right], \quad (1a)$$

$$+ (2F_f + 1) \gamma_f^\kappa N_f W(v) \delta_{\kappa 0} \\ v \frac{\partial}{\partial x} \varphi_q^\kappa + \gamma_\varphi^\kappa \varphi_q^\kappa = (-1)^\kappa ih^{-1} (2F_\varphi + 1)^{-1/2} \sum_{\kappa' q' Q} E_{-Q}(x) (-1)^{\kappa'} B_{qq'Q}^{\kappa \kappa'} \left[d \xi_{q'}^{\kappa'}(x, v) + d^* (\xi_{-q'}^{\kappa'}(x, v))^* (-1)^{\kappa + \kappa' + q'} \right] \\ + (2F_\varphi + 1) \gamma_\varphi^\kappa N_\varphi W(v) \delta_{\kappa 0} + \Gamma_{F_f F_\varphi}^\kappa f_q^\kappa \quad (1b)$$

$$v \frac{\partial}{\partial x} \xi_q^\kappa(x, v) + \left[\gamma_\xi^\kappa + i(\omega_0 - \omega_{las}) \right] \xi_q^\kappa(x, v) = ih^{-1} (2F_f + 1)^{-1/2} d^* \times \\ \sum_{\kappa' q' Q} E_{-Q}(x) \left[S_{qq'Q}^{\kappa \kappa'} f_{q'}^{\kappa'} + (-1)^{\kappa + \kappa'} R_{qq'Q}^{\kappa \kappa'} \varphi_{q'}^{\kappa'} \right] \quad (1c)$$

где

$$C_{qq'Q}^{\kappa \kappa'} = (-1)^{2F_\varphi + q'} (2F_f + 1)^{1/2} (2\kappa' + 1) \begin{Bmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ F_f & F_f & F_\varphi \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ -q' & Q & q \end{Bmatrix} \quad (2)$$

$$R_{qq'Q}^{\kappa\kappa'} = (-1)^{2F_\varphi+q'} (2F_f+1)^{1/2} (2\kappa'+1) \begin{Bmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ F_f & F_\varphi & F_\varphi \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \kappa' & 1 & \kappa \\ -q' & Q & q \end{Bmatrix}$$

$V_{qq'Q}^{\kappa\kappa'}$ и $S_{qq'Q}^{\kappa\kappa'}$ получаются заменой $F_f \rightarrow F_\varphi$ соответственно из $C_{qq'Q}^{\kappa\kappa'}$ и $R_{qq'Q}^{\kappa\kappa'}$

$$d \equiv (F_f \| d \| F_\varphi) \equiv \| d_{F_f F_\varphi} \|$$

и

$$\| d_{F_f F_\varphi} \| = \| d_{J_f J_\varphi} \| (-1)^{2J_\varphi+J_f+F_f+I} [(2F_f+1)(2J_\varphi+1)]^{1/2} \begin{Bmatrix} I & J_f & F_f \\ 1 & F_\varphi & J_\varphi \end{Bmatrix} \quad (3)$$

Как видно из представленных уравнений, спонтанное излучение с верхнего уровня $\Gamma_{F_f F_\varphi}^{\kappa} f_q^{\kappa}$ сопровождается переносом зеэмановской когерентности. Согласно [6] и учитывая нормировку Дьяконова для НТО [5], находим

$$\Gamma_{F_f F_\varphi}^k = (-1)^{F_f+F_\varphi+k+1} \gamma_f (2F_\varphi+1)(2J_f+1) \times \begin{Bmatrix} F_f & F_\varphi & 1 \\ J_\varphi & J_f & I \end{Bmatrix}^2 \sqrt{(2F_f+1)(2F_\varphi+1)} \begin{Bmatrix} F_f & F_f & \kappa \\ F_\varphi & F_\varphi & 1 \end{Bmatrix} \quad (4)$$

Здесь, γ_f полная вероятность распада верхнего уровня. Следует отметить, что релаксационный параметр $\Gamma_{F_f F_\varphi}^k$ учитывает потери в канале $F_f \rightarrow F_\varphi$.

Учет спонтанного переноса с верхнего уровня позволил связать изменение знака нелинейного резонанса на замкнутом переходе [7] с аналогичным обращением знака продольного выстраивания нижнего состояния, зависящим от главных квантовых чисел перехода, толщины кюветы и температуры. В отличие от других работ, характеристические константы распада γ_ρ^k , ($\rho = f, \varphi$) населенностей ($k=0$) и γ_f^k выстраивания ($k=2$) резонансных уровней, и оптической когерентности γ_ξ^k предполагаются различными.

На рис. приведены результаты сравнения теоретических и экспериментальных спектров флуоресценции и поглощения паров Cs^{133} на свехтонком переходе $F_\varphi = 4 \rightarrow F_f = 3, 4, 5$ D₂ линии цезия ($6s^2S_{1/2} \rightarrow 6s^2P_{3/2}$, $\lambda = 852,35 \text{ nm}$), для двух толщин свехтонкой кюветы $l=(1/2)\lambda$ и $(3/2)\lambda$.

Рис. а демонстрирует чувствительность теоретических контуров флуоресценции к расчетным параметрам γ_ξ^1 и $\gamma_f^0 = 2\gamma_\xi^1$ при толщине кюветы $l=(3/2)\lambda$.

На Рис. б показано хорошее согласие результатов расчета с экспериментальным спектром люминесценции паров для значения $\gamma_\xi^1 = 5 \text{ MHz}$.

Рис. с, d иллюстрируют согласие теоретически рассчитанных спектров абсорбции с экспериментом для двух толщин СТК - $l=(3/2)\lambda$ и $(1/2)\lambda$ соответственно.

Доплеровское уширение, полностью маскирующее свехтонкую структуру верхнего уровня в обычных кюветах, при использовании свехтонкой кюветы не препятствует наблюдению переходов на уровни свехтонкой структуры верхнего уровня, несмотря на то, что они разделенные интервалами в 203 и 253 МГц, вдвое меньшими доплеровской ширины.

Эта работа была поддержана грантом PIRSES-GA-2012-295264 по программе "Coherent optics sensors for medical applications-COSMA", входящей 7-ую рамочную программу Европейского сообщества (Marie Curie International Research Staff Exchange Scheme Fellowship), совместным Российско-Армянским грантом (РФФИ 15-52-05030 и 15 RF-024), в также Минобрнауки РФ (2014/190). Г.Т. благодарит д-ра Д. Славова за помощь в численных расчетах.

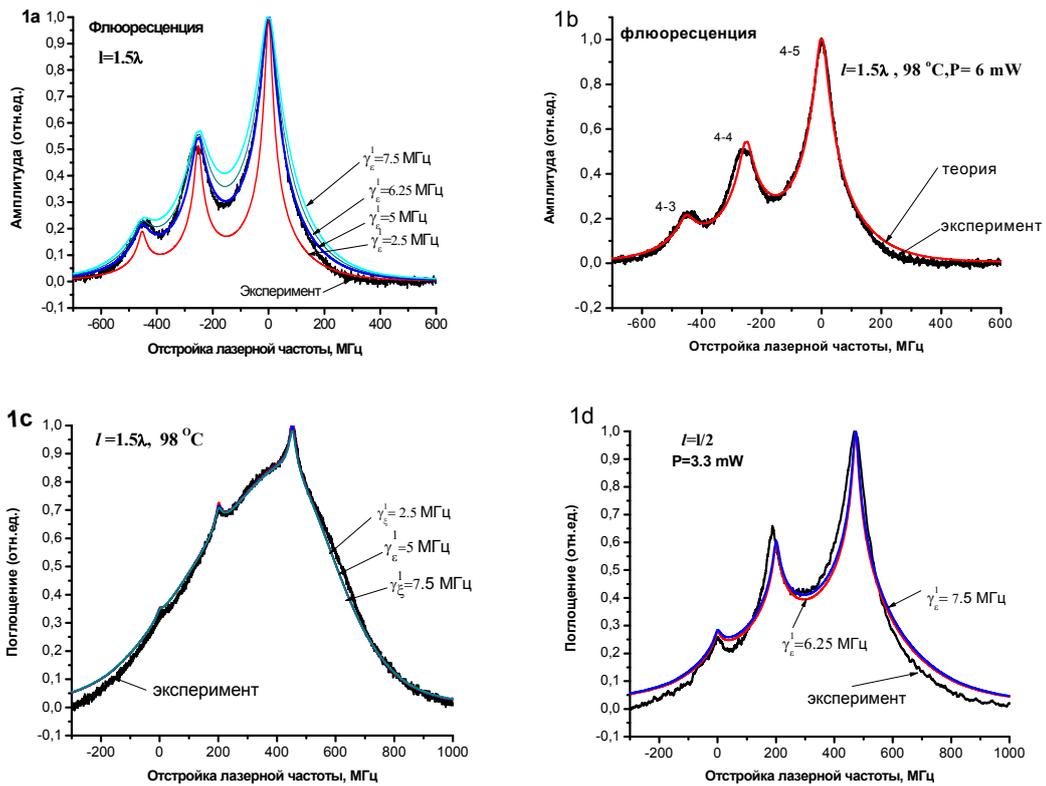


Рисунок. Сравнения теоретических и экспериментальных спектров флюоресценции и поглощения паров Cs^{133} на свехтонком переходе $F_\varphi = 4 \rightarrow F_f = 3, 4, 5$ D_2 линии цезия ($6s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 6s \ ^2P_{3/2}$, $\lambda = 852,35 \text{ nm}$), для двух толщин сверхтоноклой кюветы $l=(1/2)\lambda$ и $(3/2)\lambda$.

1. D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papouyan, M. Ducloy // *Opt. Comm.* **200**, 201-208, (2001)
2. Т.А. Вартамян // *ЖЭТФ*. **88**, 1147 – 1152 (1985).
3. Т.А. Vartanyan, D.L. Lin // *Phys. Rev.A* **51**, 1959-1964, (1995).
4. Т.А. Vartanyan, D.L. Lin // *Eur. Phys. J. D.* **1**.217-221, (1998).
5. М.И. Дьяконов, В.И. Перель // *Опт. и спектр.* **20**, 472-480, (1966).
6. M. Ducloy, M. Dumont // *Le journal de Physique* **31**, 419-427, (1970).
7. A. Krasteva, D. Slavov, G. Todorov, S. Cartaleva // *Proc. of SPIE*. **8770**. 87700N (2013).

ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ШТАРКОВСКОГО (ГРАДИЕНТНОГО) ЭХА

Ахмедшина Е.Н.^{*}, Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрены оптимальные условия формирования штарковского эха, которыми являются неколлинеарность градиентов внешних пространственно-неоднородных электрических полей, коэффициент частотно-временной корреляции неоднородного уширения $R \sim -1$, величина градиентов внешних пространственно-неоднородных электрических полей 30 В/см^2 .

Процесс формирования штарковского эха отличается от процесса формирования первичного фотонного эха (ПФЭ). Штарковское эхо формируется при одноимпульсном лазерном возбуждении и наложении соответствующих пространственно-неоднородных электрических полей. Отклик такого эха был обнаружен экспериментально[1] на переходе ${}^7F_0 - {}^5D_0$ в кристалле $\text{Eu:Y}_2\text{SiO}_5$.

Рассмотрим случай, когда на среду воздействуют пространственно-неоднородные электрические поля. Такие поля могут приводить к созданию искусственного неоднородного уширения, которым можно управлять[2]. Это приводит к возможности управления временем появления отклика эха в наносекундном диапазоне. В качестве модели возбуждения выберем случай, когда $\sigma' \ll \sigma$, где σ – ширина неоднородно уширенной линии, σ' – ширина области ее возбуждения первым объектным лазерным импульсом.

При воздействии пространственно-неоднородного электрического поля на временном интервале $\Delta\tau$ каждый j -й оптический центр, принадлежащий данной изохромате, получает полный частотный сдвиг $f(\Delta\tau, \Delta, \vec{r}_j)$, зависящий от его пространственного местоположения в образце:

$$f(\Delta\tau, \Delta, \vec{r}_j) = \Delta + \varepsilon(\Delta\tau, \Delta, \vec{r}_j), \quad (1)$$

где $\Delta = \omega - \Omega_0$ – сдвиг отдельной изохроматы, ω – частота лазерного излучения, Ω_0 – частота резонансного перехода, $\varepsilon(\Delta\tau, \Delta, \vec{r}_j) \approx C_{Sh} (\vec{\nabla} E(\vec{r}) \vec{r}_j)$, \vec{r}_j – радиус-вектор местоположения j -го оптического центра, C_{Sh} – постоянная эффекта Штарка.

В случае формирования штарковского эха коэффициент частотно-временной корреляции изохромат неоднородно уширенной линии, подвергшихся лазерному возбуждению на разных временных интервалах имеет вид[3]

$$R(\Delta\tau_1, t - \Delta\tau) = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(f(\Delta\tau, \Delta, \vec{r}) - \bar{z}(\Delta\tau))(f(t - \Delta\tau, \Delta, \vec{r}) - \bar{z}(t - \Delta\tau))}{\delta_1^2(\Delta\tau_1) \delta_2^2(t - \Delta\tau)} \tilde{S}^{(1)}(\Delta) dV d\Delta \quad (2)$$

где $\tilde{S}^{(n)}(\Delta)$ – представляет спектр огибающей n -го импульса, $\bar{z}(\Delta\tau, t - \Delta\tau)$ – средние значения частотных сдвигов на временных интервалах $\Delta\tau, t - \Delta\tau$, δ_i^2 – дисперсия.

Так как штарковское эхо формируется в случае, когда градиенты внешних пространственно-неоднородных электрических полей направлены противоположно друг другу (неколлинеарны), то в отличие от первичного фотонного эха[4], для формирования которого необходимым условием является корреляция неоднородного уширения на разных временных интервалах ($R \sim 1$), оптимальным условием формирования штарковского (градиентного) эха является условие, когда $R \sim -1$.

Большой интерес представляет запись и воспроизведение информации с помощью штарковского (градиентного) эха. Рассмотрим воспроизведение информации, закодированной во временной форме объектного лазерного импульса в случае, когда изменяются величины градиентов внешних пространственно-неоднородных электрических полей. Найдем оптимальные условия для этого воспроизведения (эффекта корреляции временной формы

объектного импульса и отклика штарковского эха), в случае, когда временная форма возбуждающего лазерного импульса взята в виде импульса-кода, представленного на рис.1.

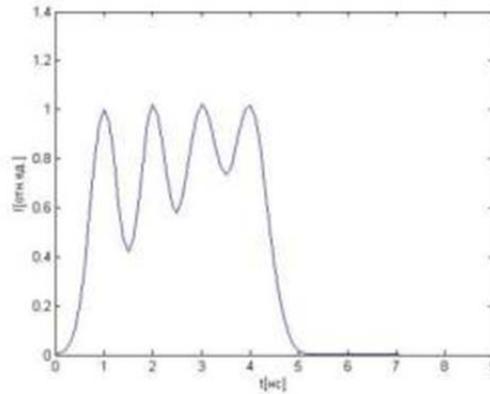


Рис. 1. Временная форма возбуждающего лазерного импульса штарковского эха

$$\sigma=3 \text{ (1/нс)}, \quad |\vec{\nabla}E_1| = |\vec{\nabla}E_2| = 30B / \text{см}^2.$$

Решение уравнения для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат в двухуровневой системе было получено в работе[5]. В этом случае интенсивность отклика штарковского эха определяется как $I = E \cdot E^*$, где:

$$E \approx \int_0^L \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \tilde{S} \exp\{i \cdot \Delta \cdot t\} \exp\{iC_{sh}z\} \left[|\vec{\nabla}E_1| \tau + |\vec{\nabla}E_2| \cos(t - \tau) \right] g(\Delta) d\Delta dz \quad (3)$$

Δ - сдвиг отдельной изохроматы неоднородно уширенной линии, $g(\Delta)$ - функция распределения частот неоднородно уширенных линий резонансных переходов.

На рисунке 2 представлены временные формы штарковского эха при одинаковых величинах градиентов внешних пространственно-неоднородных электрических полей $|\vec{\nabla}E_1|$ и $|\vec{\nabla}E_2|$.

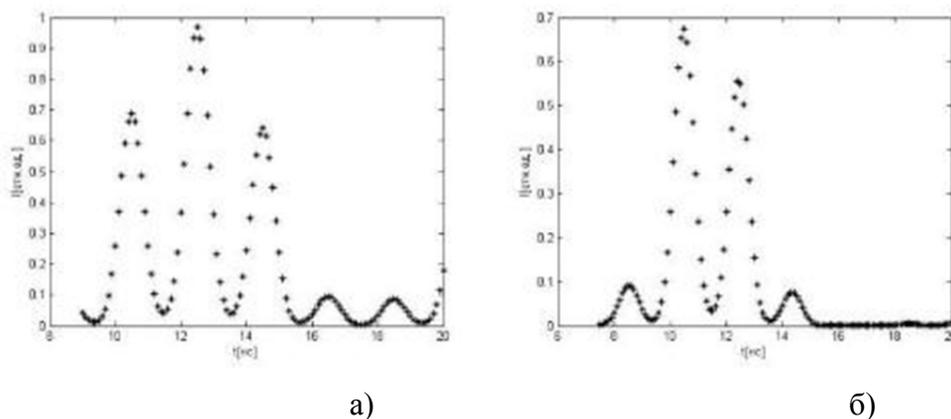


Рис. 2. Временная форма отклика штарковского эха при одинаковых величинах градиентов внешних пространственно-неоднородных электрических полей $\sigma=3 \text{ (1/нс)}$.

$$\text{а) } |\vec{\nabla}E_1| = |\vec{\nabla}E_2| = 30B / \text{см}^2 \quad \text{б) } |\vec{\nabla}E_1| = |\vec{\nabla}E_2| = 150B / \text{см}^2$$

Анализ рис.2 показывает, что при увеличении величины градиентов электрических полей происходит разрушение информации, заложенной во временную форму объектного лазерного импульса. Результаты сопоставляются с выводами экспериментальной работы[6], в которой была показана возможность записи и воспроизведения информации с использованием

штарковского эха, где информация была заложена во временную форму объектного лазерного импульса рис.3.

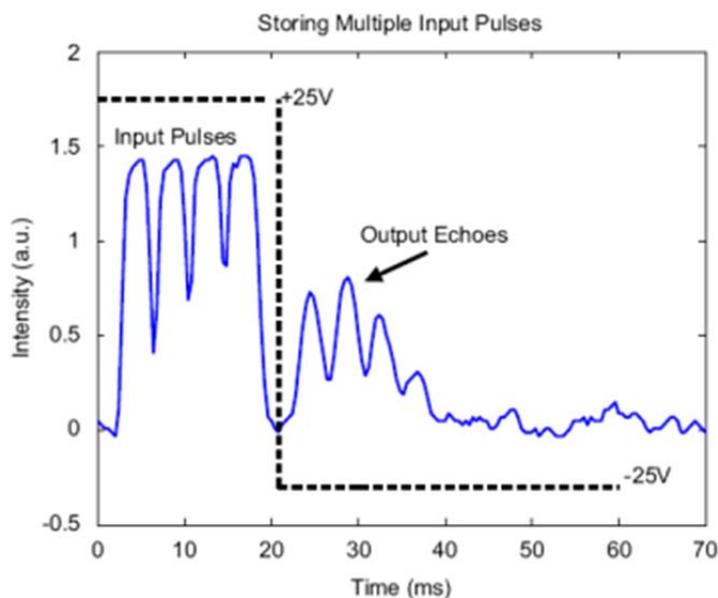


Рис. 3. Иллюстрация записи и воспроизведения информации, закодированной во временную форму лазерного импульса в отклике штарковского эха, наблюдаемая в работе[6] Таким образом, варьируя величины градиентов электрических полей, можно управлять временной формой отклика штарковского эха и выбирать оптимальные условия для воспроизведения информации в отклике.

1. A.L. Alexander, J. J. Longdell, M. J. Sellars, N. B. Manson, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 043602-043607, (2005).
2. G.I. Garbaeva, L.A. Nefediev, E.N. Ahmedshina, E.I. Hakimzyanova, *Laser Phys.*, **23**, 055203-055207, (2013).
3. Е.Н. Ахмедшина, Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, А.Р. Сахбиева, *Опт. журн.*, **81**, №10, 7-12, (2014).
4. В.А. Зуйков, В.В. Самарцев, Р.Г. Усманов, *Письма в ЖЭТФ*, **32**, №4, 293-297, (1980).
5. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева (Хакимзянова), *Опт. и спектр.*, **105**, №6, 1007-1012, (2008).
6. A.L. Alexander, J. J. Longdell, M. J. Sellars, N. B. Manson, *J. Lumin.*, **127**, 94-97, (2007).

УПРАВЛЕНИЕ ФАЗОВОЙ ПАМЯТЮ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ВНЕШНИМИ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Низамова Э.И., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрена частотно-временная корреляция неоднородного уширения на разных частотных переходах в трехуровневой системе, связанная с соответствием изохромат неоднородно уширенных линий подвергшихся возбуждению лазерным излучением. Показано, что воздействие внешних пространственно неоднородных электрических полей позволяет управлять такой корреляцией.

При формировании оптических переходных процессов в многоуровневых системах каждый лазерный импульс передает информацию о своих волновых характеристиках в среду, и эта информация сохраняется здесь до прихода следующих лазерных импульсов. В работах [1]-[5] было показано, что формирование оптических переходных процессов в многоуровневых системах в твердом теле существенно зависит от степени корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и различных временных интервалах, в связи с возможным разрушением обратимой фазовой памяти системы из-за частичной взаимной фиксации энергий переходов. На процесс формирования оптических переходных процессов влияют, в частности, релаксационные процессы. Понижение температуры образца позволяет увеличить время релаксации, что и используется при постановке экспериментов по наблюдению фотонного эха. Некоррелированность неоднородного уширения на различных резонансных переходах не зависит от температуры и влияет на интенсивность отклика стимулированного фотонного эха и при низких температурах. В данной работе рассматривается возможность управления величиной частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах внешними пространственно неоднородными электрическими полями при различных областях лазерного возбуждения неоднородно уширенных линий резонансных переходов в трехуровневой системе. Увеличение коэффициента корреляции означает частичное восстановление фазовой памяти системы, что может приводить к улучшению условий наблюдения стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе в твердом теле.

Воздействие на трехуровневую среду пространственно неоднородными электрическими полями в разные моменты времени позволяет управлять величиной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и в разные моменты времени.

Коэффициент частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и разных временных интервалах будет иметь вид [1]:

$$R_{12,13}(\tau_\eta, \tau'_\eta) = \int_{-\infty-\infty V}^{+\infty+\infty} \int \int \varepsilon_{12}^{(1)}(\Delta) \frac{(f_{12} - \bar{z}_{12})(f_{13} - \bar{z}_{13})}{\sigma_{12}^2 \sigma_{13}^2} g_1(\Delta) g_2(\Delta') d\Delta d\Delta' d\bar{r}, \quad (1)$$

где $f_{12} = \Delta + C_s \vec{\nabla} E(\tau_\eta) \bar{r}$, $f_{13} = \Gamma((\Delta + C'_s \vec{\nabla} E(\tau'_\eta) \bar{r}) + \Delta' m(\Gamma, x_1 \dots x_n))$,

$\bar{z}_{12} = \int d\bar{r} \int \int \varepsilon_{12}^{(1)}(\Delta) f_{12} g_1(\Delta) g_2(\Delta') d\Delta d\Delta'$, $\bar{z}_{13} = \int d\bar{r} \int \int f_{13} g_1(\Delta) g_2(\Delta') d\Delta d\Delta'$,

$\sigma_{12}^2 = \int d\bar{r} \int \int \varepsilon_{12}^{(1)}(f_{12} - \bar{z}_{13})^2 g_1(\Delta) g_2(\Delta') d\Delta d\Delta'$, $\sigma_{13}^2 = \int d\bar{r} \int \int (f_{13} - \bar{z}_{13})^2 g_1(\Delta) g_2(\Delta') d\Delta d\Delta'$,

τ_η, τ'_η - временные интервалы, на которых происходит воздействие внешних пространственно неоднородных электрических полей, C_s, C'_s - штарковские постоянные на переходах 1-2 и 1-3

соответственно, $\Gamma = \frac{\Omega_{13}}{\Omega_{12}}$ - параметр неэквидистантности спектра системы, $m(\Gamma, x_1 \dots x_n)$ -

определяет неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным кристаллическим полем в разных состояниях ($\lim_{\Gamma \rightarrow 1} m(\Gamma, x_1, \dots, x_n) = 0$), $\Delta = \hbar^{-1} E_{12}(x_1, \dots, x_n) - \Omega_{12}$ -

начальный частотный сдвиг отдельной изохроматы, Ω_{12} - центральная частота неоднородно

уширенной линии на переходе 1-2, Ω_{13} – центральная частота неоднородно уширенной линии на переходе 1-3, Δ' - дополнительный частотный сдвиг из-за частичной фиксации энергии перехода 1-2 относительно энергии перехода 1-3. Распределение оптических центров по частотам $g_1(\Delta)$ и $g_2(\Delta')$ будем считать гауссовыми с дисперсиями σ^2 и σ'^2 соответственно.

Таким образом, коэффициент частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах зависит от соотношения величин градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей в разные моменты времени, что позволяет управлять его величиной.

Рассмотрим формирование стимулированного фотонного эха. Будем считать, что спектральная область возбуждения неоднородно уширенной линии $\varepsilon_{12}^{(1)}(\Delta)$ определяется первым лазерным импульсом, а спектры второго и третьего импульсов перекрывают всю неоднородно уширенную линию. Для напряженности электрического поля отклика в этом случае получим[1],[2]:

$$E(t) \sim \left[\int_{-\infty-\infty V}^{\infty} \int_{-\infty-\infty V}^{\infty} \varepsilon_{12}^{(1)*}(\Delta) \Phi(t, \Delta, \Delta', \vec{r}) g_1(\Delta) g_2(\Delta') d\Delta d\Delta' d\vec{r} \right], \quad (2)$$

$$\Phi(t, \Delta, \Delta', \vec{r}) = \exp \left\{ i\Delta \Gamma \left[(t - \tau_{12} - \tau_{23}) \left(1 - \frac{\Delta'}{\Delta} m(\Gamma, x_1 \dots x_n) + \frac{C_s'}{\Delta} \vec{\nabla} E(t) \vec{r} \right) - \frac{\tau_{12}}{\Gamma} \left(1 + \frac{C_s}{\Delta} \vec{\nabla} E(\tau_{12}) \vec{r} \right) \right] \right\} \quad \text{где } V$$

- объем возбуждаемой части образца, τ_{12} - временной интервал между первым и вторым возбуждающими импульсами, τ_{23} - временной интервал между вторым возбуждающим и третьим считывающим импульсами.

В качестве резонансных переходов можно взять систему трехуровневых оптических центров с неэквидистантными уровнями $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ соответствующими уровням энергии ионов Pr^{3+} в матрице LaF_3 в примесном кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$. Переход 1-2 соответствует ${}^3H_4 \rightarrow {}^1D_2$ с длиной волны 5925 Å, а переход 1-3 соответствует ${}^3H_4 \rightarrow {}^3P_0$ с длиной волны 4777 Å. На этих переходах стимулированное фотонное эхо наблюдалось в работах[6],[7].

На рисунках 1,2 представлены результаты численного расчета коэффициента частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах и разных временных интервалах, а также относительной интенсивности отклика стимулированного фотонного эха, формируемого в трехуровневой системе при наличии внешних пространственно неоднородных электрических полей.

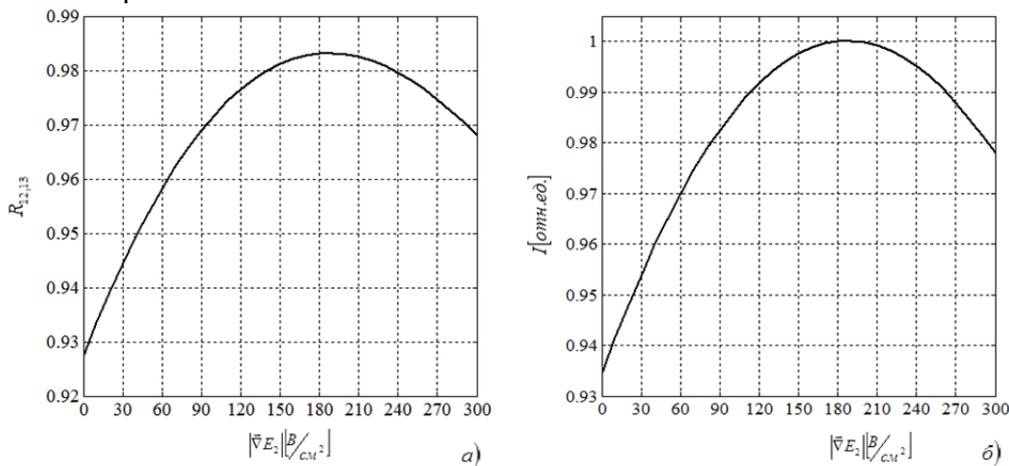


Рис. 1. а) - зависимость $R_{12,13}$ и б) - относительной интенсивности отклика СФЭ от значений величин градиентов электрического поля, воздействующих на образец между первым и вторым возбуждающими импульсами и после третьего считывающего импульса. $m=0.1$, $\sigma'=0.8$, $\Gamma=1.26$, $k=0.1$, $L=0.1\text{м}$, $\sigma=5\text{ нс}^{-1}$, $C_s=100\text{кГц}/(\text{В}/\text{см})$, $C_s'=100\text{кГц}/(\text{В}/\text{см})$, $|\vec{\nabla} E_1|=180\text{В}/\text{см}^2$.

Спектральная область возбуждения неоднородно уширенной линии $\varepsilon_{12}^{(1)}(\Delta)$ бралась равной $k\sigma$, где $k \leq 1$. Расчеты проведены для случаев с различной областью возбуждения неоднородно уширенной линии $k=0.1$ и $k=0.01$.

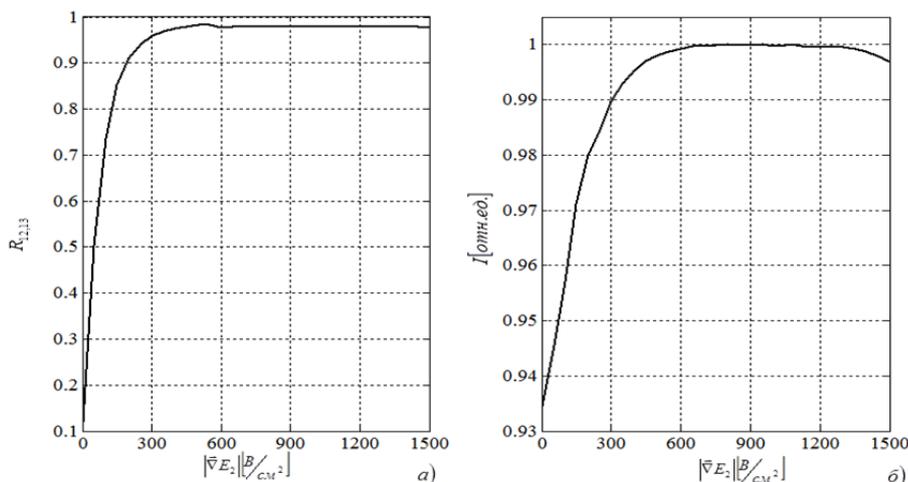


Рис. 2. а) - зависимость $R_{12,13}$ и б) - относительной интенсивности отклика СФЭ от значений величин градиентов электрического поля, воздействующих на образец между первым и вторым возбуждающими импульсами и после третьего считывающего импульса. $m=0.1$, $\sigma'=0.8$, $\Gamma=1.26$, $k=0.01$, $L=0.1$ м, $\sigma=5$ нс⁻¹, $C_s=100$ кГц/(В/см), $C'_s=100$ кГц/(В/см), $|\nabla E_1|=180$ В/см²

Из анализа рисунков следует, что коэффициент частотно-временной корреляции неоднородного уширения на разных резонансных переходах в трехуровневой системе и интенсивность отклика СФЭ зависят от соотношения величин градиентов внешних пространственно-неоднородных электрических полей накладываемых между первым и вторым и после третьего возбуждающих лазерных импульсов. При разных значениях k ход зависимостей коэффициента частотно-временной корреляции $R_{12,13}$ неоднородного уширения на разных резонансных переходах и интенсивности отклика СФЭ коррелируют друг с другом. По результатам исследований, проведенных в работе можно сделать выводы: 1) варьирование соотношения величин градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей может приводить к увеличению коэффициента частотно-временной корреляции на разных резонансных переходах в трехуровневой системе, 2) возможно управление интенсивностью отклика стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе внешними пространственно неоднородными электрическими полями путем подбора соответствующего соотношения величин градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей.

1. L. A. Nefedev, E. I. Nizamova, S. V. Taktaeva, *Optics and Spectroscopy*, **113**, № 2, 135-140, (2012).
2. L.A. Nefediev, E. I. Nizamova, *Journal of Applied Spectroscopy*, **81**, №4, 607-610, (2014).
3. E. I. Nizamova, L. A. Nefediev, *Journal of Russian Laser Research*, **35**, № 3, 111-115 (2014).
4. L. A. Nefediev, E. I. Nizamova, A. R. Sakhbieva, *Journal of Optical Technology*, №10, 590-593 (2013).
5. L. A. Nefediev, E. I. Nizamova, *Journal of Applied Spectroscopy*, **82**, 936-940, (2016).
6. Y. C. Chen, K. P. Chiang, S. R. Hartmann, *Optics Communs*, **29**, №2, 181-185, (1979).
7. Y. C. Chen, K. P. Chiang, S. R. Hartmann, *Physical Review B*, **21**, № 1, 40-47, (1980).

ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В ГИБРИДНЫХ АССОЦИАТАХ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК $Zn_xCd_{1-x}S$ С МОЛЕКУЛАМИ МЕТИЛЕНОВОГО ГОЛУБОГО

Кондратенко Т. С., Овчинников О. В., Смирнов М. С., Винокур Я.В.
ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», Воронеж,
Россия

Люминесцентными методами исследованы процессы переноса электронного возбуждения в гибридных ассоциатах квантовых точек $Zn_{0,3}Cd_{0,7}S$ с катионами метиленового голубого. Сделан вывод о динамическом тушении за счет безызлучательного резонансного переноса энергии электронного возбуждения. Эффективность этого процесса составила $\phi_{ET}^{kin} = 0.69$.

В последние годы большое внимание исследователей привлекают такие объекты наноиндустрии как гибридные ассоциаты полупроводниковых коллоидных квантовых точек (КТ) с органическими молекулами. Одним из перспективных материалов для построения гибридных ассоциатов является органический краситель тиазинового ряда – метиленовый голубой (МВ). Системы на его основе могут быть использованы в качестве химических индикаторов и маркеров, а также для систем спектральной сенсбилизации в элементах фотовольтаики и фотокатализа[1]-[3]. Основой использования гибридных ассоциатов для различных приложений является возможность обмена электронными возбуждениями между его компонентами. Выбор доминирующего канала и направления обмена электронным возбуждением в гибридных ассоциатах КТ-МВ требует его детального обоснования в каждом конкретном случае.

В данной работе представлены результаты исследований люминесцентных свойств гидрофильных гибридных ассоциатов из полупроводниковых коллоидных КТ $Zn_{0,3}Cd_{0,7}S$ средним диаметром 3 нм и катионов MB^+ . Для получения $Zn_{0,3}Cd_{0,7}S$ использовали растворы $CdBr_2 \cdot 4H_2O$, $Zn(ClO_4)_2$ и Na_2S , синтез проводили по методике аналогичной получению коллоидных растворов CdS ⁴. Сопряжение данных систем с молекулами МВ осуществляли путем введения водного раствора красителя в желатиновый золь, на завершающей части активной стадии роста оболочки. В работе использован МВ высокой чистоты фирмы Sigma–Aldrich. Концентрация определялась из расчета $10^{-2} \div 10^{-1}$ моль МВ на 1 моль КТ (далее моль.д.), содержащихся в данном объеме желатинового золя.

Исследования проводились с помощью люминесцентных и абсорбционных методик. Спектры стационарного поглощения приготовленных образцов исследовались с помощью абсорбционного спектрофотометра USB2000 (Ocean Optics, USA). Исследование спектров люминесценции и постоянной времени затухания осуществляли с помощью Ocean Optics Maya¹⁰⁰ TCSPC. Возбуждение люминесценции осуществляли полупроводниковым импульсным лазером PicoQuantum PDL 800-B с длиной волны 405 нм, длительностью импульса 75 пс и частотой следования импульсов 100 кГц. Представляемые результаты получены при комнатной температуре.

Спектры поглощения смесей коллоидных КТ с молекулами МВ свидетельствуют о формировании гибридных ассоциатов из данных компонентов. Основным проявлением ассоциации в спектрах поглощения является синий сдвиг полосы поглощения к 657 нм MB^+ на 7-10 нм по сравнению со спектром красителя в желатине 664 нм, который указывает на взаимодействие и участие в нем π электронов MB^+ (рис.1а). Для самой высокой концентрации наряду с полосами поглощения мономера и димера появляется полоса в области 530-540 нм. Эту полосу отнесли к формированию ион-ассоциированного комплекса красителя с металлом ($[MB^+-Zn]$ - комплекс)[5], образуемого за счет взаимодействия избыточного количества молекул MB^+ в желатине с ионами цинка. Указанный комплекс является побочным, существенно искажающим спектральную картину конъюгации.

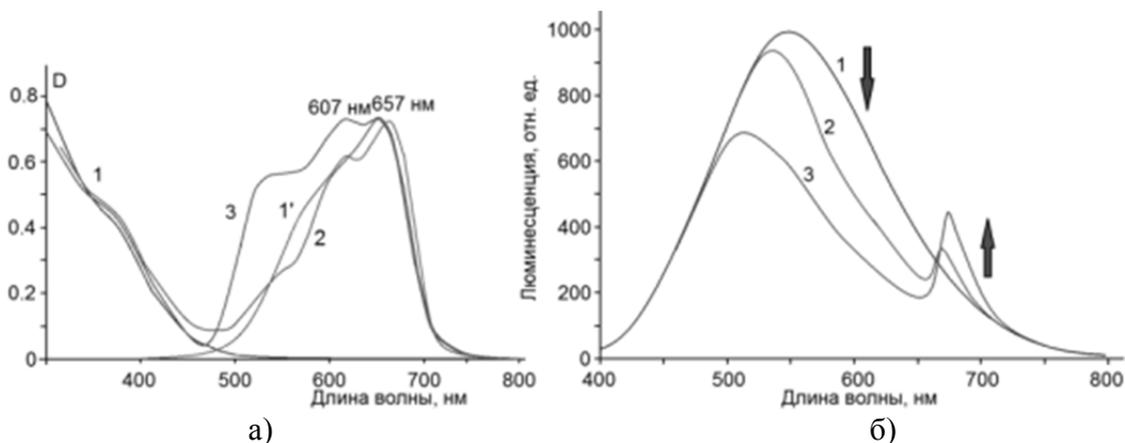


Рис. 1. Спектры поглощения (а) и люминесценции (б) гибридных ассоциатов коллоидных КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$ с молекулами МВ: 1 - КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$; 1' – МВ (10^{-2} моль.д.); 2 - КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$ + МВ (10^{-2} моль.д.); 3 - КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$ + МВ (10^{-1} моль.д.)

Анализ спектров люминесценции гибридных ассоциатов показывает, что в присутствии молекул МВ люминесцентные свойства КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$ претерпевают существенные изменения. Помимо полосы свечения КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$ (575 нм) в длинноволновой части спектра при сопряжении КТ с молекулами МВ регистрировалась полоса люминесценции. Ее максимум располагался в области свечения мономеров МВ, вблизи 685 нм (рис. 1б (2,3)). При этом для всех типов ассоциатов имелась одинаковая закономерность. Интенсивность полосы свечения КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$ снижалась по всему спектру, а люминесценция красителя МВ – становилась ярко выраженной. Особо выражено снижение интенсивности свечения КТ в области поглощения МВ, там наблюдается «провал» кривой люминесценции. Значительное увеличение интенсивности люминесценции MB^+ при ассоциации с КТ (рис. 1б) совместно с тушением люминесценции КТ позволяет предположить, что возбуждение молекул MB^+ осуществляется путём переноса электронного возбуждения от КТ.

На рис. 2 представлена нормированная пикосекундная кинетика затухания люминесценции КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$ и ассоциатов КТ- MB^+ для различных соотношений между компонентами для двух длин волн.

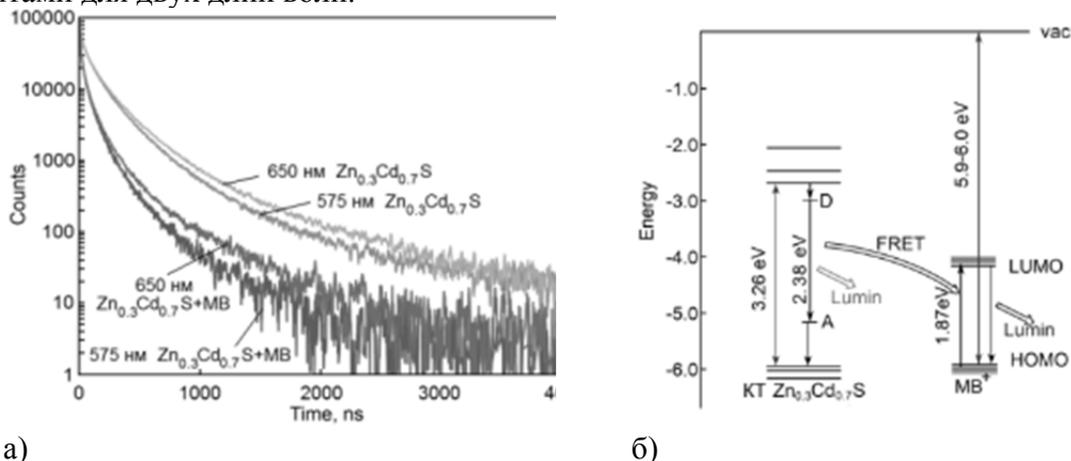


Рис. 2. Кинетика затухания люминесценции (а) и модель безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения от донора к акцептору (б) в гибридных ассоциатах КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S+MB^+$

Первая длина волны 575 нм приходится на пик люминесценции КТ. Вторая приходится на пик флуоресценции MB^+ (и край свечения КТ). Наиболее веским аргументом в пользу заключения о резонансном переносе электронного возбуждения в ассоциатах КТ- MB^+ является ярко выраженное ускорение кинетики затухания люминесценции КТ при сопряжении КТ с молекулами MB^+ . Эти закономерности усиливаются с ростом концентрации $[n_{MB^+}]$ в ассоциатах КТ- MB^+ (рис. 2а). Наиболее заметное ускорение кинетики затухания люминесценции для

ассоциатов $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S+MB^+$ (рис. 2а) наблюдается на длине волны 650-660 нм, соответствующей наибольшему провалу в спектре люминесценции ассоциатов. Эта область соответствует максимальному поглощению мономеров молекул MB^+ .

Для количественного описания эффективности переноса энергии электронного возбуждения кинетику затухания люминесценции раскладывали на сумму 5 экспонент. Среднее время затухания люминесценции определяли с помощью выражения

$$\langle \tau \rangle = \frac{\sum a_i \tau_i}{\sum a_i}, \quad (1)$$

где a_i – амплитуда и τ_i – время затухания люминесценции i -той компоненты. Тогда эффективность переноса энергии электронного возбуждения в ассоциате от коллоидной квантовой точки к молекулам МГ с использованием выражения

$$\varphi_{ET}^{kin} = 1 - \frac{\langle \tau_{DA} \rangle}{\langle \tau_D \rangle}, \quad (2)$$

где $\langle \tau_{DA} \rangle$ – среднее время затухания люминесценции донора энергии (квантовая точка) в присутствии акцептора (молекула MB^+), $\langle \tau_D \rangle$ – среднее время затухания донора в отсутствие акцептора, измеренное на той же длине волны, что и $\langle \tau_{DA} \rangle$.

Эффективность безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения в ассоциатах КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S+MB^+$ для двух длин волн составила $\varphi_{ET}^{kin}(575\text{нм}) = 0.65$ и $\varphi_{ET}^{kin}(650\text{нм}) = 0.73$. Результат хорошо согласуется с данными по спектрам люминесценции. Действительно, максимальное уменьшение люминесценции донора (КТ $Zn_{0.3}Cd_{0.7}S$) наблюдается для длины волны 650 нм, для которой максимальна эффективность переноса энергии электронного возбуждения. Таким образом, совокупность экспериментальных данных позволяет сделать заключение в пользу резонансного безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения от КТ (донор) к молекулам красителя (акцептор), схематически изображенному на рис.2б. Эффективность этого процесса составила $\varphi_{ET}^{kin} = 0.69$.

Работа поддержана грантами Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам в сфере научной деятельности на 2014–2016 гг. (проект № 1230).

1. I.L. Medintz, H.T. Uyeda, E.R. Goldman, *Nature Materials*, **4**, 435–446, (2005).
2. B.A. Kairdolf, A.M Smith, T.H Stokes, M.D Wang, A.N Young, S. Nie, *Ann. Rev. Analyt. Chem.*, **6**, 143-62, (2013).
3. В.А. Олейников, А.В. Суханов, И.Р. Набиев, *Российские нанотехнологии*. **2**, 160-172, (2007).
4. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Б.И. Шапиро, Т.С. Шатских, А.Н. Латышев, Pham Thi Hai Mien, В.Ю. Хохлов, *Оптика и спектроскопия*, **115**(3), 389-397, (2013).
5. H. R. Pouretedal, A. Norozib, M.H. Keshavarza, A. Semnani, *J. Hazardous Materials*, **162**, 674–681, (2009).

СПЕКТРАЛЬНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛ ТИОНИНА С КОЛЛОИДНЫМИ РАСТВОРАМИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag_2S

Гревцева И.Г., Кондратенко Т.С., Овчинников О.В., Смирнов М.С.,
Перепелица А.С.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», 39406, Воронеж,
Россия

Представлены результаты исследований процессов взаимодействия коллоидных квантовых точек Ag_2S с молекулами тиазинового красителя тионина. Проявления взаимодействия показаны в электронных спектрах поглощения и спектрах люминесценции.

В настоящее время ведутся активные исследования органо-неорганических гибридных структур, состоящих из органического хромофора и полупроводникового нанокристалла. Особый интерес представляют гибридные ассоциаты коллоидных квантовых точек с биологически активными молекулами, которые потенциально могли бы выступать фотосенсибилизаторами синглетного кислорода [1]. Наличие свечения коллоидных КТ Ag_2S в ближней ИК области (900-1400 нм), резкая размерная зависимость экситонного поглощения, а также протяженная область возбуждения люминесценции КТ Ag_2S [2] делает их предпочтительным компонентом для гибридных ассоциатов. Вторым компонентом выбран тиазинный краситель тионин (Th^+), обладающий высоким выходом триплетов и подходящий для сенсibilизации синглетного кислорода. Данная работа посвящена исследованию спектральных проявлений гибридной ассоциации коллоидных КТ Ag_2S (4.5 нм) и молекул тиазинового красителя тионина.

В работе исследованы ансамбли КТ Ag_2S , синтезированные в водном растворе тиогликолевой кислоты (TGA). Коллоидные растворы КТ Ag_2S очищали от продуктов реакции путем их центрифугирования. Смеси коллоидных КТ Ag_2S с молекулами Th^+ приготавливали введением водно-этанольного раствора красителя (в соотношении 1:1) в коллоидный раствор КТ Ag_2S в концентрациях $3 \cdot 10^{-2}$, 10^{-2} моль Th^+ /моль КТ Ag_2S (далее м.д.).

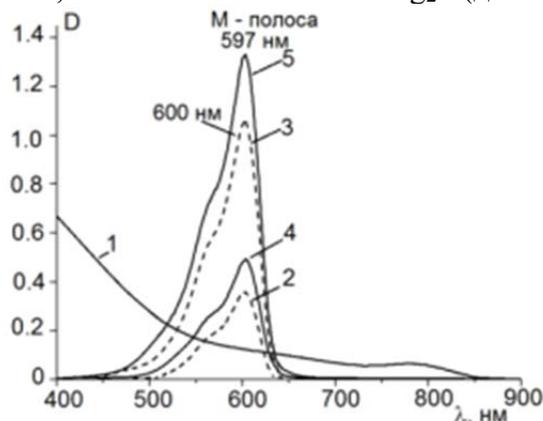


Рис. 1. Электронный спектр поглощения ансамблей коллоидных КТ Ag_2S - 1; водно-этанольные растворы красителя Th^+ в концентрациях: 10^{-2} м.д. - 2; $3 \cdot 10^{-2}$ м.д. - 3; разностные спектры смесей молекул красителя Th^+ с КТ Ag_2S в концентрациях: 10^{-2} м.д. - 4; $3 \cdot 10^{-2}$ м.д. - 5

Спектр оптического поглощения ансамблей КТ Ag_2S имеет выраженный экситонный максимум в области 790 нм (рис. 1, кривая 1). Значение энергии экситонного перехода для исследованных образцов, установленное по второй производной от спектра поглощения КТ Ag_2S , составило 1.57 ± 0.02 эВ. Оно превышает ширину запрещенной зоны монокристалла Ag_2S с моноклинной кристаллической решеткой, составляющую 1.0 эВ [3]. Эту закономерность интерпретировали как проявление размерного эффекта. В спектрах поглощения водно-этанольных растворов Th^+ наблюдали полосу поглощения с максимумом при 600 ± 1 нм, а

также особенность в области 550-580 нм (рис. 1, кривая 2,3). Максимум при 600 ± 1 нм обусловлен поглощением мономерной формы красителя [4] и соответствует разрешенному синглет-синглетному переходу ($S_0 \rightarrow S_1^*$) типа $\pi \rightarrow \pi^*$ [4]. Особенность в области 550-580 нм может быть обусловлена как проявлением колебательной структуры электронной полосы, связанной с $\pi \rightarrow \pi^*$ переходами, так и начальной стадии формирования димеров [4]. При сопряжении молекул красителя Th^+ с КТ Ag_2S наблюдается незначительный гипсохромный сдвиг основного пика поглощения при 600 нм к 597 нм, а полоса в области 550-580 нм становится более выраженной (рис. 1, кривая 4,5). Указанные изменения в спектре поглощения красителя являются проявлением его взаимодействия с КТ Ag_2S .

Для исследуемых образцов КТ Ag_2S , сопряженных с молекулами Th^+ наблюдали существенные изменения в люминесцентных свойствах (рис. 2).

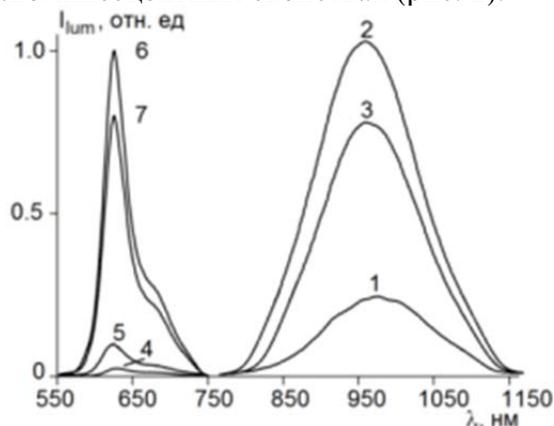


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции ансамблей коллоидных КТ Ag_2S – 1; и их смесей с молекулами красителя Th^+ в концентрациях: 10^{-2} м.д. – 2,4; $3 \cdot 10^{-2}$ м.д. – 3,5; водно-этанольных растворов Th^+ в концентрациях: 10^{-2} м.д. – 6,2; $3 \cdot 10^{-2}$ м.д. – 7; при $\lambda_{возб} = 532$ нм

При возбуждении квантами с длиной волны 532 нм, приходящейся как на область поглощения КТ Ag_2S так и красителя. Для смесей коллоидных КТ Ag_2S с молекулами красителя Th^+ наблюдали увеличение интенсивности ИК люминесценции КТ Ag_2S (960 нм) (рис. 2, кривая 2,3). Одновременно наблюдается значительное тушение интенсивность свечения в полосе Th^+ (624 нм). При концентрации 10^{-2} м.д. красителя в смеси интенсивность свечения в полосе КТ Ag_2S увеличивается более чем в 2 раза, при этом в интенсивность люминесценции полосе Th^+ практически полностью затухает. Вероятно в этом случае доля мономерных форм молекул Th^+ , взаимодействующих с КТ Ag_2S максимальна. Так же важно отметить, что интенсивность свечения в полосе Th^+ (624 нм) с увеличением концентрации красителя в водно-этанольном растворе уменьшается, что вероятно связано с формированием димеризованных форм красителя (рис. 2, кривая 6,7). Таким образом, при возбуждении смеси коллоидных КТ Ag_2S с Th^+ излучением с длиной волны 532 нм, молекулы красителя интенсивно поглощают свет и эффективно передают энергию электронного возбуждения КТ Ag_2S .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №16-32-00503 мол_а.

1. A. Fernandez-Fernandez, R. Manchanda, A.J. VcGoron, Appl. Biochem. Biotechnol., **165**, №7-8, 1628-1651 (2011).

2. O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, B. I. Shapiro, T.S. Shatskikh, A.S. Perepelitsa, N.V. Korolev, Semiconductors, **49**, 373 (2015).

3. S. Lin, Y. Feng, X. Wen, P. Zhang, S. Woo, S. Shrestha, G. Conibeer, S. Huang, J. Phys. Chem., **119**, 867-872 (2015).

4. A. Rodriguez-Serrano, M.C. Daza, M. Doerr, C.M. Marian, Photochem. Photobiol. Sci., **11**, 397-408 (2012).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКОЙ s - ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ НАНОСТЕРЖНЕ

Авербух Б.Б.

Тихоокеанский Государственный университет, Хабаровск, Россия

Наностержень состоит из плоскопараллельных монослоев, составленных из точечных электрических диполей. Рассчитаны поля внутри стержня и отраженное. Показана возможность усиления излучения, а также получения близкого к единице показателя преломления.

Теория оптических явлений, основанная на уравнениях Максвелла не объясняет, как и почему возникают отраженная и преломленная волны. Ответ на эти вопросы может дать только анализ, основанный на молекулярных представлениях о строении вещества. С точки зрения молекулярной оптики среда рассматривается как вакуум, в котором находятся молекулы вещества, которые в дипольном приближении моделируются диполями. Под действием внешнего поля эти диполи становятся источниками вторичных когерентных электромагнитных волн. Интерференция этих волн и определяет структуру электромагнитного поля в среде. Вторичные волны, распространяющиеся назад (по отношению к падающей волне), интерферируя, дают отраженную волну. Вторичные волны, распространяющиеся вперед, интерферируя между собой и с падающей волной, дают преломленную волну.

В работе рассматривается распространение плоской монохроматической s - поляризованной волны в наностержне и отражение от него с точки зрения молекулярной оптики. Наностержень представляется как цилиндр (с радиусом основания R), состоящий из плоскопараллельных монослоев электрических диполей, характеризующихся поляризуемостью $A_d = A_d' - iA_d''$. Поля диполей учитываются полностью. Все дипольные монослои лежат в плоскостях xy , пересекающих ось цилиндра z в точках z_1, z_2, z_3, \dots . Расстояния между всеми монослоями по оси z равны a , причем $a \ll \lambda$, где λ - длина волны излучения. Диполи одного монослоя расположены неупорядоченно (с плотностью N_d) и не взаимодействуют между собой. Предполагается, что размеры диполей много меньше расстояний между диполями, а также величин a и λ , где λ - длина волны излучения.

Распространяющееся вперед внешнее поле рассеивается монослоями диполей вперед и назад. Модель слоистой среды, рассматриваемая в данной работе, содержит много монослоев. Рассеяние излучения дипольными монослоями и вперед и назад приводит к тому, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения всех других монослоев [1].

В установленном режиме полное поле в точке нахождения диполя n -го монослоя внутри среды складывается из полей, распространяющихся вперед, и полей, отраженных последующими ($n+1, n+2, \dots$) монослоями. В работе получены выражения для отраженного наностержнем поля, поля внутри среды, а также для показателя преломления среды.

Пусть на первый монослой со стороны $z < z_1$ под углом α падает поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $E_0 = E_0 e_0 \exp(i\omega t - ik_0 r)$ с частотой ω , волновым вектором k_0 и вектором поляризации e_0 . Вектор k_0 лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $k_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. Индуцированные этим полем диполи первого монослоя излучают. Для получения полей E_{I0} и H_{I0} , рассеянных этим монослоем в точке (x_2, y_2, z_2) нахождения диполя второго монослоя, надо проинтегрировать поле электрического диполя по координатам всех диполей первого монослоя. В результате для рассеяния вперед получаем¹

$$E_{I0}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d q E_0 e_0 \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2),$$

$$H_{I0}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d q E_0 (\cos \alpha e_y - \sin \alpha e_z) \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2),$$

где $P_d = 2\pi N_d A_d k^2 / k_{0z}$, $k = \omega / c$, а \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z - единичные векторы вдоль осей y и z . Величина q определяется выражением $q = 1 - \exp[-ik_{0z}(b-a)]$, а $b^2 \approx a^2 + 4R^2$.

Поля \mathbf{E}_{1R} и \mathbf{H}_{1R} , рассеянные первым монослоем назад (отражение), имеют вид

$$\mathbf{E}_{1R}(x, y, z < z_1) = -iP_d q E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1),$$

$$\mathbf{H}_{1R}(x, y, z < z_1) = iP_d q E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y + \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1).$$

На второй монослой диполей падают внешнее поле и поле, рассеянное первым монослоем, т.е. $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{I0}$ и $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{I0}$. Индуцированный электрический дипольный момент \mathbf{d} диполя второго монослоя пропорционален вынуждающему электрическому полю, т.е. $\mathbf{d} = A_d(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{I0})$. Поле $\mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3)$, рассеянное вторым монослоем, получают интегрированием поля электрического диполя по координатам всех диполей этого монослоя. В результате получаются следующие выражения для рассеяния вперед

$$\mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_d q (1 - iP_d q) E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3),$$

$$\mathbf{H}_{20}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_d q (1 - iP_d q) E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3).$$

Поле, рассеянное вторым монослоем назад (отражение), имеет вид

$$\mathbf{E}_{2R}(x, y, z < z_2) = -iP_d q (1 - iP_d q) E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_2),$$

$$\mathbf{H}_{2R}(x, y, z < z_2) = iP_d (1 - iP_d) E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y + \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_2).$$

На третий монослой диполей падают внешнее поле и поля, рассеянные первым и вторым монослоями, т.е. $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{I0} + \mathbf{E}_{20}$ и $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{I0} + \mathbf{H}_{20}$. Диполь третьего монослоя "чувствует" поле $(1 - iP_d q)^2 E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3)$. И так далее.

Отраженная средой волна формируется волнами, отраженными от всех монослоев. В случае бесконечного числа монослоев получаем

$$\mathbf{E}_R(x, y, z < z_1) = R_s E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1),$$

$$\mathbf{H}_R(x, y, z < z_1) = -R_s E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y + \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1),$$

где коэффициент отражения Френеля $R_s = -iP_d q B$, а $B = [1 - (1 - iP_d q) \exp(-2ik_{0z}a)]^{-1}$.

Полное поле в точках нахождения диполей n -го монослоя в установившемся режиме складывается из полей, распространяющихся вперед, и полей, отраженных от всех последующих $(n+1, n+2, \dots, \infty)$ монослоев. Распространяющиеся вперед поля в точках нахождения диполей n -го монослоя равны

$$\mathbf{E}_n(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP_d q)^{n-1} E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n),$$

$$\mathbf{H}_n(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP_d q)^{n-1} (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) E_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n).$$

Поле отраженных от всех последующих монослоев волн равно

$$\mathbf{E}_{n+1,R}(x_n, y_n, z_n) = -iP_d q B (1 - iP_d q)^n E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n - 2ik_{0z}a),$$

$$\mathbf{H}_{n+1,R}(x_n, y_n, z_n) = iP_d q B (1 - iP_d q)^n (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) E_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n - 2ik_{0z}a).$$

Полное поле в точках нахождения диполей n -го монослоя равно

$$\mathbf{E}(x_n, y_n, z_n) = D_s (1 - iP_d q)^{n-1} E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n),$$

$$\mathbf{H}(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP_d q)^{n-1} E_0 [(1 + Q) \cos \alpha \mathbf{e}_y - (1 - Q) \sin \alpha \mathbf{e}_z] \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n)$$

где $Q = iP_d q (1 - iP_d q) B \exp(-2ik_{0z}a)$, а $D_s = 1 - Q$ - коэффициент пропускания Френеля.

Можно показать, что теорема погашения справедлива для каждого дипольного монослоя. Набег фазы волны, прошедшей вперед n монослоев, (при $|P_d q| \ll 1$) равен $P_d q (n-1) + k_{0z} a (n-1) = k_{2z} a (n-1)$, где k_{2z} - z компонента волнового вектора $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z} = k_{2z}' + ik_{2z}'')$ волны.

При $|k_{0z}a| \ll 1$ коэффициенты Френеля принимают вид: $R_s = (k_{0z} - k_{2z}) / (k_{0z} + k_{2z})$ и $D_s = 2k_{0z} / (k_{0z} + k_{2z})$. Поле $\mathbf{H}(x_n, y_n, z_n)$ можно представить в виде

$$\mathbf{H}(x_n, y_n, z_n) = (k_2 / k) D_s (1 - iP_d q)^{n-1} E_0 \mathbf{e}_1 \exp(i\omega t - ik_{0y} y_n - ik_{0z} z_n),$$

где \mathbf{e}_1 - вектор поляризации магнитного поля и $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{k}_2$.

Если $k_{0z}(b-a) \ll 1$, и $|P_d| \ll 1$, то $q \approx ik_{0z}(b-a)$ и $(1 - iP_d q)^{n-1} \approx \exp[-iP_d q(n-1)]$. Значит $-iP_d q \approx P_d k_{0z}(b-a) = (P_d' - iP_d'') k_{0z}(b-a) = P_d' k_{0z}(b-a) - iP_d'' k_{0z}(b-a)$. При этом в точке нахождения диполя n -го монослоя распространяющееся вперед поле равно

$$\mathbf{E}(x_n, y_n, z_n) = E_0 \mathbf{e}_0 \exp[i\omega t - ik_{0y} y_n - ik_{0z} z_n + P_d' k_{0z}(b-a)(n-1) - iP_d'' k_{0z}(b-a)(n-1)].$$

Видно, что вещественная часть P_d' определяет усиление (т.к. при малых R и a разность фаз полей излучения различных диполей очень мала), а мнимая – преломление. Учитывая, что $z_n = z_1 + a(n-1)$, поле $\mathbf{E}(x_n, y_n, z_n)$ можно представить в виде

$$\mathbf{E}(x_n, y_n, z_n) = E_0 \mathbf{e}_0 \exp[i\omega t - ik_{0y} y_n - ik_{0z} z_1 + P_d' k_{0z}(b-a)(n-1) - ik_{2z}' a(n-1)],$$

где $k_{2z}' = k_{0z}[1 + P_d''(b-a)/a]$. Можно сказать, что в среде распространяется поле с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z}')$. Видно, что при отсутствии поглощения ($P_d'' = 0$) отсутствует и преломление.

Таким образом, наностержень из прозрачного материала может вести себя как среда с близким к единице показателем преломления. Кроме того, вследствие малых размеров наностержня составляющие его диполи переизлучают так, как будто находятся в пределах одной зоны Френеля, чем и определяется возможность усиления.

1. Б.Б. Авербух, И.Б. Авербух. *Изв. вузов. Физика*, **52**, №12, 8- 13, (2009).

ПЛАЗМОН-ЭКСИТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ «НАНОПРОВОЛОКА - МОНОСЛОЙ J-АГРЕГАТА»

Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г., Курмангалеев К.С.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Проведено теоретическое исследование взаимодействия френкелевских экситонов монослоя J – агрегата тиацианина с одномерными поверхностными плазмон-поляритонами серебряной нанопроволоки. Рассмотрены возможности одностороннего переноса энергии от плазмон-поляритонов к экситонам J-агрегатов и возникновения гибридных плазмон-экситонных состояний.

Гибридные системы, сочетающие в себе плазмонные наноструктуры и молекулярные агрегаты органических красителей, служат в последние годы объектом повышенного внимания исследователей в связи с необходимостью создания новых эффективных излучателей света [1]. В зависимости от характера взаимодействия плазмонов и экситонов в таких системах наблюдается гашение или усиление экситонного излучения, а также возникновение гибридных плазмон-экситонных состояний [2].

В данной работе рассмотрена наноструктура, состоящая из металлической нанопроволоки, покрытой монослоем J – агрегата цианинового красителя, как показано на рисунке 1.

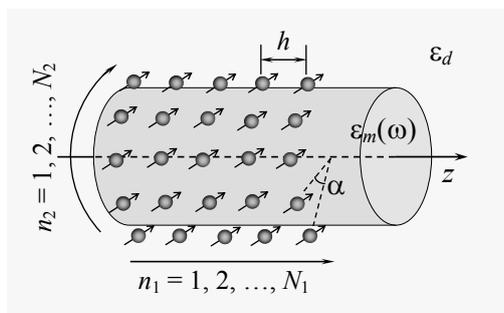


Рис. 1. Конфигурация системы «нанопроволока-монослой J-агрегата»

Возбуждаемые, например, электронами на поверхности металлической нанопроволоки одномерные плазмон-поляритоны воздействуют своим электрическим полем на молекулы J-агрегата. При этом энергия плазмона может безызлучательно передаться J-агрегату, который перейдет в экситонное состояние. В зависимости от геометрических и электродинамических характеристик рассматриваемой системы может возникать либо слабая, либо сильная связь плазмонных и экситонных состояний. В первом случае произведен расчет скорости превращения плазмона во френкелевский экситон с последующим испусканием фотона, во втором случае – закона дисперсии гибридного плазмон-экситонного состояния.

В результате проведенных вычислений было получено следующее выражение для матричного элемента плазмон-экситонного взаимодействия между состоянием с одним плазмоном и без экситонов $|0_{ex}, 1_{pl}\rangle$ и состоянием с одним экситоном и без плазмонов $|1_{ex}, 0_{pl}\rangle$

$$V_{10,01}^{(n)}(k) = -\sqrt{\frac{4\pi\hbar r \omega_n(k)}{s S_n(k)}} \frac{I_n(q_m R)}{K_n(q_d R)} \times \left[\left(\frac{nk_z}{q_d^2 r} K_n(q_d r) + \frac{\omega_n(k)f}{q_d} K_n'(q_d r) \right) (\mathbf{p}_{10})_\phi + K_n(q_d r) (\mathbf{p}_{10})_z \right] \delta_{k_z, q_1} \delta_{n, q_2 r}, \quad (1)$$

где $I_n(x)$ и $K_n(x)$ – модифицированные функции Бесселя n -го порядка, $K_n'(x)$ – производная по x , $q_{m(d)} = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_{m(d)}\omega^2/c^2}$, k_z – продольное волновое число плазмона, $k = |k_z|$, c – скорость света, R - радиус нанопроволоки, r – расстояние от оси нанопроволоки до монослоя J-агрегата, s

– площадь элементарной ячейки монослоя, $S_n(k)$ – нормировочный множитель, q_1 и q_2 – составляющие волнового вектора экситона, направленные вдоль оси цилиндрической нанопроволоки и по касательной к окружности цилиндра. Частота плазмона $\omega_n(k)$ является решением дисперсионного уравнения, описывающего поверхностные плазмон-поляритоны в цилиндре [3]. При выводе (1) предполагалось, что электрический дипольный момент \mathbf{p}_{10} квантового перехода молекулы из основного в первое возбужденное состояние ориентирован по касательной к поверхности нанопроволоки. Также в выражении (1) введено обозначение

$$f = -\frac{nk_z}{\omega_n(k)R} \left(\frac{1}{q_d^2} - \frac{1}{q_m^2} \right) \left(\frac{1}{q_d} \frac{K'_n(q_d R)}{K_n(q_d R)} - \frac{1}{q_m} \frac{I'_n(q_m R)}{I_n(q_m R)} \right)^{-1}.$$

Из формулы (1) следует, что взаимодействие плазмона с экситоном возможно при равенстве продольных компонент их волновых векторов $q_1 = k_z$. В частности, осесимметричные ($n = 0$) поверхностные плазмоны взаимодействуют только с экситонами, распространяющимися вдоль оси нанопроволоки ($q_2 = 0$).

Когда взаимодействие экситона с плазмоном мало по сравнению с другими взаимодействиями в системе, приводящими к релаксации электронных возбуждений, скорость перехода $|0_{ex, 1_{pl}}\rangle \rightarrow |1_{ex, 0_{pl}}\rangle$ может быть найдена в рамках теории возмущений по золотому правилу Ферми.

Энергии двух гибридных плазмон-экситонных состояний определяются выражением

$$E_{\pm}(k_z, n/r) = \frac{1}{2} \left(E_{ex}(k_z, n/r) + \hbar\omega_n(k) \pm \sqrt{(E_{ex}(k_z, n/r) - \hbar\omega_n(k))^2 + 4|V_{10,01}^{(n)}|^2} \right), \quad (2)$$

где $E_{ex}(k_z, n/r)$ – энергия двумерного экситона.

Расчеты скорости переноса энергии и законов дисперсии гибридных состояний (2) были проведены для серебряной нанопроволоки, покрытой монослоем тиацианина. Для расчета диэлектрической проницаемости серебра использовалась обобщенная формула Друде $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_{\infty} - \omega_{pl}^2/\omega^2$, где энергия объемного плазмона $\hbar\omega_{pl} = 9.1$ эВ, высокочастотная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\infty} = 3.7$. Диэлектрическая проницаемость оптически нейтральной среды, окружающей нанопроволоку, принималась равной $\epsilon_d = 2$. Согласно данным работы [4] монослой J – агрегатов тиацианина имеет решетку типа «кирпичная кладка» со следующими параметрами: длины элементарных векторов $a = 1.8$ нм и $b\sin\theta = 0.38$ нм, угол между ними $\theta = 24^\circ$. Энергия экситона в J - агрегате составляет $\hbar\Omega_J = 2.613$ эВ. Дипольный момент перехода в молекуле тиацианина сонаправлен с элементарным вектором \mathbf{a} и равен $|\mathbf{p}_{10}| = 8.9$ Д. Если элементарный вектор \mathbf{b} параллелен оси нанопроволоки, то расположение молекул относительно поверхности цилиндра будет соответствовать рисунку 1. Расстояние между поверхностью нанопроволоки и монослоем принималось равным 1 нм.

На рисунке 2 представлены результаты расчетов скорости передачи энергии от нанопроволоки к монослою для осесимметричных поверхностных плазмонов. Для сравнения горизонтальной линией изображена скорость высвечивания экситона, которая, как известно, на три порядка выше скорости высвечивания одиночной молекулы и составляет $\sim 10^{11}$ с⁻¹. Из рисунка видно, что в области малых волновых чисел скорость высвечивания экситона выше скорости передачи энергии от плазмона к экситону, поэтому вероятность обратной передачи мала, и возбуждаемые на поверхности нанопроволоки плазмоны будут порождать френкелевские экситоны в монослое J-агрегата, которые затем будут трансформироваться в фотоны. Также рисунок иллюстрирует зависимость скорости обмена энергией между плазмонами и экситонами от радиуса нанопроволоки.

На рисунке 3 изображены законы дисперсии гибридных экситон-плазмонных состояний. Штриховыми кривыми изображены законы дисперсии осесимметричных плазмон-поляритонов для разных радиусов нанопроволоки. Сплошная практически горизонтальная прямая

соответствует энергии экситона. Из рисунка видно, что с уменьшением радиуса нанопроволоки точка пересечения экситонной и плазмон-поляритонной дисперсионных кривых сдвигается вправо, и величина расщепления Раби ($\Delta G = 2|V_{10,01}^{(0)}(k)|$) в условиях резонанса $E_{ex}(k_z, 0) = \hbar\omega_0(k)$ увеличивается от $\Delta G_1 \approx 100$ мэВ при $R = 10$ нм до $\Delta G_2 \approx 150$ мэВ при $R = 5$ нм. Из сравнения рисунков 2 и 3 можно также заметить, что значения волновых чисел в области, где возможен односторонний перенос энергии от нанопроволоки к монослою, и в области возникновения гибридных состояний различаются на порядок.

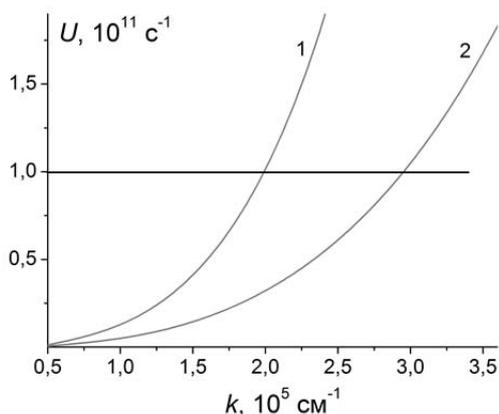


Рис. 2. Скорость передачи энергии от нанопроволоки к монослою при разных радиусах нанопроволоки: 1 – $R = 10$ нм, 2 – $R = 5$ нм

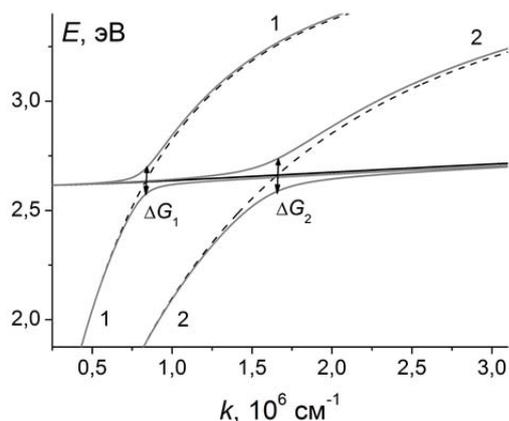


Рис. 3. Законы дисперсии гибридных квазичастиц при разных радиусах нанопроволоки: 1 – $R = 10$ нм, 2 – $R = 5$ нм

В заключение следует отметить, что проведенное исследование показало существенное влияние геометрических характеристик системы на величину энергии взаимодействия между поверхностными плазмонами и френкелевскими экситонами. Это обстоятельство открывает один из возможных путей управления скоростью энергообмена между компонентами системы, который позволит добиваться одностороннего переноса энергии от поверхностного плазмон-поляритона цилиндрической нанопроволоки к экситону монослоя J-агрегата. Что, как отмечалось выше, является необходимым условием при разработке новых органических излучателей света.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и правительства Оренбургской области (проект № 16-42-560671)

1. V.S. Lebedev, A.S. Medvedev, *Journal of Russian Laser Research*, **34**, pp. 303-322, (2013).
2. A. Gonzalez-Tudela, P.A. Huidobro, L. Martin-Moreno, C. Tejedor, F.J. Garcia-Vidal, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, p.126801, (2013).
3. Y.N. Chen, G.Y. Chen, D.S Chuu, T. Brandes, *Phys. Rev. A*, **79**, p. 033815, (2009).
4. S. Valleau, S.K. Saikin, M.-H. Yung, A.A. Guzik, *The Journal of Chem. Phys.*, **137**, p.034109, (2012).

ПЛАЗМОН-ЭКСИТОННАЯ ДИНАМИКА И РЕЛАКСАЦИЯ В МНОГОСЛОЙНОЙ ПЛАНАРНОЙ СИСТЕМЕ С ДВУМЕРНОЙ ПЛЕНКОЙ J-АГРЕГАТОВ ЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Исследована кинетика энергообмена между плазмонной и экситонной подсистемами в планарной композитной наноструктуре при сильном экситон-плазмонном взаимодействии. Показано, что передача энергии между компонентами системы имеет характер затухающих осцилляций, зависящих от релаксационных параметров, частоты Раби и отстройки от резонанса.

В композитных наноструктурах «металл-полупроводник», «металл-диэлектрик» или «полупроводник-диэлектрик» возникают межвидовые взаимодействия квазичастиц (экситонов, плазмонов и др.), которые вносят свой вклад в формирование электронных и оптических характеристик многокомпонентных систем. В работе авторов[1] предложена модель безызлучательной передачи энергии от поверхностных плазмонов металлической подложки к J-агрегатам молекул цианиновых красителей, с рождением экситонов Френкеля, в условиях слабого экситон-плазмонного взаимодействия. Исследованная планарная слоистая наноструктура представляла собой металлическую подложку, диэлектрическую прослойку D1 и пленку J-агрегатов цианиновых красителей. Расчеты скорости необратимой передачи энергии от поверхностных плазмонов, возбуждаемых в подложке, к J-агрегатам производились в рамках квантовомеханической теории возмущений. Однако при сильном экситон-плазмонном взаимодействии, которое по оценкам[1] для рассмотренной системы может достигать величины ~100 мэВ, необходимо производить описание трансформации энергии на основе более общего квантовомеханического формализма, использующего парную матрицу плотности ρ квантовых подсистем, взаимодействующих как друг с другом, так и с термостатом.

В том случае, когда имеет место пересечение дисперсионных кривых экситонов и плазмон-поляритонов, и взаимодействие поверхностных плазмон-поляритонов с экситонами J-агрегатов доминирует над другими механизмами релаксации электронных возбуждений в системе возможно образование гибридного экситон-плазмонного состояния. Тогда для матричного элемента $\langle 1 | V | 2 \rangle = V_{10,01}(\mathbf{k})$ экситон-плазмонного взаимодействия между состоянием $|1\rangle = |0_{ex}, 1_{pl}\rangle$ без экситонов, но с одним плазмоном и состоянием $|2\rangle = |1_{ex}, 0_{pl}\rangle$ системы с одним экситоном в отсутствие плазмона можно использовать следующее выражение[1]

$$V_{10,01}(\mathbf{k}) = -\sqrt{\frac{2\pi\hbar\omega}{s \cdot L(k)}} \frac{a}{d} \exp[-k_z^{(D2)}(z-l)] (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{p}_{10}), \quad (1)$$

$$a = \varepsilon_{D1} k_z^{(D2)}, \quad b = \varepsilon_{D2} k_z^{(D1)}, \quad d = a \operatorname{ch}(k_z^{(D1)} l) + b \operatorname{sh}(k_z^{(D1)} l),$$

которое получено для случая, когда монослой J-агрегатов расположен в диэлектрической среде D2 с проницаемостью ε_{D2} . Вектор \mathbf{k} в (1) представляет собой волновой вектор гибридной квазичастицы, s – площадь элементарной ячейки двумерного монослоя, $\hbar\omega(k)$ – энергия поверхностного плазмон-поляритона, z – расстояние от поверхности металла до монослоя, l – толщина прослойки, \mathbf{p}_{10} – дипольный момент перехода между основным и первым возбужденным синглетным состоянием молекулы красителя, \mathbf{e}_k – единичный вектор, направленный вдоль волнового вектора гибридной квазичастицы, $L(k)$ – эффективная длина плазмон-поляритонной моды[1].

Оператор плотности $\hat{\rho}(t)$ объединенной системы удовлетворяет кинетическому уравнению, записанному на базе уравнения Неймана с релаксационным слагаемым

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho} = \frac{1}{i\hbar}[\hat{H}_0 + \hat{V}, \hat{\rho}] - \hat{R}^\dagger \hat{\rho}. \quad (2)$$

Оператор \hat{H}_0 в (2) – гамильтониан объединенной системы 1+2 в отсутствие экситон-плазмонного взаимодействия; \hat{R}^\dagger – супероператор релаксации. В простейшем случае равенства времен жизни экситона и плазмона $\tau_{pl} = \tau_{exc} = \tau$, произвольном времени T_2 фазовой релаксации и в условиях нулевой отстройки от резонанса $\Delta E = 0$ на основе (2) получено автономное уравнение для инверсии $\Delta\rho(t) = \rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)$

$$\Delta\ddot{\rho}(t) + \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T_2}\right)\Delta\dot{\rho}(t) + \left(\Omega^2 + \frac{1}{\tau T_2}\right)\Delta\rho(t) = 0, \quad \Omega = 2|V_{12}|/\hbar. \quad (3)$$

В общем случае произвольных соотношений между временами $\tau_{pl}, \tau_{exc}, T_2$ и ненулевой отстройке ΔE от резонанса анализ кинетики населенностей состояний 1 и 2 произведен на основе модифицированного уравнения Джонсона-Меррифильда[2], предложенного для описания спин-селективной аннигиляции экситонов

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[(\hat{H}_0 + \hat{V}), \hat{\rho}] - \frac{1}{2}\tilde{k}_1\{\hat{P}_1, \hat{\rho}\}_+ - \frac{1}{2}\tilde{k}_2\{\hat{P}_2, \hat{\rho}\}_+ - T_2^{-1}\hat{\rho}, \quad (4)$$

где $\{\hat{P}_j, \hat{\rho}\}_+ = \hat{P}_j \cdot \hat{\rho} + \hat{\rho} \cdot \hat{P}_j$ – антикоммутатор, $\hat{P}_j = |j\rangle\langle j|$ – проекционный оператор на состояние j , \tilde{k}_1, \tilde{k}_2 – аддитивные добавки к скалярным скоростям дезактивации системы по плазмонному и экситонному каналам распада.

Решение операторного уравнения (4) можно представить с помощью матричных экспонент

$$\hat{\rho}(t) = \exp(-t/T_2) \cdot \exp(\hat{K}^{(-)}t)\hat{\rho}(0)\exp(\hat{K}^{(+)}t), \quad (5)$$

$$K_{ij}^{(\mp)} = \begin{pmatrix} \mp \frac{i}{\hbar}(\hbar\omega(k) + V_{11}) - \frac{1}{2}\tilde{k}_1 & \mp \frac{i}{\hbar}V_{12} \\ \mp \frac{i}{\hbar}V_{21} & \mp \frac{i}{\hbar}(E_{exc} + V_{22}) - \frac{1}{2}\tilde{k}_2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

с собственными значениями матриц (6)

$$\kappa_{1,2}^{(\mp)} = (\mp)\frac{i}{2}[\omega(k) + E_{exc}/\hbar] - \frac{1}{4}(\tilde{k}_1 + \tilde{k}_2) \mp \frac{1}{2}\left\{\left[i(\mp)\Delta E/\hbar + (\tilde{k}_1 - \tilde{k}_2)/2\right]^2 - \Omega^2\right\}^{1/2}.$$

В частности, кинетика населенности экситонного состояния $|2\rangle = |1_{ex}, 0_{pl}\rangle$ определяется следующим набором экспонент с комплекснозначными показателями

$$\rho_{22}(t) = \langle 2|\hat{\rho}(t)|2\rangle = \frac{K_{21}^{(-)}K_{12}^{(+)}}{(\kappa_1^{(-)} - \kappa_2^{(-)})(\kappa_1^{(+)} - \kappa_2^{(+)})} \times \left[\exp((\kappa_1^{(-)} + \kappa_1^{(+)})t) + \exp((\kappa_2^{(-)} + \kappa_2^{(+)})t) - \exp((\kappa_1^{(-)} + \kappa_2^{(+)})t) - \exp((\kappa_2^{(-)} + \kappa_1^{(+)})t) \right].$$

Исследованы параметрические зависимости кинетики населенностей $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$ активированной планарной системы с экситононосным J-агрегатным слоем на проводящей подложке, на основе моделей (3) и (4)-(6).

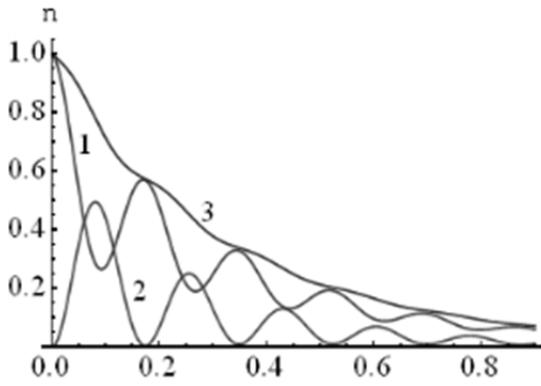


Рис. 1. Кинетика населенностей плазмонной

$\rho_{11}(t)$ – (1) и экситонной $\rho_{22}(t)$ – (2)

подсистем,

а также суммарной населенности $n(t) = \rho_{11} + \rho_{22}$ (огibaющая кривая 3)

возбужденного состояния системы, при различных скоростях распада

$\tilde{k}_1 = 5.5 \cdot T_2^{-1}, \tilde{k}_2 = 0.6 \cdot T_2^{-1}$, времени поперечной

релаксации $T_2 = 1$ пс и частоте Раби

$\Omega = 30 \cdot T_2^{-1}$. Время t выражено в пс.

Величина отстройки от резонанса

$$\Delta E / \hbar = 20 \cdot T_2^{-1}.$$

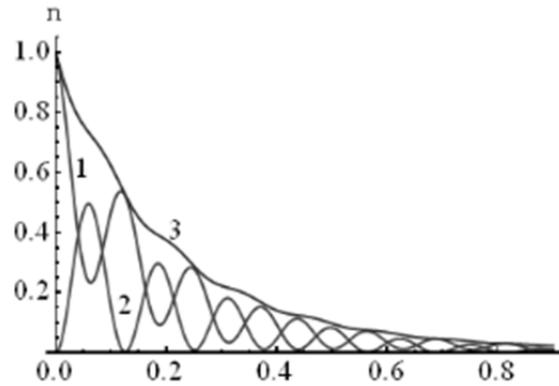


Рис. 2. Кинетика населенностей плазмонной

$\rho_{11}(t)$ – (1) и экситонной $\rho_{22}(t)$ – (2)

подсистем,

а также суммарной населенности $n(t) = \rho_{11} + \rho_{22}$ (огibaющая кривая 3)

возбужденного состояния системы, при различных добавочных скоростях распада

$\tilde{k}_1 = -5.5 \cdot 10^{12}, \tilde{k}_2 = -0.03 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, скорости

поперечной релаксации $T_2^{-1} = 7 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ и

частоте Раби $\Omega = 40 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Величина

отстройки от резонанса $\Delta E / \hbar = 30 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$.

Расчеты, проведенные на основе уравнения (3) при равенстве времен $\tau_{pl} = \tau_{exc} \sim 10^{-12}$ с и нулевой отстройке от резонанса $\Delta E = 0$ показали, что с уменьшением времени поперечной релаксации T_2 от $0.8\tau_{exc}$ до $0.05\tau_{exc}$ при частоте Раби $\Omega = 15 \div 20 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ наблюдается уменьшение глубины модуляции населенностей $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$ вплоть до ее практически полного исчезновения. С возрастанием Ω до $30 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ модуляция $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$ становится вновь отчетливо выраженной. На рис 1 и 2 представлены временные зависимости населенностей плазмонной и экситонной подсистем, рассчитанные на основе модели (4)-(6). При существенных различиях (вплоть до порядка величины и выше) собственных времен жизни экситонов и плазмонов τ_{exc}, τ_{pl} наблюдались характерные модуляции с частотой Раби Ω не только парциальных плотностей $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$ квазичастиц, но и суммарной плотности возбуждений $n(t) = \rho_{11}(t) + \rho_{22}(t)$, с заметными отклонениями от трендовой экспоненты (рис. 1-2). Увеличение частоты Раби от $20 \cdot 10^{12}$ до $80 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ приводит к существенному росту глубины модуляции плотности $\rho_{11}(t)$ плазмонов при соотношении скоростей релаксации $\tilde{k}_1 = 5.5 \cdot T_2^{-1}, \tilde{k}_2 = 0.1 \cdot T_2^{-1}$. При этом модуляция плотности $\rho_{22}(t)$ экситонов на частоте Раби осуществляется практически до нулевых значений за время $t \sim \Omega^{-1}$.

Работа выполнена по Госзаданию Минобрнауки РФ (Проект № 233).

1. Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г., Курмангалеев К.С., *Опт. и спектр.*, **120**, №6, 941-947, (2016).

2. Johnson R.C., Merrifield R.E., *Phys. Rev. B.*, **1**, -№2, 896-902, (1970).

ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ И ДИФРАКЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ С ФОТОРЕФРАКТИВНЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ

Безпалый А.Д., Верхотуров А.О., Шандаров В.М.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Обсуждаются результаты исследования характеристик канальных волноводных и планарных дифракционных структур, формируемых в легированных фоторефрактивными примесями приповерхностных слоях ниобата лития лазерным излучением с длинами волн сине-зеленой области видимого спектра.

Ниобат лития (LiNbO_3) находит широкое применение в интегральной и нелинейной оптике благодаря уникальному набору физических свойств. Одним из эффектов, проявляющихся в нем, вызывающим особый интерес, является фоторефрактивный эффект (ФРЭ) [1], [2]. В образцах LiNbO_3 с легированием некоторыми примесями (Fe, Cu) фоторефрактивная чувствительность существенно возрастает. Такое легирование может осуществляться как в процессе роста кристалла, так и с поверхности кристаллических образцов, используя процессы диффузии, ионного обмена и ионной имплантации [2], [3]. Легирование с поверхности допускает более высокую концентрацию примесей, без ухудшения механических свойств материала в приповерхностном слое. Кроме того, при этом возможно легирование разных областей поверхности разными примесями или их комбинациями [3].

Целью данной работы явилось исследование формирования и характеристик волноводно-оптических и дифракционных структур в образцах LiNbO_3 с фоторефрактивным поверхностным слоем путем его поточечного экспонирования или экспонирования через амплитудный транспарант, лазерным излучением сине-зеленой части видимого спектра.

Формирование канальных волноводных элементов.

Канальные волноводы формировались в пластине LiNbO_3 Y-среза с размерами $30 \times 3 \times 15$ мм³ по осям X, Y, Z, излучением с длинами волн $\lambda=532$ нм (YAG:Nd³⁺ лазер с удвоением частоты) и $\lambda=450$ нм (полупроводниковый лазер). Поверхностная область пластины легирована медью, толщина легированного слоя составляла около 100 мкм.

Формирование волноводов включало поточечное экспонирование поверхности гауссовым или фазированным световыми пучками (поле фазированного пучка иллюстрирует рисунок 1а). В освещенной области показатели преломления LiNbO_3 при ФРЭ понижаются, оставаясь неизменными в неосвещенной области. Поточечное экспонирование фазированным пучком позволяет формировать волновод за один цикл экспонирования, содержащий последовательность точек, образующих полосу. Расстояние между центрами точек составило 25 мкм, а время экспонирования каждой менялось от 4 до 10 с. Длина каждой полосы равна 525 мкм. Экспонированная область зондировалась излучением He-Ne лазера ($\lambda=633$ нм). На рисунке 1б представлена картина светового поля в ближней зоне в случае экспонирования поверхности гауссовым пучком с диаметром 90 мкм (ширина волноводной области составила 40 мкм).

Экспонированные области зондировались также фокусированным световым пучком, что позволило подтвердить характер изменений показателя преломления материала при экспонировании.

Формирование фазовых дифракционных структур

Одномерные дифракционные решетки формировались в кристаллическом образце ниобата лития Y среза с размерами $8 \times 2 \times 17$ мм³ по осям X×Y×Z, поверхностная область которого легирована железом и медью. В экспериментах излучение также имело длины волн $\lambda=450$ нм и $\lambda=532$ нм.

Дифракционные фазовые элементы формировались с помощью одномерного амплитудного транспаранта (АТ), расположенного у поверхности образца. Такая схема формирования дифракционных структур является наиболее стабильной и позволяет обеспечить

практически ступенчатый профиль показателя преломления дифракционных элементов[3]. Методом дифракции света оценивались параметры структуры. Величина пространственного периода фазовой дифракционной решетки оставила 40 мкм. Время экспонирования при разных длинах волн излучения составляло 30 минут. Поляризация света соответствовала в обоих случаях обыкновенной волне в кристалле.

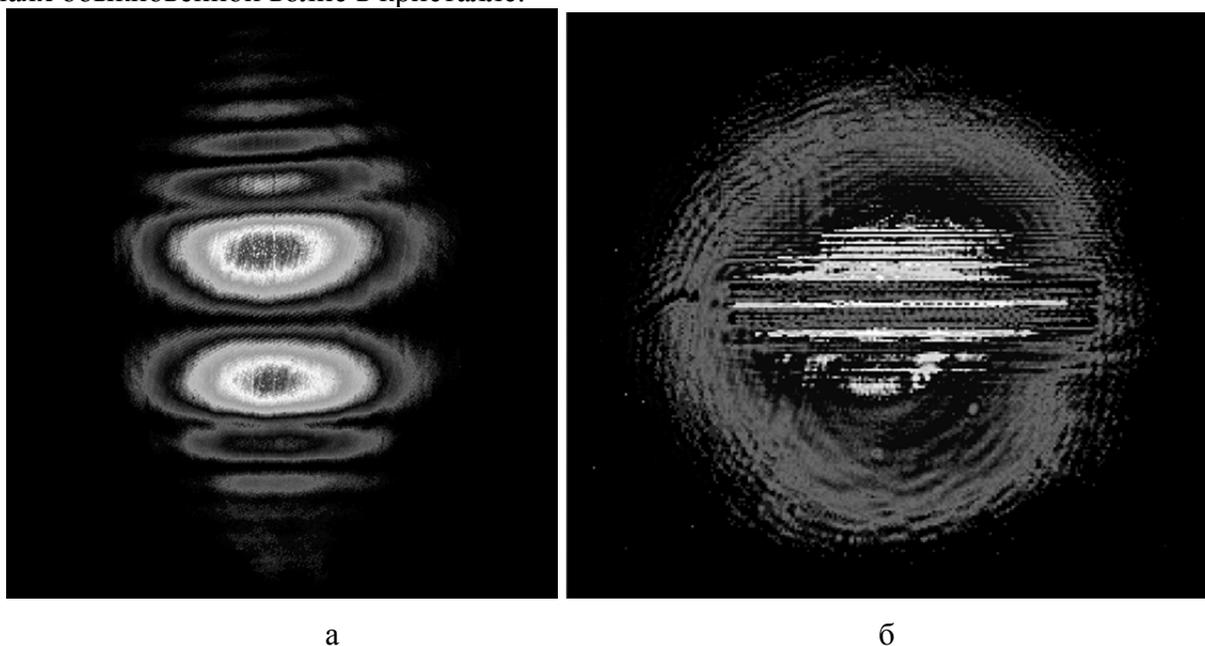


Рис. 1. Световые картины: а – в поперечном сечении фазированного пучка; б – картина светового поля в ближней зоне, при экспонировании поверхности гауссовым пучком

Моделирование теоретической зависимости дифракционной эффективности от времени проводилось с учетом насыщаемого характера фоторефрактивной нелинейности. В моделировании кинетики дифракционной эффективности решетки $\eta(t)$ использовалось соотношение:

$$\eta(t) = \sin^2 \frac{\pi L \Delta n_s}{\lambda \cos(\theta)} \cdot [1 - \exp(-t / \tau)], \quad (1)$$

где, L – толщина решетки, Δn_s – максимальное изменение показателя преломления, λ – длина волны света в кристалле, θ – угол Брэгга, τ – постоянная, характеризующая скорость формирования фоторефрактивной решетки.

На рисунке 2 представлены теоретические и экспериментальные зависимости дифракционной эффективности структуры от времени экспонирования, при разных длинах волн экспонирующего излучения. Плотность мощности экспонирующего излучения в обоих случаях составляла 35 Вт/см². Диаметр освещаемой области составил 1.1 мм.

Из рисунка 2 видно, что формирование дифракционной структуры, при таких условиях составило около 5 минут для полупроводникового лазера с $\lambda=450$ нм. Формирование дифракционной структуры для YAG:Nd³⁺ лазера с длиной волны 532 нм потребовалось 15 минут. Максимальное значение полученной дифракционной эффективности решетки при ее формировании светом с длиной волны 532 нм выше таковой при длине волны формирующего излучения 450 нм. Очевидно, это связано с различием поглощения света в легированном слое при разных длинах волн.

Таким образом, экспериментально продемонстрировано формирование канальных волноводных и планарных дифракционных структур в фоторефрактивном поверхностном слое образцов ниобата лития путем поточечного экспонирования и экспонирования через амплитудный транспарант.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки РФ (проект №3.878.2014/К).

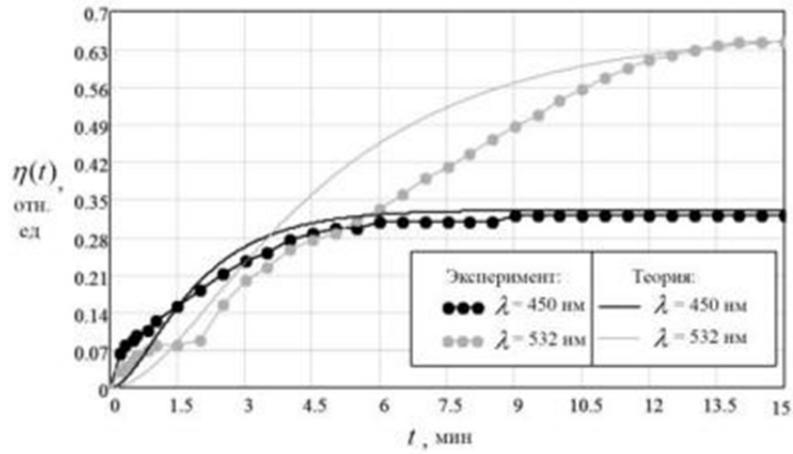


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические зависимости дифракционной эффективности фазовой дифракционной решетки от времени формирования на разных длинах волн

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко, СПб.: Наука. С.-Петербургское отд-ние, 3-4, (1992).
2. Kip D., *Appl. Phys. B.*, **V. 67**, 131-150, (1998).
3. S.A. Davydov, P.A. Trenikhin, V.M. Shandarova, K.V. Shandarova, D. Kip, Ch. Rueter, F. Chen, *Physics of wave phenomena*, **18**, №1, 1-6, (2010).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕХАНИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ, ПРИЛОЖЕННОГО ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ОПТИЧЕСКОМУ ВОЛОКНУ, НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Мухтубаев А.Б., Аксарин С.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние механического воздействия на поляризационные преобразования в точке воздействия в анизотропном оптическом волокне с эллиптической напрягающей оболочкой.

Ключевым элементом в волоконно-оптических датчиках является оптическое волокно. Оно может использоваться не только в качестве линии передачи от чувствительного элемента до блока обработки сигналов, а также в качестве самого чувствительного элемента[1]. В обоих случаях к волокну накладываются высокие требования к качеству изготовления, а также эксплуатации. Зачастую в волоконно-оптических датчиках используют волокна с двулучепреломлением, которые имеют свойство сохранять введенное в него поляризованное оптическое излучение по всей длине[2]. Одним из видов таких волокон является анизотропное оптическое волокно с эллиптической напрягающей оболочкой[3]. В силу неидеальности процесса изготовления таких волокон, температурных флуктуаций, а также в результате различного рода механических воздействий (скрутка, микроизгибы, сдавливание, растяжение) могут возникать места поляризационных преобразований, которые могут привести к ошибке в работе датчика[4].

Целью данной работы является исследование влияния механического воздействия, направленного перпендикулярно оси анизотропного оптического волокна с эллиптической напрягающей оболочкой, на величину поляризационных преобразований.

Объектом исследования является анизотропное оптическое волокно с эллиптической напрягающей оболочкой, фотография сечения торца и структура волокна представлена на Рис. 1. Параметры исследуемого отрезка волокна: диаметр с акрилатным покрытием 250 мкм, длина 12 м.

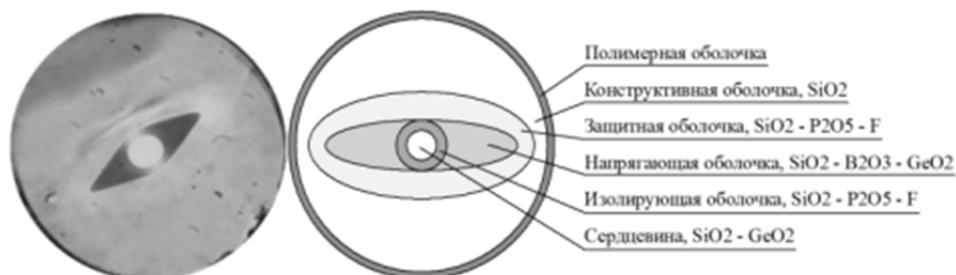


Рис. 1. Анизотропное оптическое волокно с эллиптической напрягающей оболочкой

Схема экспериментальной установки для проведения настоящего исследования представлена на Рис. 2. В качестве широкополосного источника излучения использовался суперлюминесцентный диод фирмы ThorLabs серии S5FC1005SXL с центральной длиной волны 1575 нм и шириной спектра 45 нм.

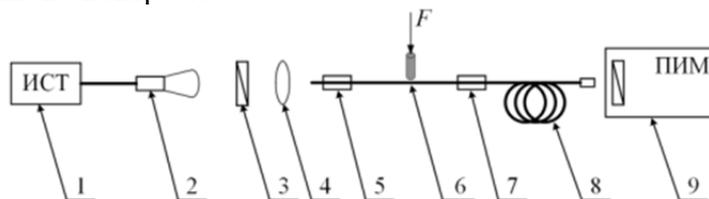


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – широкополосный источник излучения; 2 – коллиматор; 3 – поляризатор; 4 – объектив; 5 – микропозиционер; 6 – место приложения давления (перпендикулярно оси волокна); 7 – держатель; 8 – исследуемое волокно; 9 – поляризационный интерферометр Майкельсона

Оптическое волокно закреплялось в специальном держателе (поз.7). Механическое воздействие производилось на расстоянии 25 см от держателя с помощью металлического стержня с варьируемой массой, вектор приложенной силы был перпендикулярно направлен оси исследуемого волокна. Площадь соприкосновения между боковой поверхностью волокна и металлическим стержнем составила 1,7 мм².

В настоящей работе в качестве инструмента для анализа поляризационных преобразований (коэффициент экстинкции) в анизотропном оптическом волокне с эллиптической напрягающей оболочкой использовался поляризационный сканирующий интерферометр Майкельсона. С его помощью можно добиться высокой точности в определении места локального преобразования в оптическом волокне[5], [6].

Методика исследования заключалась в следующем. Линейно-поляризованное излучение вводится в одну из поляризационных осей исследуемого объекта. Поляризатор внутри интерферометра ориентируется под углом 45° к осям объекта. Во время смещения зеркала интерферометра Майкельсона происходит сканирование объекта исследования, в результате чего будут возникать интерференционные пики, по амплитуде которых можно дать оценку величине поляризационных преобразований. Пример полученной интерферограммы представлен на Рис. 3.

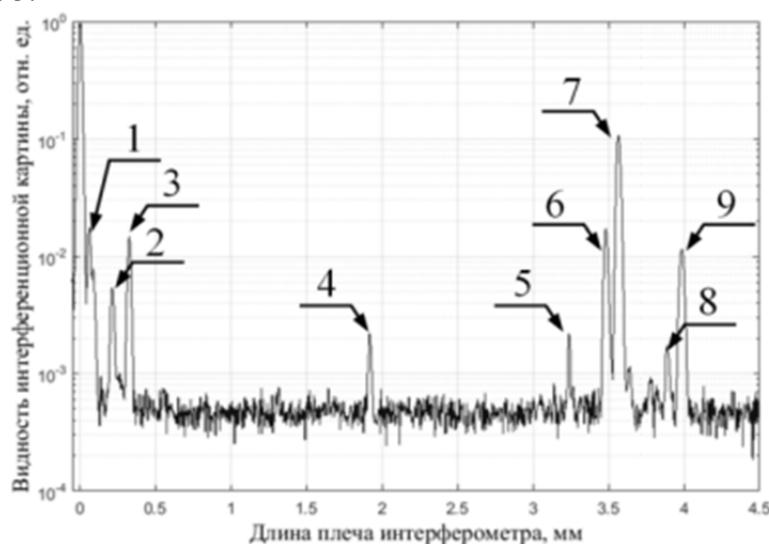


Рис. 3. Пример интерферограммы, получаемой при сканировании оптического волокна с помощью поляризационного интерферометра Майкельсона: пики 1-5, 8 – паразитные пики, характеризующие источник излучения; пик 6 характеризует поляризационные преобразования, вызванные держателем волокна; пик 7 характеризует поляризационные преобразования, вызванные механическим воздействием; пик 9 характеризует поляризационные преобразования на входе в волокно

Величина поляризационных преобразований в точке приложения давления находится по формуле[5]

$$PER(\partial B) = 10 \log \left[\frac{4 \cdot V_c^2}{\left(\sqrt{1 - 4 \cdot V_c^2} + 1 \right)^2} \right], \quad (1)$$

где V_c – амплитуда интерференционного пика картины (отн. ед.).

В результате исследования были получены видности интерференционных картин, в которых по амплитуде пика от механического воздействия (Рис.3) была найдена зависимость величины поляризационных преобразований в анизотропном оптическом волокне с эллиптической напрягающей оболочкой от механического воздействия, направленного перпендикулярно оси оптического волокна.

На Рис.4 видно, что характер полученной зависимости укладывается в широком диапазоне: ± 10 дБ. Это объясняется структурой исследуемого оптического волокна. В анизотропных волокнах с двулучепреломлением различают две поляризационные оси, так

называемые «медленная» и «быстрая» оси. «Медленная» ось анизотропного оптического волокна направлена вдоль большой оси эллиптической напрягающей оболочки (Рис.1), соответственна «быстрая» ось направлена вдоль малой оси эллиптической напрягающей оболочки. Таки образом, в разных поляризационных осях волокна возникают разное поляризационное преобразование от одного и того же приложенного механического воздействия.

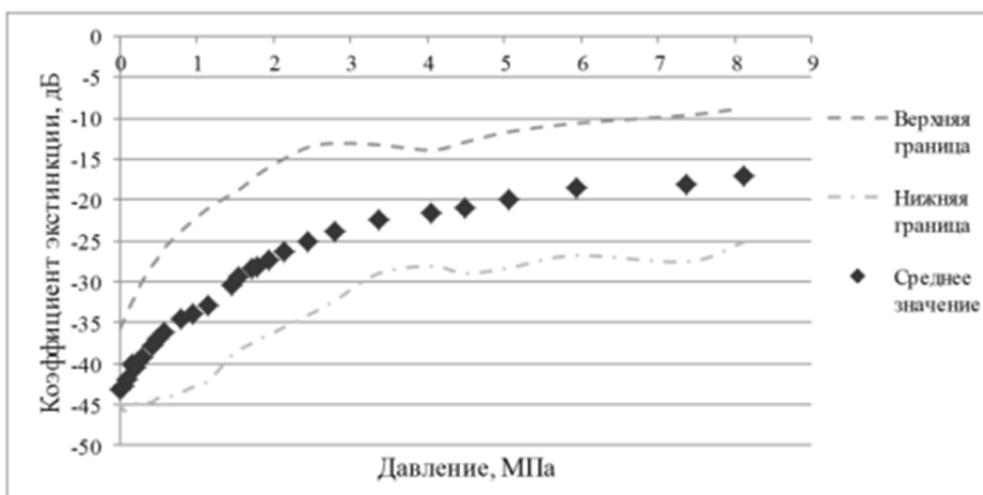


Рис. 4. График зависимости коэффициента экстинкции в точке от приложенного механического воздействия, приложенного перпендикулярно оси анизотропного оптического волокна с эллиптической напрягающей оболочкой

В результате работы было исследовано влияние механического воздействия, приложенного перпендикулярно оси анизотропного оптического волокна с эллиптической напрягающей оболочкой, на величину поляризационных преобразований в точке воздействия. Видно, что с увеличением давления на исследуемое волокно увеличивается коэффициент экстинкции в точке преобразования (см. Рис.4) по среднему уровню с -43 дБ до -17 дБ.

Такие поляризационные преобразования могут привести к ошибке в показаниях волоконно-оптических датчиках, в особенности в датчиках интерферометрического типа[4]. Поэтому при создании датчиков необходимо избегать мест с поляризационными преобразованиями, которые могут возникать в результате микроизгибов, перехлестов волокон друг на друга, сдавливания волокна держателями и т.п.

1. Окоси, Т., Волоконно-оптические датчики / Окоси Т., Окамото К., Оцу М., Нисихара Х., Кюма К., Хататэ К. // Л. – Энергоатомиздат. – 1990.

2. Лиокумович Л.Б. Поляризационные эффекты в волоконных интерферометрах на основе двулучепреломляющих световодов ... д. ф.-м. н.: защищена 16.10.08: утв. 08.09.08 – СПб., 2008. – 333 с.

3. Rogers, A., Polarization in Optical Fibers // Artech house. – 2008.

4. Lefevre, H., Fiber-optic gyroscopes // Artech house. – 1993.

5. Аксарин С.М. Исследование поляризационных методов и технологий согласования волоконно-оптических и интегрально-оптических волноводов: диссертация ... к. ф.-м. н.: защищена 06.11.14: утв. 09.07.14 – СПб., 2014. – 116 с.

6. Аксарин С.М. Методика и аппарат исследования локальных преобразований в оптических волокнах с двулучепреломлением / С.М.Аксарин, В.Е.Стригалева // Сборник тезисов докладов конгресса молодых ученых. – 2012. – В.2. – С.44-45.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОТОТЕРМИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА В МЕТОДЕ ФАЗОВОГО КОНТРАСТА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ СРЕДЫ

Бубис Е.Л., Ложкарев В.В., Кузьмин И.В., Мамаев Ю.А.,
Мартынов В.О., Смирнов А.И., Степанов А.Н., Яковлев И.В.
ФИЦ ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия

Предложено использование адаптивного фотометрического нелинейного фильтра Цернике в фазоконтрастных схемах для измерения слабого поглощения среды. Приведены результаты численного моделирования. Показано, что эффективность визуализации сравнима со схемой, использующей линейные фильтры, при существенном упрощении процесса его юстировки и слабой зависимости сигнала от направления греющего луча.

Методы пространственной фильтрации используются для измерения слабого поглощения среды [1]-[4]. В работах [1]-[3] использовался метод темного поля. В работе [4] применен метод фазового контраста [5],[6], который при малых фазах объекта линейно преобразует фазовую модуляцию в амплитудную. Объектом может быть звуковая волна, прозрачный микроорганизм в воде и, например, прогретая лазерным лучом локальная область в исследуемой среде. Фильтры (ячейки) Цернике используются в фазоконтрастных схемах для селективного сдвига фаз между нулевой и высшими пространственными частотами, участвующими в формировании изображения (визуализации) прозрачного объекта. В данной работе рассмотрено использование нелинейного фильтра Цернике, в частности фотометрического, в фазоконтрастных схемах для измерения слабого поглощения среды. Показано, что эффективность визуализации сравнима со схемой, использующей линейные фильтры, при существенном упрощении процесса его юстировки и слабой зависимости сигнала от направления греющего луча. Использование нелинейных фильтров в фазоконтрастных схемах делает их адаптивными ввиду слабой зависимости от положения перетяжки в среде (нечувствительны к наклону волнового фронта как целого) [6]. В работе приведены результаты численного моделирования процесса визуализации неоднородности среды, наведенной гауссовым лазерным пучком, в фазоконтрастной схеме с фототермическим фильтром Цернике. Процесс носит нелокальный характер, однако визуализация может происходить эффективно [7]-[9]. Требуемый уровень мощности для визуализации соответствует мощности начальной стадии развития тепловой самофокусировки освещающего пучка в среде фильтра и для жидкостных и полимерных сред составляет 1-10 мВт. При численных расчетах рассматривался случай переноса изображения из двойного фокуса в двойной. Анализ производился аналогично работе [9]. Для расчета выходного поля использовался дифракционный интеграл Френеля – Кирхгофа в параксиальном приближении. В расчетах предполагалось, что исследуемый непрозрачный объект освещается лазерным пучком с гауссовым профилем интенсивности и плоским волновым фронтом. В фокальной плоскости объектива размещался фототермический фильтр Цернике. Часть излучения поглощалась в ячейке, приводя к ее неоднородному нагреву. Ячейка рассматривалась в виде цилиндра, отвод тепла в котором осуществлялся в радиальном направлении

На Рис. представлены результаты численных расчетов процесса визуализации фазового объекта с небольшой фазой 0.1π с гауссовым профилем диаметра 100 мкм при освещении пучком 2 см в различных схемах (моделируется случай нестационарного нагрева среды): а) схема с фототермической ячейкой Цернике;

б) схема с линейной ячейкой. На рисунках пунктирная линия $\theta_z = \pi/4$, штрихованная линия $\theta_z = \pi/2$, сплошная линия $\theta_z = 3\pi/4$.

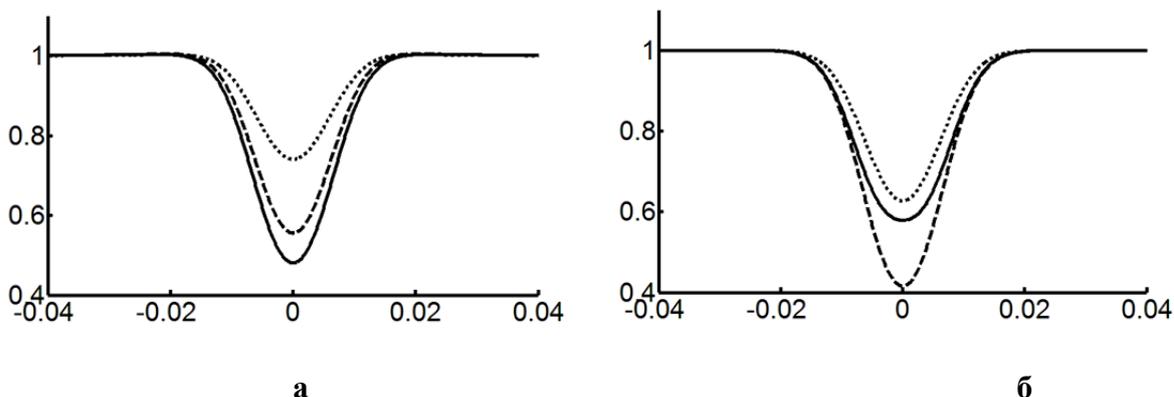


Рисунок. Численные расчеты процесса визуализации фазового объекта с фазой 0.1π
 а) схема с фототермической ячейкой; б) схема с линейной ячейкой

Из Рис. видно, что чувствительности схем с обоими фильтрами близки и адаптивные нелинейные фильтры могут быть использованы в схемах измерения слабого поглощения, в том числе и в условиях, приводящих к смещению (блужданию) греющего пучка как целого, например, в условиях тепловых потоков.

В заключение отметим, что вместо фотометрического фильтра в подобных схемах могут быть использованы фильтры на других типах нелинейности, например, ориентационной в жидких кристаллах или пленках бактериородопсина.

Работа поддержана грантом РФФИ (грант № 15-02-08212).

1. W. Herrmann, D.W. Pohl, *Infrared Physics*, **19**, N3–4, 455–459 (1979).
2. Е.Л.Бубис, В.В.Варгин, Л.Р.Кончалина, А.А.Шилов, *Оптика и спектроскопия*, **65**, N6, 1281–1286 (1988).
3. Е.Л.Бубис, А.К.Потемкин, С.В.Шубин, *Оптика и спектроскопия*, **90**, N2, 336–340 (2001).
4. А.А. Бабин, Е.Л. Бубис, В.В. Ложкарев, Ф.И.Фельдштейн, Г.И.Фрейдман, И.В.Яковлев, *Квантовая электроника*, **25**, N8, 758–760 (1998).
5. М. Франсон, *Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы*. Пер.с франц., М., 180 с. (1960).
6. М.А. Воронцов, М.А. Корябин, В.И. Шмальгаузен, *Управляемые оптические системы*. М., Наука, 272 с. (1988).
7. С.G.Trevino-Palacios, M.D.Iturbe-Castillo, D.Sanchez-de-la-Llave, R.Ramos-Garcia, *Applied Optics*, **42**, N25, 5091–5095 (2003).
8. Е.Л.Бубис, *Квантовая электроника*, **41**, N6, 568–570 (2011).
9. Е.Л.Бубис, А.З.Матвеев, *Квантовая электроника*, **42**, N4, 361–366 (2012).

ФАЗОВЫЕ СИНГУЛЯРНОСТИ КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ С ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКОЙ

Вохник О.М., Одинцов В.И.

Физический факультет Московского государственного университета имени
М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Теоретически показано возникновение фазовой сингулярности амплитуды колебаний нелинейной среды, возбуждаемых широкополосными лазерным и стоксовым полями при вынужденном рассеянии света.

Ранее в работе[1] была изучена фазовая сингулярность функции взаимной когерентности[2] пересекающихся некогерентных световых пучков

$$\Gamma(\vec{r}) = E_1(\vec{r}, t) E_2^*(\vec{r}, t), \quad (1)$$

где черта означает усреднение по времени.

При описании вынужденного рассеяния широкополосной накачки, когда существенно когерентное взаимодействие смещенных по частоте на величину Ω лазерного $E_L(\vec{r}, t)$ и стоксова $E_S(\vec{r}, t)$ полей, удобно использовать обобщенную функцию взаимной когерентности

$$\Gamma(\Omega, \vec{r}) = \overline{E_L(\vec{r}, t) E_S^*(\vec{r}, t)} \exp(-i\Omega t). \quad (2)$$

Она характеризует взаимодействие полей E_L и E_S , при котором интенсивность в каждой точке \vec{r} интерференционной картины гармонически изменяется во времени на частоте Ω , что вызывает раскачку колебаний в нелинейной среде, приводящих к вынужденному рассеянию света. Вынуждающая сила на частоте Ω , определяется Фурье-амплитудой $F(\Omega, \vec{r})$ функции взаимодействия полей $F(\vec{r}, t) = E_L(\vec{r}, t) E_S^*(\vec{r}, t)$. Из (2) следует $F(\Omega, \vec{r}) = \delta(0) \Gamma(\Omega, \vec{r})$.

Примем, что в исходной плоскости $z=0$ лазерный и стоксов пучки пространственно когерентны, а параллельность слоев когерентности пересекающихся под небольшим углом пучков, расширяющая область их когерентного взаимодействия, достигается методом внесения дисперсии [3].

В узком слое нелинейной среды, перпендикулярном биссектрисе угла между пересекающимися пучками (ось z), пренебрежем усилением стоксовой волны и представим поля E_L и E_S в виде суперпозиции монохроматических составляющих

$$E_L(\vec{r}, t) = \int_0^\infty \varepsilon_L(\omega_L) \exp(i\omega_L t) E_{L\omega_L}(\vec{r}) d\omega_L, \quad (3)$$

$$E_S(\vec{r}, t) = \int_0^\infty \varepsilon_S(\omega_S) \exp(i\omega_S t) E_{S\omega_S}(\vec{r}) d\omega_S, \quad (4)$$

где

$$E_{L\omega_L}(\vec{r}) = \int_0^\infty \varepsilon_L(\vec{\alpha}) \exp[-i\vec{k}_L(\omega_L, \vec{\alpha}) \vec{r}] d^{(2)}\vec{\alpha}, \quad (5)$$

$$E_{S\omega_S}(\vec{r}) = \int_0^\infty \varepsilon_S(\vec{\alpha}) \exp[-i\vec{k}_S(\omega_S, \vec{\alpha}) \vec{r}] d^{(2)}\vec{\alpha}, \quad (6)$$

$\vec{\alpha} = \vec{k}(\omega, \vec{\alpha})_\perp$ - перпендикулярная к оси z составляющая волнового вектора $\vec{k}(\omega, \vec{\alpha})$.

В спектральной теории вынужденного рассеяния с широкополосной пространственно когерентной накачкой[4] стоксово поле представляется в виде суперпозиции парциальных

полей $E_S = \int E_{S\Omega} d\Omega$ с амплитудами $\varepsilon_S(\omega_S) = \int \varepsilon_{S\Omega}(\omega_S) d\Omega$, где $E_{S\Omega}$ - парциальное поле, возбуждаемое лазерным полем на колебаниях в нелинейной среде с частотой Ω . Амплитуда парциального поля $\varepsilon_{S\Omega}(\omega_S)$ связана с амплитудой лазерного поля $\varepsilon_L(\omega_L)$ соотношением

$$\varepsilon_{S\Omega}(\omega_S) = c(\Omega) \varepsilon_L(\omega_S + \Omega). \quad (7)$$

Ввиду такой корреляции амплитуд при $\Delta\omega_L \ll \Delta\Omega$ ($\Delta\omega_L$ - ширина спектра накачки, $\Delta\Omega$ - ширина колебательной линии в среде), возбуждение колебаний в среде на частоте Ω оказывается результатом взаимодействия накачки только с парциальным полем $E_{S\Omega}$, а вкладом других парциальных полей с $\Omega' \neq \Omega$ можно пренебречь.

Используя представление полей (3)-(6) и учитывая (7), получим из (2)

$$\Gamma(\Omega, \vec{r}) = \int \Gamma_{\omega_L}(\Omega, \vec{r}) \eta_L(\omega_L) d\omega_L, \quad (8)$$

где

$$\Gamma_{\omega_L}(\Omega, \vec{r}) = E_{L\omega_L}(\vec{r}) E_{S(\omega_L - \Omega)}^*(\vec{r}), \quad (9)$$

$\eta_L(\omega_L)$ - нормированная на 1 спектральная плотность лазерного излучения. При $\Omega \approx 0$ соотношения (8),(9) переходят в аналогичные соотношения для функции взаимной когерентности $\Gamma(\vec{r})$ [1].

Общность математического описания $\Gamma(\Omega, \vec{r})$ и исследованной ранее в работе [1] функции взаимной когерентности позволяет заключить, что медленная амплитуда $\Gamma(\Omega, \vec{r})$, а, следовательно, и $F(\Omega, \vec{r})$, имеют особенности в виде фазовых сингулярностей, которые должны приводить к фазовым сингулярностям колебаний, возбуждаемых в нелинейной среде, а также к фазовым сингулярностям в излучении стоксовой компоненты вынужденного рассеяния.

В случае монохроматического лазерного и стоксова полей с частотами ω_L^0 и ω_S^0 в приведенных выражениях надо положить $\varepsilon_L(\omega_{SL}) = \delta(\omega_L - \omega_L^0)$, $\varepsilon_S(\omega_S) = \delta(\omega_S - \omega_S^0)$.

1. О.М.Вохник, В.И.Одинцов, *Сборник трудов VIII-й Международной конференции "Фундаментальные проблемы оптики", 20-24 октября 2014 года, Санкт-Петербург*, стр.201-203, (2014).

2. В.И.Одинцов, Е.Ю.Соколова, *Опт. и спектр.*, **101**, №3, 505-511, (2006).

3. В.И.Одинцов, Е.Ю.Соколова, *Квантовая электроника*, **94**, №8, 778-780, (1994).

4. В.И.Одинцов, *Опт. и спектр.*, **50**, №2, 374-381, (1981).

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В КРИСТАЛЛАХ СИЛИКАТА ВИСМУТА ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Корниенко Т.А., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В настоящей работе исследованы процессы фотопроводимости и фотовольтаический эффект в недопированных фоторефрактивных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при засветке наносекундными лазерными импульсами на разных длинах волн видимого диапазона. Проанализированы динамики фотоэлектрического отклика и обнаружен эффект спонтанного изменения полярности индуцированного напряжения.

Фоторефрактивные кристаллы силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) относятся к классу кристаллов кубической сингонии (точечный класс I23) без центра симметрии и обладают электрооптическими, пьезоэлектрическими и фотоупругими свойствами, а также являются оптически активными средами. Применения фоторефрактивных кристаллов в различных областях оптики и оптоэлектроники обуславливает актуальность исследований поведения кристаллов не только при засветке непрерывным лазерным излучением, но и лазерными импульсами нано- и пикосекундной длительностью на разных длинах волн [1] – [3]. Целью работы являлось выявление спектральных зависимостей фотопроводимости кристалла BSO при импульсной лазерной засветке в широком диапазоне интенсивностей и длин волн от 480 до 700 нм.

Исследования проводились на нелегированном монокристалле BSO размерами 20 мм x 4 мм x 2 мм с кристаллографическими направлениями соответственно $[0,0,1]$, $[1, \bar{1}, 0]$ и $[1,1,0]$. Образец засвечивался через среднюю по площади грань наносекундными лазерными импульсами длительностью 15 – 20 нс и длиной волны от 480 нм до 700 нм. Сигнал фотопроводимости регистрировался прямым методом. Для этого последовательно к кристаллу подсоединялось нагрузочное сопротивление номиналом 50 Ом, падение напряжения на котором при засветке фоторефрактивного образца регистрировалось на цифровом осциллографе TDS2022B. Ко всей электрической схеме было приложено напряжение 15 В.

Примеры сигналов, получаемых на цифровом осциллографе при облучении кристалла светом на длине волны 532 нм при разных интенсивностях, представлены на рисунке 1. Зная длины волн экспонируемых лазерных импульсов, можно легко перейти к их энергиям, которые лежат в диапазоне от 1,6 эВ до 2,6 эВ. Такие энергии достаточны для возбуждения носителей заряда в кристалле как с глубоких донорных уровней ниже уровня Ферми (энергия уровня Ферми $E_F = 2,2$ эВ), так и с дефектных центров, лежащих выше уровня, и мелких ловушек, расположенных вблизи дна зоны проводимости. При этом плотность заполненных электрон-донорных и пустых локализованных состояний в запрещенной зоне кристалле BSO большая. Поэтому общий вид сигнала, представленный на рисунке 1, в общем случае описывается сложной неодноэкспоненциальной функцией. Однако удовлетворительной в рамках существующих погрешностей является аппроксимация полученных экспериментальных кривых суммой двух экспонент. Тогда все измеренные сигналы для фоторефрактивного кристалла силиката висмута будут характеризоваться быстрыми и медленными компонентами, первая из которых составляет порядка 100 нс, а вторая - порядка 10-50 мкс.

Зависимости амплитуды сигнала фотопроводимости от плотности мощности лазерной засветки хорошо аппроксимируются линейными зависимостями, при этом величина фотопроводимости увеличивается с уменьшением длины волны возбуждающего излучения в диапазоне 700 – 500 нм. Наблюдаемый спад сигнала фотопроводимости в более коротковолновой области спектра (менее 500 нм, рис. 2) связан с резким увеличением коэффициента поглощения образца, что иллюстрирует рассчитанная спектральная зависимость глубины проникновения излучения в исследуемый образец (сплошная линия на рис. 2).

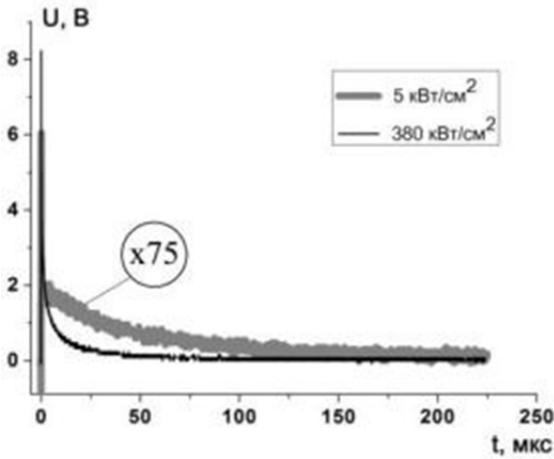


Рис. 1. Кинетики фотопроводимости при засветке фоторефрактивного кристалла излучением на длине волны 532 нм и интенсивностях: 5 кВт/см² (серая линия, коэффициент усиления 75) и 380 кВт/см² (черная линия)

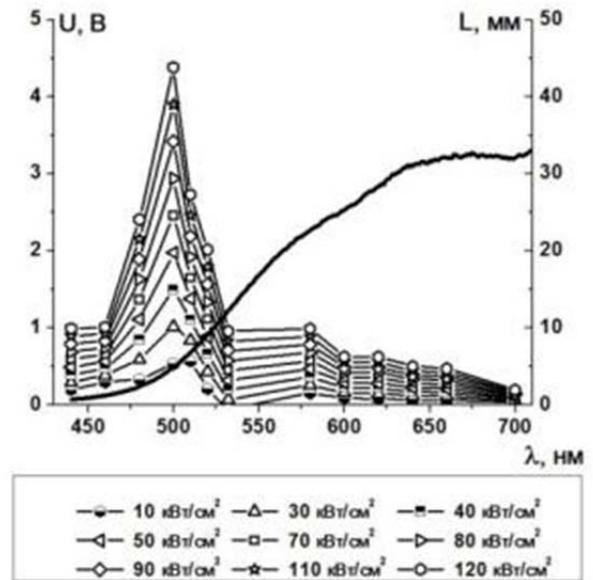


Рис. 2. Спектральная зависимость амплитуды сигнала фотопроводимости монокристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и величина глубины проникновения излучения в образец (сплошная черная линия)

Полученные экспериментальные результаты удовлетворительно описываются теоретической моделью, включающей коротко- и долгоживущие уровни в запрещенной зоне. Основу модели представляет модель двухуровневого зонного переноса, каждый из энергетических уровней которой разделен на пару донорно-акцепторных уровней, а вблизи дна зоны проводимости добавлен уровень центра прилипания. Кроме фотогенерации электронов с указанных уровней, возможна еще термическая генерация электронов «центр прилипания – зона проводимости» и аналогичные переходы между близкорасположенными донорными и акцепторными уровнями.

Наряду с изменением проводимости при лазерной засветке наблюдается и фотоэлектрический отклик при освещении кристалла силиката висмута наносекундными лазерными импульсами на длине волны 480-532 нм. Размеры фоторефрактивного кристалла составляли 20 мм x 15 мм x 2 мм и соответствовали кристаллографическим направлениям $[0,0,1]$, $[1,\bar{1},0]$ и $[1,1,0]$. На край большей по площади грани кристалла были нанесены электроды, площадь которых составляла 3,0 x 15,0 мм. Таким образом, засвечивался объем фоторефрактивного кристалла с геометрическими размерами 2,0 x 3,0 x 15,0 мм через среднюю по площади грань. Электроды представляют собой плоскопараллельные посеребренные алюминиевые пластины толщиной 0,5 мм, приклеенные к кристаллу BSO с помощью токопроводящего серебряного клея.

Примеры полученных сигналов, регистрируемых цифровым осциллографом TDS2022B, приведены на рисунке 3. Представленные сигналы иллюстрируют динамику изменения напряжения U на нагрузочном сопротивлении во времени t , зафиксированные в разные моменты τ . Из рисунка 3 видно, что с изменением времени наблюдения τ изменяются амплитуды регистрируемых сигналов, причем может меняться даже полярность индуцируемого напряжения. Экспериментальные исследования показали, что эффект не зависит от поляризации засвечивающего излучения (вертикальная, горизонтальная или круговая), а амплитуда напряжения на кристалле пропорционально интенсивности излучения:

$$U [\text{В}] \sim 10^{-6} \cdot I [\text{Вт/см}^2].$$

Таким образом, в работе показано, что фотоэлектрические процессы в кристаллах силиката висмута могут характеризоваться как переносом зарядов между дефектными центрами с энергетическими уровнями в запрещенной зоне, так и объемными токами, возникающими из-

за действия неравновесных носителей заряда, сильной локализации электронов или фотовозбужденных примесных и дефектных центров[4].

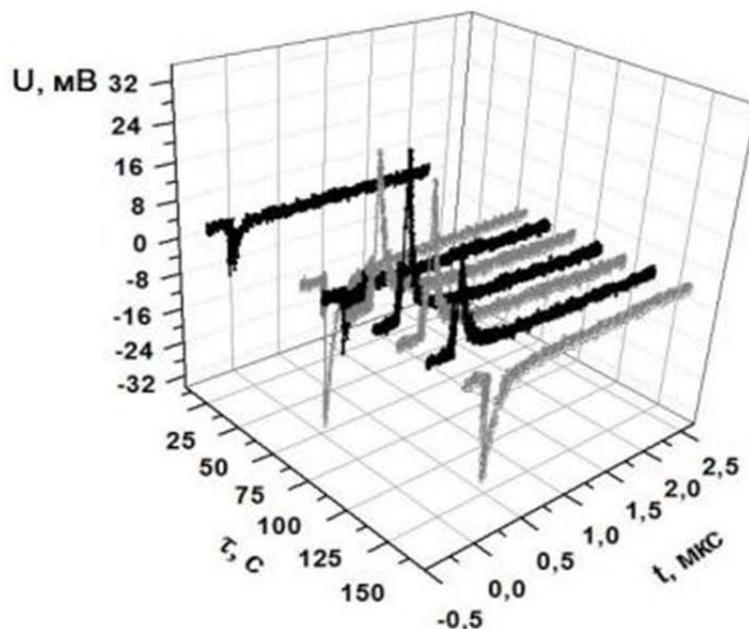


Рис. 3. Динамика фотовольтаического отклика кристалла силиката висмута при засветке наносекундными лазерными импульсами на длине волны $\lambda = 532$ нм в различные моменты наблюдения τ

1. M.G. Kisteneva, A.S. Akrestina, S.M. Shandarov, S.V. Smirnov, O.N. Bikeev, K.P. Lovetskii, Yu.F. Kargin, *Journal of Holography and Speckle*, **5**, №3, 280-285, (2009).
2. А.В. Станкевич, А.Л. Толстик, Х.К. Хайдер, *Письма в ЖТФ*, **37**, №16, 7-14, (2011).
3. M.G. Kisteneva, E.S. Khudyakova, S.M. Shandarov, A.S. Akrestina, V.G. Dyu, Yu.F. Kargin, *Quantum Electronics.*, **45**, №7, 685-690, (2015).
4. Т.В. Панченко, Л.М. Карпова, В.М. Дуда, *Физика твердого тела*, **42**, №4, 671-675, (2000).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ $K\alpha$ и $He-\alpha$ ЛИНИЙ В ПЛАЗМЕ, ОБРАЗОВАННОЙ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ФОЛЬГОЙ

Седов М.В, Андреев А.А.*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*ГУП ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

Численное моделирование излучения $K\alpha$ и $He-\alpha$ линий плазмы образованной в результате облучения фемтосекундным лазерным импульсом тонкой фольги. Исследование зависимости временного профиля и относительной силы характеристического излучения от лазерной интенсивности и наличия нанорельефа на поверхности фольги.

На сегодняшний день источники рентгеновского излучения, базирующиеся на взаимодействии лазерного высокой интенсивности с мишенями различной формы и состава, обретают все большую популярность. Отличительной чертой таких источников является высокая контрастность, короткая длительность импульса и достаточная компактность[1],[2]. Яркость рентгеновского импульса таких источников, (определяемая как число фотонов с единицы площади излучения в единичный телесный угол в единицу времени) на порядки превосходит яркость рентгеновских трубок, характерное значение для которых составляет 10^8 фот/(с·мм²·мрад²). Источником рентгеновского излучения являются быстрые электроны, образующиеся в результате поглощения плазмой лазерного излучения, которые затем проникают в холодные слои мишени, и ионизуют остовные оболочки атомов [3],[4] и ионы плазмы с вакантным остовным уровнем[5].

Одним из наиболее популярных приложений подобного рентгеновского излучения является рентгенография, которая может быть важным диагностическим инструментом для физики высоких энергии и экспериментов по термоядерному синтезу с инерционным удержанием[6],[7].

В данной работе представлены результаты моделирования $K\alpha$ излучения возникающего при прохождении быстрых электронов сквозь мишень, и $He-\alpha$ характеристической линии излучения лазерной плазмы. Моделирование $K\alpha$ излучения производилось в 3 этапа - расчет взаимодействия лазерного предимпульса с твердой мишенью и образования предплазмы при помощи программы MEDUSA[8]. Поглощение плазмой основной части лазерного импульса, расчет функции распределения для горячих электронов проводился при помощи модифицированной программы LPIC++[9]. Моделирование прохождения быстрых электронов сквозь мишень и генерации рентгеновского излучения методом Монте-Карло. $He-\alpha$ излучение моделируется с помощью программы MEDUSA, аналитической модели[5] и кода FLYCH.

1. B. Hou, J. A. Nees, W. Theobald, G. Mourou, L. M. Chen, J-C. Kieffer, A. Krol and C. C. Chamberlain, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2259 (2004).

2. N. Zhavoronkov, Y. Gritsai, G. Korn, and T. Elsaesser, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **79**, 663 (2005).

3. J. D. Hares, J. D. Kilkenny, M. H. Key, and J. G. Lunney, *Phys. Rev. Lett.*, **42**, . 1216, (1979).

4. H. Chen, B. Soom, B. Yaakobi, S. Uchida, and D. D. Meyerhofer, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3431, (1993).

5. A. A. Andreev, J. Limpouch and A. B. Isakov. *Phys. Rev. E*, **65**, 026403, (2002)

6. G. R. Bennett et al., *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 245002, (2002).

7. H.-S. Park et al., *Phys. Plasmas*, **13**, 056309, (2006).

8. J.P. Christiansen, D.E.T.F. Ashby, K.V. Roberts, *Computer physics communications*, **7**, 271-287, (1974).

9. R.E.W. Pfund, R. Lichters and J. Meyer-ter-Vehn, *AIP Conference Proceedings* 426, (1998).

ИССЛЕДОВАНИЕ СОВРЕМЕННЫХ СПОСОБОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПОКРЫТИЙ

Ли Хуэй, Губанова Л.А.

Санкт-Петербургский исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

В работе рассмотрены разные способы изготовления микроструктурированных покрытий. Предложены новый способ изготовления микроструктурированных покрытий и процесс получения покрытия за счет перераспределения энергии светового потока на поверхностях оптических деталей. В работе показана возможность создания микро структуры, основанная на использовании метода Celotta[1], который позволил выбрать источники излучения. В дальнейшем было выбрано расположение этих источников с целью получения возможности распределения энергии светового потока, которая позволяет управлять формой создаваемых структур.

Одним из истоков исследования микроструктурных покрытий являются биологические объекты и эмпирические данные. Данные об исследовании строения глаза моли, имеющих особое структурное покрытие, послужили поворотным пунктом в развитии технологии изготовления искусственных микроструктурированных покрытий [2].

Периодические выступы на поверхности глаза моли имеют размеры, близкие к длине волны ИК излучения. Наличие таких структур на поверхности глаза обеспечивает увеличение проходящего светового потока за счёт эффекта антиотражения на границе раздела двух сред в диапазоне инфракрасного излучения. Создавая микрорельеф с конусными выступами по аналогу природного строения глаза моли, можно получить эффект снижения коэффициента отражения на границы двух сред с разными показателями преломления.

Эффект снижения отражения, как важное актуальное свойство современных оптических покрытий, характеризуется рядом взаимосвязанных свойств и характеристик [3]. Этот эффект зависит от формы и размера структурных выступов, более того, с увеличением глубины микронеровностей на поверхности микрорельефа, наблюдается тенденция снижения коэффициента отражения.

В настоящее время в связи с развитием нано-технологий актуальным является дальнейшее исследование способов изготовления микроструктур, обладающих большим спектром разнообразных оптических свойств: управление распределением энергии падающего излучения, изменение спектральных энергетических коэффициентов отражения и пропускания, поляризационные характеристики. В результате текущего исследования способов изготовления микроструктурированных покрытий выявлено три основных направления в данной области.

К первому относится исследование методов изготовления разных субволновых структур поверхностного слоя материала с нерегулярными микронеровностями, ко второму - исследование изготовления поверхностных слоёв на поверхности материала добавлением в поверхностный состав наночастиц разных размеров некоего вещества, к третьему - исследование методов изготовления разных субволновых оптических решеток, создание на поверхности материала периодической структуры.

На сегодняшний день изготовление микроструктурных покрытий, применяемых в трех направлениях, основанно на использовании метода нанохимии, газофазного метода, нанолитографических способах. Несмотря на наличие существующих методов изготовления микро структуры, в рамках их качественных характеристик, есть существенные недостатки. Использование метода нанохимии приводит к возникновению явление коагуляции - при добавлении микро-частиц в коллоидный раствор, применение газофазного метода ограничивается очень узким выбором материала для изготовления микроструктуры, и возможностью возникновения сложностей в управлении размеров и форм микро структур. В нанолитографических способах требуется использование маски, недостаток которой

заключается в том, что после полимеризации появляются спайки маски со светочувствительным лаком.

В последнее время ученый Celotta [1] продемонстрировал практические успехи в управлении движения атомов с помощью оптических полей. Им изготовлены хромовые нанополоски на сапфировой подложке. Такой способ, подразумевающий возможность управления атомов при распределении энергии светового потока, позволяет изготовить разные сложные формы и размеры микроstructures. Перечисленные преимущества показывают, что данный инновационный способ изготовления микроstructures с помощью светового потока является наиболее актуальным направлением исследования в области основных способов изготовления микроstructureрованных покрытий.

Анализ выше представленных данных позволил разработать новую инновационную технологию получения микроstructureрованных пленок. Процесс получения таких покрытий реализуется за счет перераспределения светового потока на поверхностях оптических деталей в процессе формирования на их поверхности покрытия. В качестве источников излучения были использованы когерентные источники излучения. Эти источники (лазеры) создают интерференционную картину на поверхности детали, образуя зоны с максимумами и минимумами энергии светового потока. При формировании на обработанных деталях покрытий термическим испарением хрома в вакууме полученные покрытия имели специфическую структуру. Это процесс может быть объяснен разными факторами. Возможно, при такой обработке приёмной поверхности на ней возникает некоторое распределение коэффициента конденсации, или же процесс зародышеобразования плёнки носит регулярный характер. Такая технология позволяет управлять размерами и формой микро структуры, образующейся на поверхности оптического элемента.

Разработка полученной технологии и применение различных материалов для формирования покрытий позволит регулировать размеры и форму микро структур, что, возможно, позволит применять эту технологию для создания пленок, снижающих отражение на границе раздела двух сред, а так же создания создание дифракционных решеток.

1. Климов В.В., Наноплазмоника. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. - 480с
2. Jiang Ke-ming Study of antireflective subwavelength optical elements based on nanjimprint lithography. Master's degree thesis. Optical engineering. /Jiang Ke Ming ; Su Zhou University.-2013.- 67 p
3. Zhao Feng-mei Fabrication and characteristic analysis of two-dimensional antireflection sub wavelength periodic gratings // Laser journal.2009.V.30, №2. P.32-33

ФРАКТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЪЕКТОВ С ПРИРОДОПОДОБНОЙ СТРУКТУРОЙ

Короленко П.В., Логачев П.А., Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

Определяются фрактальные характеристики аperiодических объектов с природоподобной структурой. Рассматриваются физические подходы к решению фундаментальной проблемы фрактальной оптики, связанной с установлением взаимного соответствия между оптическими характеристиками объектов разной физической природы и их особенностями структурного характера.

Изучение аperiодических объектов с природоподобной структурой является передовым краем современной науки и техники и активно развивается в МГУ имени М.В. Ломоносова. В ходе исследования таких объектов с квазипериодической и аperiодической пространственно-временной структурой выяснилось, что отступление от периодичности приводит к появлению ряда фрактальных свойств, представляющих как общенаучный, так и практический интерес. Характерным примером, доказывающим роль аperiодичности природоподобных объектов, может служить исследование структуры ДНК, к которой применим термин «аperiодический кристалл»[1]. Важное значение в исследовании аperiодических систем подчеркивает экспериментальное открытие, в 1984 году квазикристаллов, обладающих симметрией, запрещенной в классической кристаллографии[2].

В центре внимания в настоящей работе находится фундаментальная проблема современной фрактальной оптики, связанная с установлением общих физических закономерностей, определяющих устойчивую связь между аperiодичностью структуры объектов разной физической природы и фрактальностью их характеристик. О том, что во многих случаях наблюдается такая связь, сообщалось ранее в ходе теоретических и экспериментальных исследований, проводимых в лаборатории когерентной оптики кафедры оптики, спектроскопии и физики наносистем физического факультета МГУ[3]-[4]. Так, например, она реализуется при прохождении лазерного пучка через неоднородную турбулентную среду, которая обладает фрактальной структурой, проявляющейся в разномасштабности вихревых образований с разной энергией[5]. Под влиянием турбулентности в широком диапазоне газокинетических параметров, флуктуации центра тяжести лазерного пучка на выходе из среды приобретают фрактальные признаки, которые оцениваются на основе привлечения фрактальной параметризации и вейвлет-анализа, широко используемых при исследованиях природоподобных объектов разной физической природы[6].

В качестве объектов исследования рассматриваются 1D-2D аperiодические дифракционные решетки квазикристаллического типа, многослойные системы, дендритоподобные нанокластерные структуры, а также случайно-неоднородные турбулентные среды.

Построение многослойных и решетчатых структур производилось на основе использования свойств числовых последовательностей Морса-Туэ, двойного периода, Фибоначчи, Кантора и ее двумерных аналогов[3]-[4]. На Рис. приведены фрагменты структур одномерных и двумерных фрактальных объектов, созданных с использованием свойств множества Кантора и его аналога – прямоугольного ковра Серпинского. В этом случае, начальные уровни анализируемых систем, согласно блочному методу построения, имеют вид: $S_0 = A$; $S_1 = ABA$; $S_2 = ABABBBABA$ и т.д. Переход от более низкого уровня к более высокому производился путем замещения элементов: $A \rightarrow ABA$; $B \rightarrow BBB$. В решетках квазикристаллического типа, 1D-2D матрицы, сформированные на основе указанных выше последовательностей, характеризуют положение рассеивающих центров и свободных вакансий[3],[7].

В многослойных системах закон чередования образующих элементов двух типов A и B , определяет распределение слоев с высоким и низким показателем преломления. Подобные алгоритмы используются и при построении других аперидических систем, а также их модификаций[7].

Расчет оптических характеристик исследуемых объектов с аперидической структурой, основывался на нахождении их фурье-образов и спектров отражения многослойных систем с привлечением матричного подхода[8]. Для приведенного коэффициента отражения использовалось логарифмическое представление: $r(\Omega) = -\ln(1 - R)$, где R – коэффициент отражения по мощности, $\Omega = \omega/\omega_0$ – нормированная частота, ω_0 соответствует одинаковым фазовым набегам в слоях. На Рис. приведены оптические характеристики некоторых анализируемых объектов, обладающих выраженной симметрией самоподобия и фрактальными свойствами структуры.

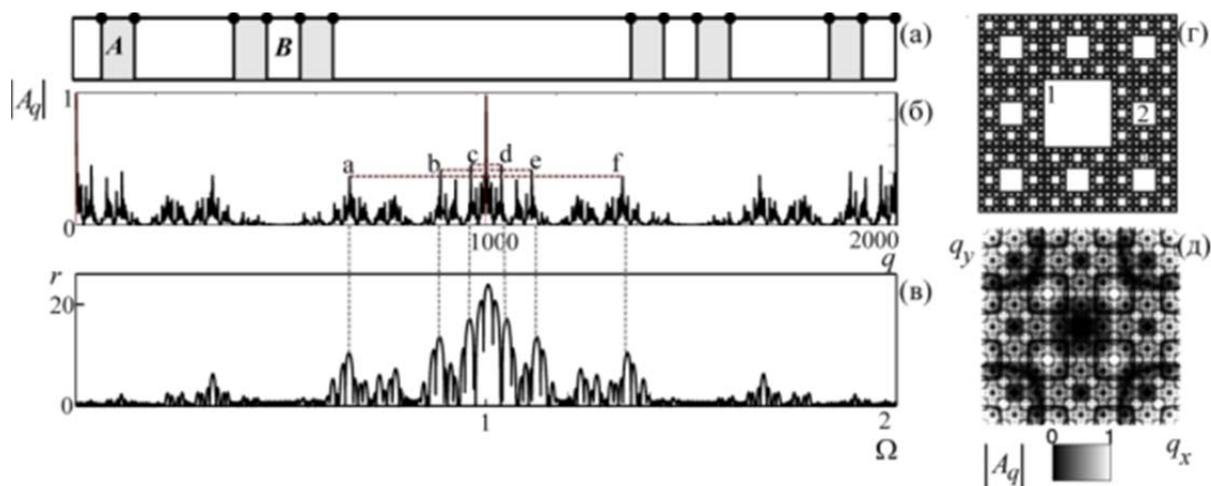


Рисунок. Оптические характеристики фрактальных объектов, построенных на основе свойств числовых множеств Кантора. Фрагменты структур одномерной решетки и многослойной системы Кантора (а), фурье-образ одномерной решетки Кантора (б), спектр отражения многослойной системы Кантора с одинаковыми оптическими толщинами ($J = 243$ слоя, $N_A = 2$, $N_B = 3$, $\Omega = \omega/\omega_0$, где ω – частота падающей волны, ω_0 – нормировочная частота) (в), структура ковра Серпинского (г), распределение амплитуды поля дифракции двумерной решетки $|A_q|$, сформированной на основе ковра Серпинского (д)

Результаты исследований показали, что наиболее устойчивым инвариантом для оценки самоподобия, как структур аперидических объектов, так и различных их оптических характеристик является коэффициент скейлинга ζ , который определяется отношением самоподобных областей. Например, $\zeta = af/be/cd = 3$ (рис. б). На рис. отношения сторон выделенных квадратных областей (цифрами на рис. г) по принципу большая к меньшей, дают коэффициент скейлинга равный $\zeta = 3$. Коэффициент скейлинга систем Кантора также равен $\zeta = 3$, что следует из общего принципа построения такого рода объектов (рис. а). Аналогично, для других структур квазикристаллического типа были определены инварианты, устанавливающие связь между морфологическими особенностями систем и их оптическими свойствами. Так, для фракталоподобных систем коэффициенты скейлинга $\zeta \approx 1.6$ (объекты Фибоначчи) и $\zeta \approx 2$ (структуры Морса-Туэ и двойного периода).

Количественная оценка самоподобных свойств нанокластерных систем, построенных методом ограниченной диффузией агрегации[9], проявляющихся как в самих структурах, так и в их оптических характеристиках осуществлялась на основе определения «массовой» фрактальной размерности[10]. Результаты моделирования указывают на существование определенной связи между структурными особенностями решетчатых нанокластерных систем дендритного типа и фрактальностью их характеристик, как в картинах дифракции

зондирующего излучения, так и в самих анализируемых объектах. При построении математических моделей учитывалось количество затравок и их взаимное расположение, стохастические свойства движения частиц с периферии, число и положение одновременно выпущенных частиц периферии. Эти факторы оказывали наибольшее влияние на форму конечного пространственного распределения частиц кластера.

Исследование взаимосвязи фрактальных свойств локальных временных флуктуаций фазы и интенсивности в центре лазерного пучка основывалось на привлечении корреляционного и вейвлет-анализа, а также сопоставлении полученных экспериментальных данных с модельной функцией Вейерштрасса[6].

Таким образом, результаты исследования фрактальных свойств в характеристиках различных объектов указывают на дополнительные диагностические возможности фрактальных методов для широкого класса детерминированных и стохастических структур. При этом в качестве идентифицирующих характеристик выступают коэффициенты скейлинга и фрактальные размерности, вычисленные в пределах областей скейлинга. Расчет коэффициентов скейлинга позволяет установить однозначную количественную связь между структурными особенностями исследуемых объектов и фрактальными свойствами взаимодействующего с ними светового излучения. Численное моделирование позволило также выявить существование некоторых объектов, фрактальные свойства которых могут однозначно описываться набором функционально связанных коэффициентов скейлинга, как в самих структурах, так и в их спектральных характеристиках[4]. Существует возможность обобщения полученных результатов на широкий класс природоподобных систем с фрактальной структурой. В частности, имеются предпосылки для использования свойств таких систем в различных областях науки и техники.

Работа выполнена *при финансовой поддержке РФФИ* (гранты 16-32-00386 мол_а, 14-22-01086 офи_м).

1. Э. Шрёдингер, Что такое жизнь? Физический аспект живой клетки. Москва-Ижевск, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», (2002).

2. Ю.Х. Векилов, М.А. Черников, *УФН*, **180**, №6, 561-586, (2010).

3. P.V. Korolenko, S.B. Ryzhikov, Yu.V. Ryzhikova, *Physics of Wave Phenomena*, **21**(4), 256-260, (2013).

4. В.В. Гридчина, П.В. Короленко, Ю.В. Рыжикова // *Известия РАН. Серия физическая*, **79**, №12, 1691-1694, (2015).

5. А.М. Зотов, П.В. Короленко, Ю.В. Рыжикова // *Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения»*. Секция физики. Москва. Физический факультет МГУ, 5-7, (2016).

6. О.М. Вохник, А.М. Зотов, П.В. Короленко, Ю.В. Рыжикова, *Моделирование и обработка стохастических сигналов и структур*. Учебное пособие. М.: МГУ, (2013).

7. А.М. Зотов, Е.Г. Ким, П.В. Короленко, Ю.В. Рыжикова, *Электромагнитные волны и электронные системы*, **18**, №12, 10-15, (2013).

8. Э.С. Путилин, *Оптические покрытия*. Учебное пособие. СПб., СПбГУ ИТМО, (2010).

9. В.И. Марголин, Л.Ю. Аммон, Д.А. Бабичев, В.С. Фантиков и др. // *Известия академии инженерных наук имени А.М. Прохорова*, № 1, 7-13, (2015).

10. Е. Федер, *Фракталы*. М., Мир, (1991).

ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ БРЭГГОВСКИХ ПОЛЯРИТОННЫХ СТРУКТУР

М.В. Чарухчян¹, Е.С. Седов^{1,2}, И.В. Иорш³, С.М. Аракелян¹, А.П. Алоджанц^{1,3}, Р.-К. Ли⁴, А.В. Кавокин^{2,5}

¹Кафедра физики и прикладной математики, Владимирский государственный университет, ул. Горького 87, 600000, Владимир, Россия

²Школа физики и астрономии, университет Саутгемптона, SO17 1NJ Саутгемптон, Великобритания

Университет ИТМО, Санкт-Петербург 197101, Россия

⁴Институт фотонных технологий, Национальный университет Чинь Хуа, Синьчжу, 300, Тайвань

⁵Лаборатория оптики спина, Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская 1, Петергоф, Санкт-Петербург 198504, Россия

В данной работе предложен новый метод моделирования свойств квантовых гиперболических метаматериалов на основе модифицированных полупроводниковых брэгговских зеркал, содержащих периодически расположенные квантовые ямы (рис.1 (а)). Показано, что в экситон-поляритонной структуре поддерживается формирование экситон-поляритонных Х-волн. Предсказано формирование малоамплитудных пространственно-локализованных бризероподобных структур — осциллонов, — представляющих кинк-образные решения эффективного уравнения типа Гинзбурга-Ландау-Хиггса (рис. 1 (б,в)).

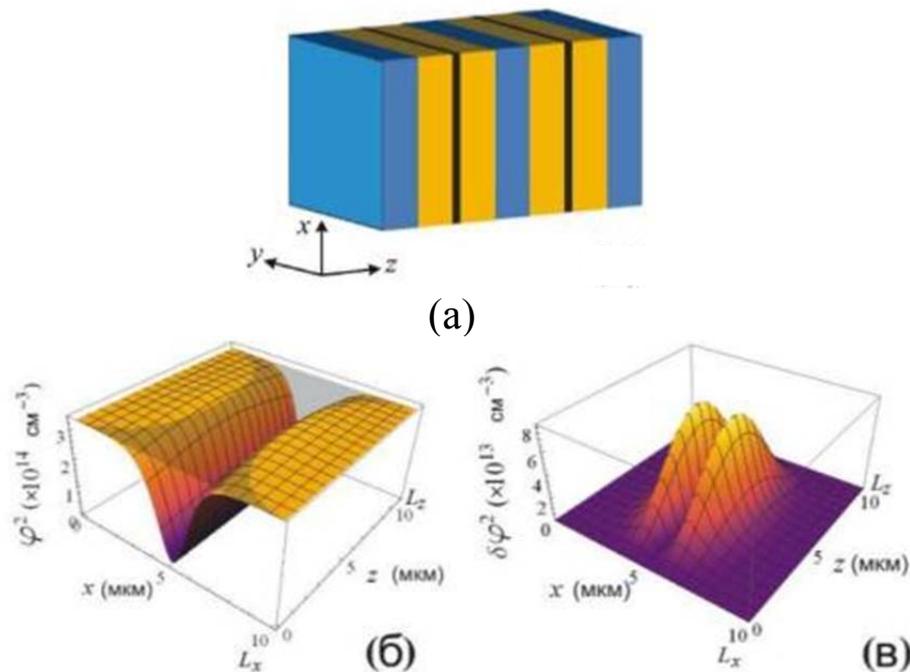


Рис. 1. Схематическое изображение пространственно-периодической структуры GaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N модифицированного брэгговского зеркала с In_{0.12}Ga_{0.88}N КЯ резонансного ГММ. (б) – возбужденное поле Хиггса ϕ^2 и (в) – возбуждение $\delta\phi^2$ в зависимости от пространственных координат x и z

ИЗУЧЕНИЕ КОГЕРЕНТЫХ СВОЙСТВ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

Скобников В.А., Куля М.С., Петров Н.В.

Университет ИТМО
Санкт-Петербург, Россия

В данной работе исследуется временная и пространственная когерентность источников оптического излучения, используемых в цифровой голографии. Представлены схемы установок для определения степени временной и пространственной когерентности света.

Когерентность излучаемого света является одной из основных характеристик источников оптического излучения. Когерентные оптические лучи используются для передачи, записи, обработки и хранения информации [1]. Когерентное излучение также применяется в оптической томографии, профилометрии, литографии и многих других приложениях [2]. Технологии, базирующиеся на принципе интерференции, зависят от когерентности взаимодействующих лучей. Для голографии, как правило, предъявляются высокие требования к когерентности интерферирующих волн. Таким образом, источник излучения, который предполагается использовать в интерференционном эксперименте должен исследоваться на предмет когерентных свойств излучения.

Как правило, понятие когерентности электромагнитной волны разделяют на два типа когерентностей – временную и пространственную. Для изучения временной когерентности в работе использовался метод исследования на основе интерферометра Майкельсона (рис.1).

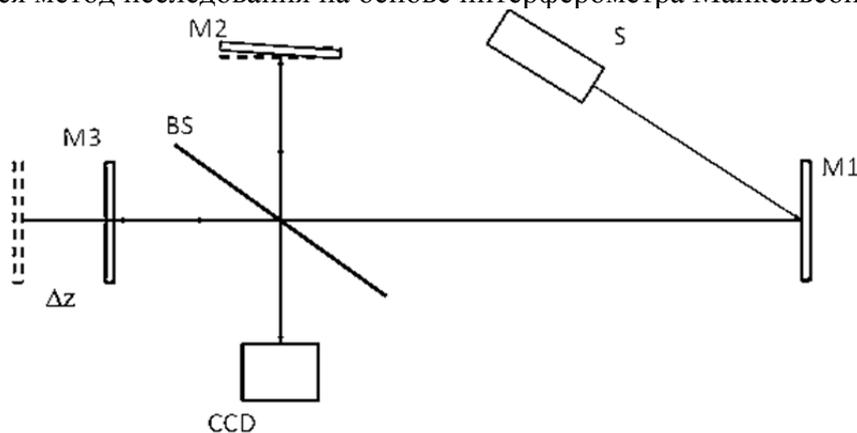


Рис. 1. Луч, излучаемый исследуемым источником S, отражается от зеркала M1 с коэффициентом отражения 95% и попадает на плоскопараллельную светоделительную пластинку BS. Луч расщепляется на две составляющие, которые в свою очередь отражаются от зеркал M2 и M3 и интерферируют между собой. Зеркало M2 наклонено на некоторый угол и не является установленным строго перпендикулярно. Результат интерференции регистрируется на КМОП-камеру VAC-136 USB, размер пикселя которой составляет 3,75 x 3,75 мкм. Зеркало M3 установлено на моторизированную подвижку 8MT175-150-400mA, что позволяет смещать зеркало на определенное расстояние Δz для регулирования временной задержки.

В качестве исследуемого источника был выбран лазер, излучающий свет на длине волны 650 нм и мощностью излучения, равной 5 мВт. Эксперимент предполагал запись картин интерференции при различном значении Δz . Диапазон смещения моторизированной подвижки был определён от 0 до 100 мм.

В проведенном эксперименте длина когерентности определялась через полуширину графика зависимости видности интерференционной картины от величины задержки (рис.2). Видность картины рассчитывалась по формуле:

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1)$$

Исходя из полученной зависимости величина Δz , при которой видность уменьшилась в два раза, составила 80 мм. Таким образом, длина временной когерентности источника равняется 160 мм.

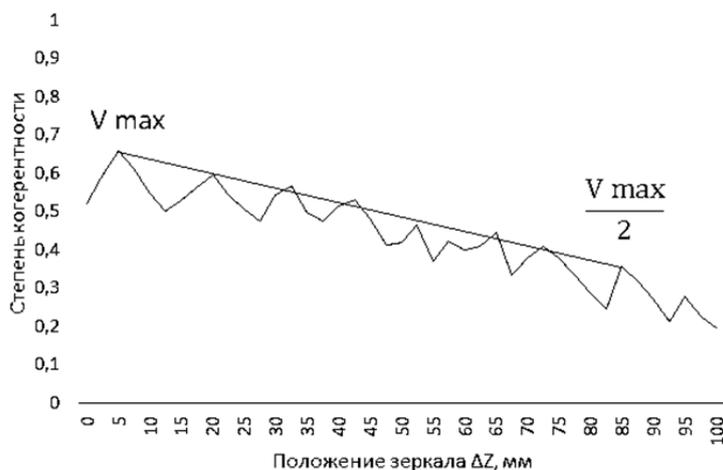


Рис. 2. График зависимости степени когерентности от увеличения длины разности хода лучей.

Экспериментальная установка для измерения степени пространственной когерентности представляет собой интерферометр обратного сдвига (рис.3).

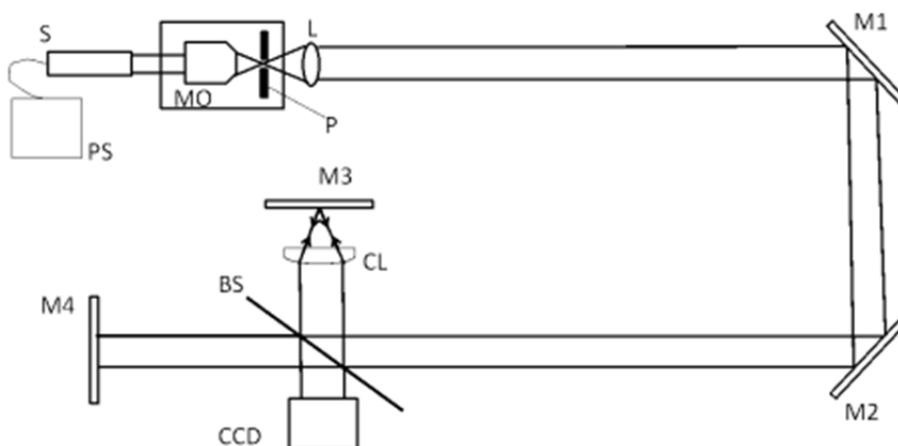


Рис. 3. Экспериментальная установка для измерения степени пространственной когерентности на основе интерферометра обратного сдвига.

Исследуемый источник излучения питается от блока питания. Вследствие того, что модовый состав излучения источника является неоднородным, возникла идея использовать узел пространственной фильтрации частот. Луч попадает в микрообъектив и, расширяясь, проходит сквозь малую диафрагму, которая находится в фокальной плоскости микрообъектива. Микрообъектив и диафрагма установлены на одной подвижке с возможностью регулирования угла поворота каждого из элементов и расстояния между ними в случае необходимости. После узла пространственной фильтрации находится линза для коллимации луча.

Коллимированный луч заводится в интерферометр с помощью зеркал M1 и M2. Основная часть установки является модифицированным интерферометром Майкельсона. В одно из плеч интерферометра помещена цилиндрическая линза для обращения волнового фронта. Плечи интерферометра имеют приблизительно равную длину. В ходе проведения измерений мы наблюдаем интерференционное взаимодействие между двумя инвертированными по горизонтальной оси пучками.

Для наблюдения влияния изменения мощности выходного излучения на интерференционную картину проводилась модуляция интерференционных полос. Для этого из

уравнения, описывающего голограмму были вычтены интенсивности объектного и опорного пучка, снятые на камеру по отдельности:

$$H(x, y) = E_0 * (x, y)^2 + E_r * (x, y)^2 + U_0(x, y) * U_r^*(x, y) + U_0^*(x, y)U_r(x, y) \quad (2).$$

В качестве исследуемого источника был выбран лазер, излучающий свет на длине волны 650 нм и мощностью излучения равной 2,5 мВт. Мощность излучения варьировалась от 0,3 до 0,8 мВт. Степень пространственной когерентности определялась по формуле (1) видности интерференционной картины.

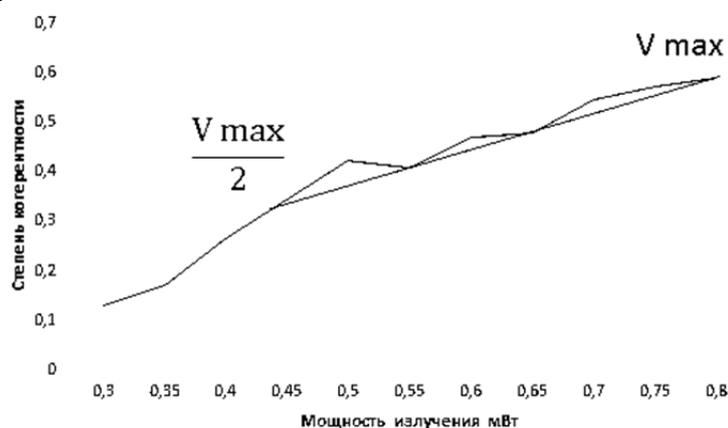


Рис. 4. График зависимости степени когерентности от увеличения мощности излучения.

Исходя из полученных данных следует, что при уменьшении мощности излучения ниже значения 0,45 мВт видность картины уменьшается в два раза.

1. Psaltis D. Coherent optical information systems // Science. 2002. Т. 298. №. 5597. С. 1359-1363.
2. Prakash O. et al. Cylindrical-lens-based wavefront-reversing shear interferometer for the spatial coherence measurement of UV radiations // Optical Engineering. 2006. Т. 45. №. 5. С. 055601-055601-6

НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

АВТОМАТИЧЕСКАЯ НАСТРОЙКА РАСШИРЕННОГО ФИЛЬТРА КАЛМАНА ПРИ ПОМОЩИ МЕТОДОВ НЕЛИНЕЙНОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ ДЛЯ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Ермолаев П.А., Волынский М.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

При практическом использовании технических систем важную роль играет оценивание параметров таких систем, так как их непосредственное измерение часто невозможно [1]. В ряде случаев задача оценивания параметров осложняется из-за стохастической природы формирования сигналов и отсутствия априорной информации о модели системы и эволюции ее параметров [1–2].

Одним из наиболее распространенных подходов к описанию систем является подход на основе представления систем в пространстве состояний [2]. В рамках этого подхода система представляет собой математический объект, характеризующийся уравнением системы, описывающим эволюцию системы, и уравнением наблюдения, описывающим соотношение между внутренним состоянием системы, внешним воздействием (входом системы) и наблюдаемыми параметрами (выходом системы). Состояние динамической системы обычно определяется вектором параметров.

В большинстве реальных технических систем уравнения системы и наблюдения являются нелинейными, что затрудняет использование оптимальных методов оценивания, таких как линейный фильтр Калмана (ЛФК) [3].

Распространенным видом технических систем такого вида являются интерферометрические системы, широко используемые на практике для высокоразрешающих исследований микроструктуры объектов в медицине, материаловедении, криминалистике и других областях человеческой деятельности.

В рамках модели вход-выход в интерферометрической системе входом является оптическое излучение, параметры которого (например, длина когерентности, интенсивность и др.) известны, а выходом – наблюдаемый квазигармонический сигнал. Параметры исследуемого в интерферометрической системе объекта являются неизвестными и могут быть найдены косвенным образом с использованием априорной информации о формировании наблюдаемого квазигармонического сигнала и параметрах входа системы.

Внутреннее устройство интерферометрической системы обычно известно. Его изменения могут быть учтены в форме управляющего воздействия. Таким образом, для оценивания параметров исследуемого объекта могут применяться алгоритмы и методы оценивания состояния систем.

Ввиду нелинейной зависимости между наблюдаемым сигналом и оцениваемыми параметрами системы на практике используются алгоритмы нелинейной стохастической фильтрации, наиболее распространенными из которых является расширенный фильтр Калмана (РФК) [2] и последовательный метод Монте-Карло (ПММК) [2], также известный как фильтр частиц (ФЧ).

Основным недостатком этих алгоритмов является зависимость результата оценивания от настроек алгоритмов и используемой модели сигнала. Так РФК позволяет получить оценки параметров с высокой точностью только в случае достоверного знания начальной частоты сигнала, а ПММК – в случае наличия априорной информации о начальной плотности распределения параметров.

В большинстве случаев модель сигнала и параметры алгоритмов подбираются эвристически на основе предположений о виде сигнала и статистических характеристиках шума. Ручная настройка этих алгоритмов требует времени и высокой квалификации оператора. Представляет интерес разработка методов автоматической настройки алгоритмов динамического оценивания параметров интерферометрических систем и сигналов с целью упростить их использование для обработки данных в таких системах и открыть путь к коммерческому использованию этих алгоритмов.

В данной работе предлагается исследовать возможности автоматического подбора параметров РФК, так как этот алгоритм обеспечивает более высокую скорость обработки интерферометрических данных по сравнению с ПММК.

Под интерферометрическими сигналами обычно понимают регистрируемое в интерферометрической системе распределение яркости, которое зависит от разности фаз между интерферирующими волнами по квазигармоническому закону. Таким образом, интерферометрические сигналы относятся к группе квазигармонических сигналов.

Интерферометрические сигналы регистрируются при помощи фотоэлектрических детекторов, таких как фотодиоды и матричные приемники. Это позволяет представлять интерферометрические сигналы в форме дискретных массивов числовых значений яркостей в памяти ЭВМ.

Целью обработки интерферометрических сигналов является восстановление полезной информации о свойствах исследуемых объектов или явлений, создающих фазовые неоднородности. В дискретном виде простейший одномерный интерферометрический сигнал может быть представлен как

$$s(k) = B(k) + A(k) \cos(\Phi(k) + \delta\varphi(k)) + n(k), \quad (1)$$

где $s(k)$ – значение сигнала в точке $x = k\Delta x$, $k = 0..K - 1$ – номер дискретного отсчета, Δx – шаг дискретизации, $B(k)$ – фоновая компонента сигнала, обусловленная постоянной составляющей яркости интерференционной картины, $A(k)$ – амплитуда сигнала, $n(k)$ – аддитивный шум; $\Phi(k)$ – полная фаза сигнала; $\delta\varphi(k)$ – случайные флуктуации фазы. Полная фаза может быть представлена как

$$\Phi(k) = \sum_{k'=0}^k 2\pi f(k')\Delta x, \quad (2)$$

где $f(k')$ – частота сигнала. Значения сигнала на каждом отсчете определяются вектором параметров

$$\boldsymbol{\theta}(k) = (B, A, f, \Phi)^T, \quad (3)$$

В большинстве случаев в интерферометрических системах требуется оценивать стандартный набор параметров, включающий в себя фон, амплитуду, фазу и, в некоторых случаях, частоту квазигармонического сигнала. При разработке специализированных интерферометрических систем могут использоваться и другие специфические модели квазигармонических сигналов.

Процедура динамической обработки интерферометрических сигналов заключается в получении оценок значений параметров для каждого дискретного отсчета сигнала и может быть реализована различными способами. Качество получаемых оценок зависит от выбранного метода, степени априорной неопределенности относительно используемой модели и характеристик случайных помех.

В данной работе предлагается рассматривать задачу автоматического подбора параметров РФК как задачу минимизации дисперсии разности между исходным интерферометрическим сигналом и сигналом, восстановленным по параметрам, оцененным при помощи РФК

$$D(\boldsymbol{\theta}(k)) = \sum_{k=0}^{K-1} (s(k) - h(\boldsymbol{\theta}(k)))^2. \quad (4)$$

Альтернативный подход к решению данной задачи состоит в использовании методов нелинейной оптимизации. Одним из простейших методов оптимизации является метод

градиентного спуска, который основан на свойстве вектора градиента, который имеет направление скорейшего возрастания функции в рассматриваемой точке. Минимизация методом градиентного спуска заключается в итеративном движении от некоторой заданной точки в пространстве входных параметров РФК в направлении, обратном направлению градиента минимизируемой функции D . Записав результат работы РФК в виде функции от входных параметров и обрабатываемого сигнала

$$\boldsymbol{\theta}(k) = \text{ЕКФ}\{\boldsymbol{\theta}(0), \mathbf{R}_w, R_n, s(k)\} = \text{ЕКФ}\{\boldsymbol{\lambda}, s(k)\}, \quad (5)$$

где $\text{ЕКФ}\{\cdot\}$ представляет собой оператор РФК, $\boldsymbol{\lambda}$ – вектор, содержащий элементы стартового вектора параметров $\boldsymbol{\theta}(0)$, матрицы \mathbf{R}_w и дисперсию R_n , выражение (4) также можно переписать в форме зависимости от этих параметров

$$D(\boldsymbol{\theta}(k)) = D(\boldsymbol{\theta}(0), \mathbf{R}_w, R_n, s(k)) = D(\boldsymbol{\lambda}, s(k)). \quad (6)$$

Градиентный спуск в этом случае описывается рекуррентным соотношением

$$\boldsymbol{\lambda}(i) = \boldsymbol{\lambda}(i-1) - \mathbf{r}(i) \nabla \{D(\boldsymbol{\lambda}, s(k))\}, \quad (7)$$

где i – номер итерации, $\boldsymbol{\lambda}(i)$ – i -ая оценка вектора входных параметров РФК, $\mathbf{r}(i)$ – величина шага, которая задается в соответствии с требованиями к точности и скорости сходимости метода, $\nabla\{\cdot\}$ – оператор градиента. Так как зависимости (5)–(6) не являются аналитическими, производные по направлениям в пространстве параметров РФК рассчитываются численно.

В результате работы метода находится оптимальная с точки зрения минимизации дисперсии (4) комбинация входных параметров РФК, которая может быть использована для дальнейшей обработки подобных интерферометрических сигналов.

С целью повышения качества подбора входных параметров РФК могут быть использованы другие минимизируемые функции, например, сумма дисперсий D нескольких подобных сигналов, или ограничения на возможные изменения отдельных входных параметров.

1. J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P.S. Pershan, *Phys. Rev.*, **127**, 1918-1939, (1962).
2. В.Г. Беспалов, Н.С. Макаров, *Опт. и спектр.*, **90**, №6, 1034-1037, (2001).
3. V.G. Bespalov, N.S. Makarov, *Proc. SPIE*, **4638**, 30-40, (2002).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ Ш-ФУНКЦИИ ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЗС-МАТРИЦЫ НА СВОЙСТВА ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАММЫ

Гребенюк К.А.*

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Проведен аналитический обзор различных вариантов записи математической модели ПЗС-матрицы, используемых в современных статьях по цифровой голографии. Актуальность обзора обусловлена регулярным появлением в научной печати некорректных вариантов данной модели.

В цифровой голографии для регистрации картины интерференции объектной и опорной волн вместо фоточувствительной пластинки используется цифровой матричный фотодетектор (часто – ПЗС-матрица). Для анализа влияния параметров пиксельной структуры ПЗС-матрицы на спектральные свойства записываемой цифровой голограммы используются различные математические модели.

Эти модели представляют собой формулы, выражающие отсчеты интенсивности света $I_s[n, m]$, регистрируемые ПЗС-матрицей, (либо изображающий их дискретный пространственный сигнал $I_s(x, y)$) через непрерывное распределение интенсивности $I(x, y)$ в регистрируемой интерференционной картине. Имея подобную формулу и зная значения параметров пиксельной структуры ПЗС, можно априорно установить, какое влияние окажут особенности этой структуры на спектральные свойства записываемой цифровой голограммы.

Одна из наиболее удачных форм записи математической модели пиксельной структуры ПЗС-матрицы приведена в работе [1] и имеет вид

$$I_s(x, y) = \left\{ \left[I(x, y) \otimes \text{rect} \left(\frac{x}{\Delta x_p}, \frac{y}{\Delta y_p} \right) \right] \sum_{n, m = -\infty}^{+\infty} \delta(x - n \Delta x, y - m \Delta y) \right\} \text{rect} \left(\frac{x}{N \Delta x}, \frac{y}{M \Delta y} \right),$$

где Δx , Δy – периоды пиксельной структуры фотодетектора; Δx_p , Δy_p – размеры светочувствительной части пикселя; N , M – число пикселей вдоль осей x и y ; n , m – номера отсчетов интенсивности.

Однако в современных научных статьях по цифровой голографии регулярно встречаются некорректные варианты данной формулы. Так, формулы преобразования непрерывного распределения $I(x, y)$ в дискретное распределение $I_s(x, y)$, предложенные в работах [2]-[3], некорректны даже с формальной точки зрения, поскольку, вопреки утверждениям их авторов, не дают на выходе дискретный (то есть, заданный на счетном множестве точек) сигнал [4]-[5].

Представляется, что описанное выше появление некорректных математических моделей пиксельной структуры ПЗС обусловлено двумя причинами. Первая причина носит технический характер и заключается в том, что формулы модели ПЗС-матрицы записаны в работах [2]-[3] без вывода, на основании интуитивных соображений и аналогии. Вторая причина носит принципиальный характер и состоит в том, что как корректные, так и некорректные математические модели ПЗС основаны на использовании Ш-функции, для понимания поведения которой не всегда достаточно одной лишь интуиции.

Ш-функция – это обобщенная функция, представляющая собой бесконечную цепочку дельта-функций Дирака, разделенных единичными интервалами:

$$\text{Ш}(x) = \sum_{n = -\infty}^{+\infty} \delta(x - n)$$

В случае двух независимых переменных Ш-функция может быть записана в виде

$$Ш(x, y) = \sum_{n, m=-\infty}^{+\infty} \delta(x-n, y-m)$$

Нетрудно заметить, что выборочная функция, используемая в приведенной выше формуле из работы [1], представляет собой модифицированную Ш-функцию двух переменных.

Целью данной работы явилось проведение аналитического обзора различных вариантов записи математической модели пиксельной структуры ПЗС-матрицы, используемых в современных статьях по цифровой голографии. Актуальность обзора обусловлена регулярным появлением в научной печати некорректных вариантов данной модели.

В результате проведенного обзора были получены ответы на следующие вопросы:

- какой физический смысл имеет дискретный сигнал $I_s(x, y)$, получаемый по формуле математической модели пиксельной структуры ПЗС-матрицы?

- какие варианты математической модели пиксельной структуры ПЗС-матрицы существуют в научных статьях по цифровой голографии?

- почему при составлении формулы данной модели регулярно допускаются ошибки?

- какие свойства Ш-функции позволяют отличить корректную модель от некорректной?

- какая из форм записи корректной модели является наиболее удобной для предсказания влияния параметров ПЗС-матрицы на свойства цифровой голограммы?

1. M. Jacquot, P. Sandoz, *Opt. Eng.*, **43**, №1, 214-223, (2004).

2. T. Kreis, *Opt. Eng.*, **41**, №4, 771-778, (2002).

3. С.Н. Корешев и др., *Опт. журнал*, **81**, №3, 14-19, (2014).

4. C. Guo et al., *Opt. Eng.*, **42**, №9, 2768–2771, (2003).

5. К.А. Гребенюк, Сб. трудов IV Междун. конф. по фотонике и информационной оптике. – М.: НИЯУ МИФИ, 179-180, (2015).

ВЫВОД ФОРМУЛЫ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ МАТРИЧНОГО ФОТОДЕТЕКТОРА

Гребенюк К.А.*

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Статьи по цифровой голографии, использующие математическую модель матричного фотодетектора (МФД) для анализа свойств записываемых цифровых голограмм, как правило, не содержат формального вывода этой модели. Время от времени такой подход приводит к ошибкам. В данной работе осуществлен вывод уравнения математической модели МФД.

Цифровая голография – это голография, использующая в качестве среды для записи голограмм цифровые матричные фотодетекторы (МФД). При записи цифровой голограммы такой фотодетектор осуществляет дискретизацию непрерывного распределения интенсивности света и выдает на выходе двумерный числовой массив, который и называют «цифровой голограммой».

Математические модели МФД используются в современных статьях по цифровой голографии для исследования влияния параметров пиксельной структуры фотодетектора на свойства записываемой голограммы [1].

Существует аналогия между записью цифровой голограммы матричным фотодетектором и хорошо изученной одномерной дискретизацией временных сигналов. Поэтому, когда в процессе работы возникает необходимость в использовании математической модели МФД, ее уравнение обычно составляют интуитивно или по аналогии, без проверки формальным выводом. Время от времени этот подход приводит к появлению некорректных уравнений (некоторые статьи с некорректными уравнениями рассмотрены в работах [2]-[3]).

Таким образом, актуальной задачей является осуществление вывода уравнения математической модели МФД из чисто оптических соображений, без применения аналогий с дискретизацией временных сигналов, а также сравнение полученного уравнения с уравнениями различных моделей МФД, используемых в статьях по цифровой голографии. Эта задача решена в данной работе, которая представляет собой дальнейшее развитие работы [3].

1. M. Jacquot, P. Sandoz, *Opt. Eng.*, **43**, №1, 214-223, (2004).
2. C. Guo et al., *Opt. Eng.*, **42**, №9, 2768–2771, (2003).
3. К.А. Гребенюк, Сб. трудов IV Междун. конф. по фотонике и информационной оптике. – М.: НИЯУ МИФИ, 179-180, (2015).

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ДЕТЕРМИНИРОВАННЫХ КОМПЛЕКСНЫХ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

Вовк Т.А., Петров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассматриваются методы манипуляции комплексными параметрами волнового поля от когерентного оптического источника, различные алгоритмы адаптивной оптимизации волнового поля. Улучшенный способ исследования объектов с адаптацией в режиме реального времени является актуальным для таких направлений, как передача оптической информации, манипулирование объектами микромира, исследование и манипуляции над живыми тканями.

На современном этапе математический расчет оптических полей с определенными параметрами производится с помощью итерационных алгоритмов, таких как алгоритм Гершберга-Сакстона [1], на основе формального описания изменения волнового поля [2], а также на основе адаптивной оптимизации [3]. Однако стоит отметить, что используемые сегодня методы не являются применимыми для всех существующих задач, потому что они не всегда достаточно точны. Создание новых и совершенствование разработанных методов задания детерминированного волнового поля способно решить данные проблемы.

Численный расчет оптических полей является распространенной задачей для оптической физики. Как правило, для ее решения используются подходы, основанные на параксиальном приближении, использовании итерационных алгоритмов и алгоритмов адаптивной оптимизации, а также решении дифракционных задач. Целью данного исследования является улучшение эффективности методов задания комплексных параметров оптических полей для применения в задачах оптики. Для достижения этой цели предлагается усовершенствование и оптимизация существующих способов задания оптических полей в пространстве, а также комбинирование различных методов для максимальной применимости к конкретной задаче.

Чтобы понять идею предлагаемого подхода, рассмотрим сначала кратко принципы действия основных алгоритмов расчета оптических полей.

Итерационный алгоритм Гершберга-Сакстона расчета фазы волнового поля состоит из следующих этапов:

- Для выбранной в качестве начального приближения фазы и заданного во входной плоскости распределения интенсивности поля вычисляется комплексная амплитуда в выходной плоскости;
- Интенсивность рассчитанной в выходной плоскости поля заменяется заданным распределением интенсивности, которое требуется сформировать в данной плоскости;
- Вычисляется обратное распространение пучка до входной плоскости;
- Во входной плоскости рассчитанная интенсивность поля заменяется заданной интенсивностью во входной плоскости, а вычисленная фаза выбирается в качестве следующего приближения.

Затем итерационный процесс повторяется. Очевидно, что данный алгоритм является достаточно простым для исполнения. Однако основным минусом данного метода является неточность получаемой фазовой функции, связанная с тем, что для наиболее точного результата необходимо большое количество итераций, что не всегда возможно в условиях временных ограничений.

Формальное описание изменения волнового поля производится через одну из теорий дифракции. Угловой спектр волнового поля определяет амплитуду каждой из компонент Фурье. На практике, представление пространственного распределения волнового поля через угловой спектр плоских волн является очень удобным вследствие следующих причин:

- Относительно изначального описания волнового поля интегралом Релея-Зоммерфельда не накладывается дополнительных ограничений;

- Возможен численный расчет дифракционного интеграла с использованием быстрого преобразования Фурье, что заметно сокращает расчетное время.

Недостатком подобных методов является ограничение сложности решаемой ими задачи. Это связано с приближениями, накладываемыми на вычисляемые волновые поля для соответствия способу расчета. При достаточно сложных входных распределениях комплексных полей возникают ошибки в связи с несоответствием используемого метода поставленной задаче.

Адаптивная оптимизация волнового фронта (см. Рис.) активно используется в задачах случайного рассеяния волновых полей и последующего восстановления параметров входящего волнового фронта. Плоский волновой фронт от когерентного источника, прошедший через некоторую рассеивающую среду, приобретает случайный пространственный фазовый набег. В работе [3] авторы использовали тот факт, что в результате рассеяния волнового фронта в среде его соседние сегменты становятся некоррелированными. Это позволило им разработать эффективный алгоритм, который с помощью жидкокристаллического фазового пространственно-временного модулятора света (ЖК ПВМС) последовательно изменяет фазовое запаздывание в каждом ее пространственном сегменте. Это происходит до тех пор, пока не будет найдена такая фаза, которая бы обеспечивала максимальный прирост интенсивности в определенной точке экрана. Найденная оптимальная величина фазового запаздывания сохраняется в память ЭВМ, и затем начинается сканирование следующего пространственного сегмента, с той же целью. Таким образом удается найти оптимальные величины фазового запаздывания для всех сегментов.

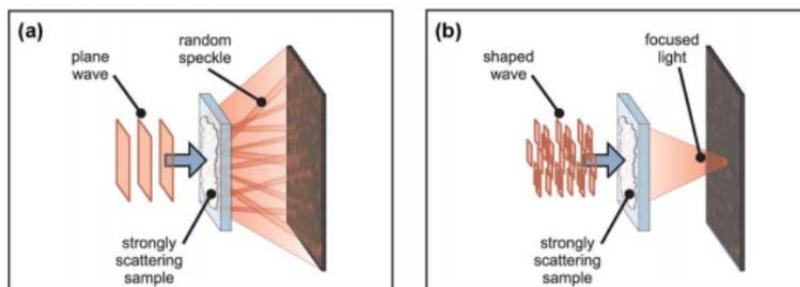


Рисунок. Плоский волновой фронт от лазера попадает на ЖК ПВМС (не показан на рисунке), где для каждого пространственного сегмента выставляется определенное фазовое запаздывание. После этого, свет попадает на сильно рассеивающий образец. ПЗС-камера контролирует интенсивность в заданной небольшой области (мишень) и обеспечивает обратную связь для алгоритма. После подбора оптимальных величин фазового набег для каждого сегмента (см. пояснения в тексте), большая часть излучения фокусируется в мишень.

Описанные выше подходы для задания волновых полей зарекомендовали себя как достаточно эффективные и являются наиболее часто применяемыми в задачах оптической физики. Однако любой подход к задаче задания характеристик волновых полей должен обладать некоторыми определенными ограничениями. Исследование подобных ограничений будет являться одной из задач, решаемых в данной работе. Другой задачей, которая будет решаться в данной работе, является исследование комбинирования различных методов задания волновых полей в рамках применения к таким конкретным проблемам, как манипулирование объектами микромира, создание сингулярных световых пучков и др.

На практике, анализ эффективности методов можно реализовать с помощью цифровых голографических методов. Разработанные методы позволят получить уникальные распределения световых полей, которые было бы сложно получить с помощью существующих алгоритмов. Следовательно, в задачи данной работы также входит разработка базового формального аппарата и теоретических основ метода формирования волновых полей. В первую очередь будет произведено численное моделирование и исследование возможностей улучшенных методов, определение пределов их применимости.

Исследование будет проведено с использованием методов численного моделирования, которое будет производиться в среде разработки National Instruments LabView 8.5.

Для определения корректности усовершенствованных и комбинированных методов задания волновых полей будет использован весь накопленный опыт и большой научный задел в области цифровой голографии. В том числе алгоритм обработки и сравнения амплитуд волновых полей, основанный на соотношении параметра корреляционной функции [4]

1. В.А. Сойфер, *Дифракционная компьютерная оптика*, М.: ФИЗМАТЛИТ., 736, (2007).
2. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников, *Успехи физических наук*, **174**, №12, 1273-1300, (2004).
3. I.M. Vellekoop, A.P. Mosk, *Opt. lett.*, **32**, №. 16, 2309-2311, (2007).
4. T.A. Vovk, T.Y. Nikolaeva, N.V. Petrov, *J. Phys. Conf. Ser.*, принята к печати

КОЛЛЕКТИВНЫЕ РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ ПЛАЗМОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛНОВОДНОМ СПАЗЕРЕ

Шестериков А.С., Прохоров А.В.

Владимирский государственный университет, Владимир, Россия

Рассмотрена задача коллективной динамики поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых при когерентном распаде экситонов квантовых точек, помещенных в слое диэлектрика вблизи металлической поверхности. Установлено, что выбором значений комплексного показателя преломления искусственной диэлектрической среды можно существенно повысить эффективность формирования плазмонных импульсов на границе металл-диэлектрик. Показано, что в приближении среднего поля полуклассическая модель формирования плазмонных импульсов в рассматриваемом интерфейсе может быть сведена к уравнению маятника с новым слагаемым нелинейных потерь.

Коллективные процессы в ансамблях квантовых излучателей, примером которых служит известный эффект оптического сверхизлучения (СИ), долгое время остаются в фокусе теоретических и прикладных исследований [1]. Новые особенности эффекта могут быть выявлены в связи с изучением коллективной динамики плазмонных осцилляторов, настроенных в резонанс с ближним полем возбужденных хромофоров (chromophores). В качестве первых могут выступать дефекты металлических пленок, наночастицы (НЧ), в качестве вторых – полупроводниковые квантовые точки (КТ), квантовые ямы, молекулы красителя и др.

Для описания простых изолированных систем “квантовая точка (КТ)+металлическая наночастица (НЧ)” или комбинированных ядро/оболочка нанокристаллов применяется теория локализованного спазера [2]. Но формируемые там плазмоны отличаются сильной локализацией, а их коллективная динамика ограничивается областью действия ближнего поля отдельных плазмонных НЧ [3].

При объединении локализованных спазеров в массивы возникает область коллективного поведения системы, обусловленная самосинхронизацией отдельных хромофоров за счет ближнеполевого взаимодействия между ними [4]. Синхронизация хромофоров, расположенных вблизи металлической поверхности с дефектами, может быть также осуществлена внешним пучком оптической накачки. В результате, реализуется схема т.н. излучающего (распределенного) спазера, особенностью которого является формирование узкого когерентного оптического пучка [5] перпендикулярно металлической поверхности.

В настоящей работе изучается альтернативная возможность, связанная с когерентным усилением поля распространяющихся поверхностных плазмонов за счет коллективных эффектов с хромофорами в условиях частичного/полного подавления процессов их радиационной релаксации. В такой ситуации, с одной стороны, возможна компенсация затухания плазмонов в металле за счет их постоянной накачки энергией распадающихся экситонов от размещенных вблизи металлической поверхности хромофоров. С другой, развитие нежелательных оптических процессов в такой системе (в т.ч. оптического СИ плотным ансамблем КТ [6]) контролируется выбором дисперсионно-диссипативных характеристик искусственного диэлектрического окружения хромофоров [7].

Удобными интерфейсами для наблюдения когерентных процессов с поверхностными плазмонами могут служить уже реализованные на практике планарные металл/диэлектрик волноводы при наличии ближнеполевой накачки от размещенных в диэлектрической пленке квантовых точек. Поперечная фокусировка плазмон-поляритонных мод в системе достигается использованием аналогов брэгговских зеркал, работающих в режиме отражения плазмонов (ARROW, antiresonant-reflecting optical waveguide).

В настоящей работе предлагается подход к выбору конкретных хромофоров и подходящей диэлектрической среды-носителя для достижения максимальной эффективности передачи энергии коллективных возбуждений хромофоров в плазмонные моды и формирования коротких плазмонных импульсов в таком интерфейсе. Показано, что в приближении среднего поля

самосогласованная задача может быть сведена к уравнению маятника с дополнительным слагаемым нелинейных потерь. На основе анализа полученного уравнения, а также численного решения исходной самосогласованной системы исследованы размерные и концентрационные зависимости эффекта, выявлены амплитудные и спектральные особенности формируемых плазмонных импульсов при выборе конкретных квантовых точек и среды-носителя.

С практической точки зрения, представленные модели могут быть полезны при разработке плазмонных интегральных схем квантовой обработки информации, в том числе – в условиях их сопряжения с уже имеющимися чисто оптическими системами передачи информации.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант 14-02-97511).

1. N. Skribanowitz, I.P. Hermann, M.S. MacGillivray et al., *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 309 (1973).
2. M. I. Stockman, *J. Opt.*, **12**, 024004 (2010).
3. И.Е. Проценко, А.В. Усков, *Квантовая Электроника*, **45**, 561 (2015).
4. A. V. Dorofeenko, A. A. Zyablovsky, A. P. Vinogradov et al., *Optics Express*, **21**, 14539 (2012).
5. Frerik van Beijnum, Peter J. van Veldhoven, Erik Jan Geluk, *Phys. Rev.Lett.*, **110**, 206802 (2013).
6. А.В. Голованова, М.Ю. Губин, М.Г. Гладуш, А.В. Прохоров, *Изв. РАН, Сер. физ.*, **80**, 888 (2016).
7. M.I. Stockman, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **369**, 3510 (2011).

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЯ В ПЛОСКОСТИ АНАЛИЗА АВТОКОЛЛИМАТОРА

Ногин А.А., Коняхин И.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрен алгоритм обработки изображения, основанный на преобразованиях Хафа который позволяет расширить метрологические характеристики углоизмерительного автоколлиматора благодаря решению проблемы неработоспособности прибора при переналожении меток в случае использования контрольного элемента отличного от плоского зеркала.

Исследование содержит готовый к использованию алгоритм, основанный на преобразованиях Хафа, которые позволяют расширить метрологические характеристики углоизмерительных автоколлиматоров и решить проблему неработоспособности прибора при переналожении меток. С целью увеличения количества измеряемых углов (два или три), а также с целью уменьшения габаритных размеров прибора для измерения угловых смещений автоколлимационным методом используют контрольные элементы отличные от плоского зеркала, которые решают данные задачи за счет малого коэффициента оптической редукации. Однако использование таких контрольных элементов может создавать ситуацию, когда в плоскости анализа изображения меток накладываются друг на друга. Такая ситуация возможна при очень малых угловых смещениях и в таких ситуациях прибор становится неработоспособным. Предложенный алгоритм решает эту проблему, тем самым увеличивая метрологические возможности прибора.

Методика измерения является бесконтактной и осуществляется за счет расположения на контролируемой поверхности контрольного элемента (пассивного отражателя) и автоколлиматора на базовом объекте. Такая методика позволяет осуществлять измерения практически мгновенно, не требует энергопитания в точке контроля. Это делает прибор универсальным к выбору места установки, а также снижает стоимость монтажа всей системы[1],[2].

Автоколлиматор состоит из излучающего оптико-электронного канала и приёмника с микропроцессором. Излучающий канал генерирует излучение, которое падает на отражатель. Приёмник с микропроцессором предназначены для регистрации оптического излучения отраженного от контрольного элемента и измерения его параметров определяющего углы поворота объекта.

Когда контрольный элемент отклоняется на углы θ_1 и θ_2 , отраженный пучок отклоняется от своего первоначального положения. Как результат смещается его изображение на матричном фотоприёмнике в автоколлиматоре. Микропроцессор обрабатывает кадры с матричного фотоприёмника и вычисляет смещение изображения. Угловые смещения θ_1 и θ_2 после отражения определяются в результате обработки.

Основным этапом вычисления углов является вычисление координат центров марок зарегистрированных системой. Используя контрольные элементы отличные от плоского зеркала, могут возникать ситуации переналожения меток в плоскости анализа. В этом случае появляется вопрос, каким должно быть расстояние между центрами меток для сохранения работоспособности устройства и сохранения точности всей системы.

Для изучения возможных решений данной проблемы была разработана и реализована модель обработки переналаживающихся массивов облученности с использованием MatLab.

Эта модель позволила изучить влияние переналожения меток на точность измерения координат. В основу алгоритма положена идея использовать преобразования Хафа. Преобразования Хафа позволяют решить проблему определения границ объекта при сильной зашумленности изображения[3],[5], а также проблему группировки граничных точек путём применения определённой процедуры голосования[4] к набору параметризованных объектов изображения. Для этого используют так называемый аккумуляционный массив, который определяет присутствие необходимого объекта. Размерность аккумулятора равна количеству

неизвестных параметров пространства Хафа и для круглой метки будет равна трем (координаты центра метки X и Y , а также радиус метки R). Для каждой точки и её соседей алгоритм определяет, достаточен ли вес границы в этой точке. Если да, то алгоритм вычисляет параметры окружности и увеличивает значение в ячейке аккумулятора, соответствующей данным параметрам. Искомыми параметрами в данном случае являются координаты центра и радиус [5]. В качестве весовой функции используется оценка градиента вектора магнитуды.

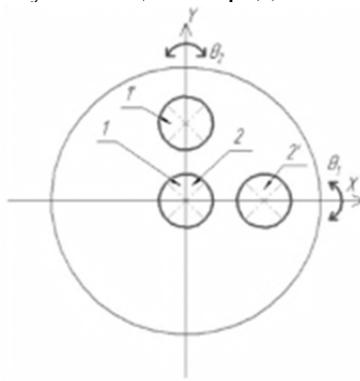


Рис. 1. Изображение на фотоприёмном устройстве: 1,2 – до поворота отражателя, 1', 2' – после поворота.

Результатом работы алгоритма является отмеченные метки с указанием их координат центров. Это становится возможным после поиска локального максимума в пространстве аккумулятора. Максимумы и будут являться – наиболее вероятными координатами. В процессе обработки изображения используется фильтрование со специальной маской, а также пороговая фильтрация.

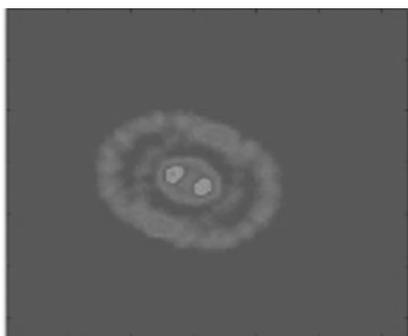


Рис. 2. Аккумуляционный массив

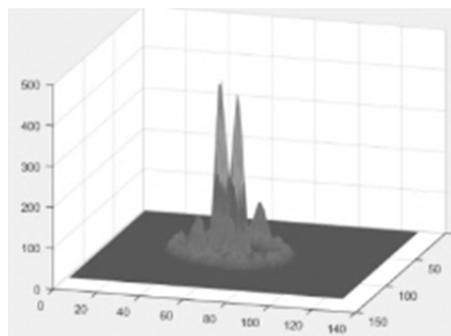


Рис. 3. Аккумуляционный массив, 3-D вид

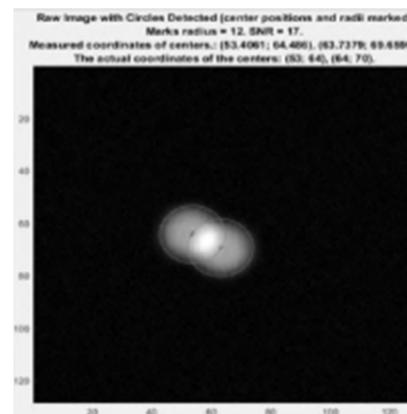


Рис. 4. Изображение

На рис. 2 и рис. 3, представленный аккумуляционный массив который получился при обработке рис. 4. Это достаточно четко демонстрирует, как работает алгоритм. Алгоритм также прошел функциональные испытания, результаты которого можно видеть на рис. 5, 6, 7.

С целью оценки погрешности измерения центров координат меток была разработана следующая методика. С помощью MatLab моделируется освещенность на матрице автоколлиматора. Моделируются три метки, равного радиуса, центры которых являются вершинами равностороннего треугольника. Постепенно, уменьшая длину стороны треугольника, т.е. уменьшая расстояние между метками, производилась серия из 5 измерений. После чего считалось отклонение, которое было сведено к графику, представленному на рис.8. При моделировании были использованы следующие параметры: матрица 128×128 , радиус метки 12, ОСШ 15 и 25. Алгоритму не сообщалось никаких данных (например, расположение меток относительно друг друга) кроме наиболее вероятных радиусов, которые были указаны из диапазона 9-14. Как видно, погрешность измерения во всех случаях не превышала 0.5 пикселя.

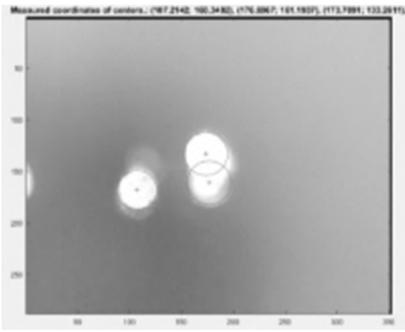


Рис. 5. Изображение

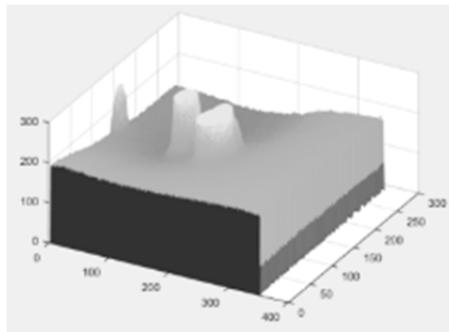


Рис. 6. Распределение облученности ПЗС матрицы

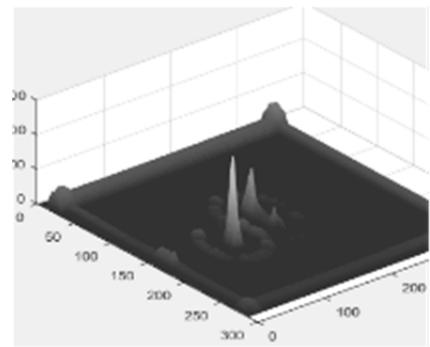


Рис. 7. Аккумуляционный массив, 3-D вид

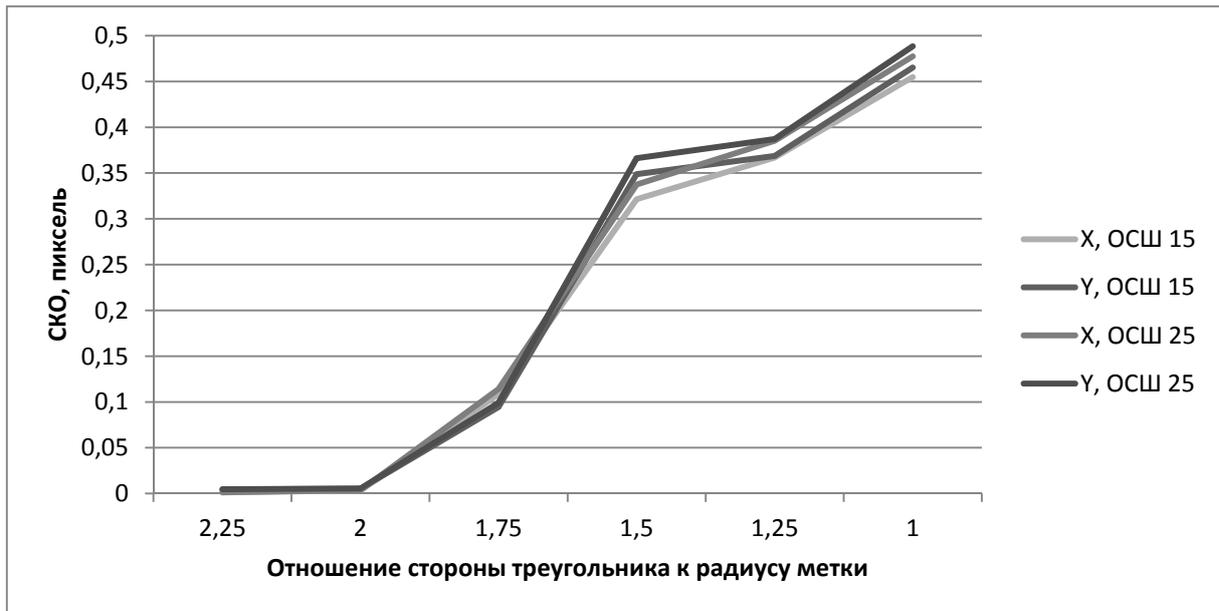


Рис. 8. Зависимость ошибки от расстояния между центрами меток.

1. I Konyakhin, T Kopylova, A Konyakhin, *Proc. SPIE* **8439**, 84391N, (2012).
2. I Konyakhin, T Kopylova, A Konyakhin, A Smekhov, *Proc. SPIE* **8759**, 87593E, (2013).
3. D.H. Ballard, *Generalizing the Hough transform to detect arbitrary shapes*, **13(2)**, pp.111-112, (1981).
4. L.A.F Fernandes, M.M. Oliveira, *Real-time line detection through an improved Hough transform voting scheme*, №41, pp.299-314, (2008).
5. R. Gonzalez, R. Woods, S. Eddins, *Digital Image Processing Using MATLAB*, (2010).

ВЛИЯНИЕ УГЛОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНОГО ТЕЛА В ГОЛОГРАММНОМ БАЛЛИСТИЧЕСКОМ ГРАВИМЕТРЕ

Котова Е.И., Дмитриев А.Л.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрен принцип действия голограммного баллистического гравиметра. Выполнен анализ влияния угловых флуктуаций положения падающей голографической дифракционной решетки на выходной сигнал биений голограммного интерферометра. Показано, что чувствительность голограммного гравиметра к угловым изменениям траектории пробного тела меньше, чем в лазерных баллистических гравиметрах с уголковыми отражателями на основе призм полного внутреннего отражения.

Голограммные оптические элементы (ГОЭ) эффективно используются в разработках различных оптико-механических систем и устройств. Методы голографии позволяют создавать многофункциональные оптические элементы, которые нельзя реализовать с помощью традиционных оптических элементов, например, голограммные дифракционные решетки, отличающиеся от традиционных отсутствием духов и низким уровнем светорассеяния. Достоинствами голограммной оптики являются малый вес, дешевизна и сравнительная простота технологии изготовления ГОЭ.

Пропускающая голографическая дифракционная решетка в голограммном баллистическом гравиметре (ГБГ), закрепленная на падающем пробном теле, является ключевым элементом оптической схемы лазерного баллистического гравиметра нового типа. Принцип действия ГБГ основан на изменении частоты света, дифрагирующего на движущейся голографической дифракционной решетке. Эти изменения обуславливают частотную модуляцию сигнала биений, возникающего в цепи фотоприемного устройства голограммного интерферометра при наложении пучков света, дифрагирующих на голограмме в нулевом и первом порядках дифракции [1,2].

При поступательном движении голограммы вдоль вертикальной оси z со скоростью v частота света, дифрагирующего на голограмме, сдвинута относительно частоты падающего излучения на величину f . Эта частота равна частоте регистрируемого электрического сигнала биений.

Изменение частоты биений связано с величиной $g = dv/dt$ ускорения свободного падения голограммы, закрепленной на пробном теле баллистического гравиметра, при этом

$$g = \frac{\lambda}{\sin \alpha + \sin \beta} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right), \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения; α и β – углы падения и дифракции, соответственно.

Согласно (1), при известных λ , α и β величина ускорения g может быть рассчитана по скорости $\partial f/\partial t$ изменения частоты сигнала биений на выходе голограммного интерферометра. Измерение временных изменений частоты биений, а не ее абсолютной величины, позволяет устранить влияние помех, связанных с неточностями определения длины траектории падения пробного тела, а также уменьшить длину траектории падения пробного тела от десятков см до долей миллиметра. Последнее значительно уменьшает время измерений и создает возможность реализации компактных гравиметрических приборов для измерений высокоскоростных флуктуаций напряженности гравитационного поля Земли.

Как и в обычных лазерных баллистических гравиметрах, точность измерений ГБГ связана с флуктуациями углового положения и вращениями пробного тела при его свободном падении, а также со случайными колебаниями оптико-механической конструкции измерительного прибора. Вследствие весьма малой длины траектории падения пробного тела и особенностей дифракции света на голограммах, влияние указанных факторов в ГБГ меньше, чем в обычных лазерных гравиметрах.

Колебания голограммы при движении пробного тела по вертикали, приводят к флуктуациям угла падения излучения лазера на голографическую дифракционную решетку, и, следовательно, к изменению угла дифракции. Углы падения α и дифракции β коллимированных пучков света в пропускающей голограмме при выполнении условия Брэгга удовлетворяют равенству

$$\sin \beta = n \sin \left[2\theta - \arcsin \left(\frac{\sin \alpha}{n} \right) \right], \quad (2)$$

где n – средний показатель преломления, θ – угол Брэгга голографической дифракционной решетки [3].

Анализ данного выражения и определение $\partial\beta/\partial\alpha$ при известных значениях показателя преломления и угле Брэгга голографической дифракционной решетки показывает, что область минимальной чувствительности дифракции к угловому положению голограммы достигается при углах падения α , близких к нормальному. Основным источником ошибок измерений в ГБГ являются флуктуации $\Delta\alpha$ угла падения света на голограмму, вызванные вибрациями конструкции гравиметра и ее недостаточным вакуумированием. Учитывая крайне малую длину траектории падающей голограммы, влияние указанных факторов может быть уменьшено при усовершенствовании оптико-механической конструкции катапульты гравиметра, в том числе, с использованием стабилизирующих устройств. Приблизительная оценка относительной погрешности измерений g представляется в виде

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \cdot \Delta\alpha + \frac{\Delta(\partial f / \partial t)}{(\partial f / \partial t)}, \quad (3)$$

где $\alpha \approx 0$, $\Delta\beta \approx -\Delta\alpha$. Полагая величину $\Delta\alpha$ близкой к типичной дифракционной расходимости пучка света в интерферометре (около 10^{-4}) относительная погрешность $\Delta g/g$ в единичном измерении, обусловленная флуктуацией $\Delta\alpha$, примерно равна 10^{-5} . Вклад других слагаемых правой части (3) зависит от типа, используемого в ГБГ лазера и особенностей алгоритма обработки частотных характеристик сигнала биений. Период интерференционной картины d зависит от длины волны света и разности углов падения световых волн φ , интерферирующих перед фотоприемником согласно выражению (4)

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\varphi}{2}} \approx \frac{\lambda}{\varphi}. \quad (4)$$

Нормированная мощность сигнала биений, регистрируемого фотоприемником с апертурой D равна

$$I = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{d}{2\pi D} \sin \frac{2\pi D}{d} \right) \quad (5)$$

При оптическом гетеродинировании амплитуда сигнала интерференции связана с соотношением d/D , следовательно, с углом φ наложения интерферирующих пучков, согласно выражению (4). Выполненный в работе анализ показывает, что максимальная амплитуда сигнала биений на выходе голограммного интерферометра практически достигается при разности углов падения интерферирующих пучков света на фотоприемник не более 2-2.5 угловых минут, что соответствует типичным требованиям угловой стабилизации падающей голограммы. Уменьшение длины траектории от десятков сантиметров до долей миллиметра облегчает задачу угловой стабилизации пробного тела, способствует значительному уменьшению габаритов прибора и упрощению конструкции ГБГ. Кроме этого, периодический режим работы катапульты с частотой порядка десятка Гц обеспечивает увеличение количества выборочных данных, и их усреднение позволит достичь высокой точности измерений величины g .

1. Котова Е.И., Смирнова А.Л. *Тезисы IV Международной конференции по фотонике и информационной оптике*, М. – НИЯУ МИФИ - 2015. – С. 177-178

2. Dmitriev A.L., Kotova E.I., *Proceeding 4th IAG Symposium on Terrestrial Gravimetry TG-SMM 2016*, 12-15 April 2016, Saint Petersburg, Russia – 2016, pp. 119-121

3. А. Л. Дмитриев, *Квантовая электроника*, **11**, № 7, 1352–1357 (1984)

РЕЗОНАТОРЫ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА С ИЗМЕНЯЕМЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Носов П.А., Павлов В.Ю.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Предложен и теоретически обоснован внутрирезонаторный способ изменения параметров пучка на выходе твердотельного лазера.

Твердотельные лазеры и устройства на их основе широко применяются в различных областях науки, техники и медицины [1],[2]. В таких областях, как лазерные технологии обработки материалов, космические оптические линии связи и др. перспективным направлением развития лазерных приборов и оборудования на базе твердотельных лазеров является формирование в рабочей зоне (зоне обработки материала) лазерного пучка с плавным изменением пространственных параметров (диаметра и положения перетяжки, длины перетяжки, угловой расходимости). Это можно осуществлять различными способами. Традиционный способ заключается в установке внешней (вне резонатора лазера) оптической вариосистемы [3].

Важнейшей и неотъемлемой частью лазера является оптический резонатор. Резонатор лазера обычно представляет собой сложную оптическую систему, в состав которой входят зеркала, линзы и другие оптические элементы. Подобно линзе действуют и активные элементы [1]-[5].

В работе исследуется внутрирезонаторный способ изменения пространственных параметров пучка твердотельного лазера. Для этого необходимо особым образом изменять конфигурацию резонатора.

При разработке резонатора нужно учитывать ряд особенностей формирования лазерного излучения и предъявляемые к её оптической схеме требования:

1. Обеспечение оптимального диаметра лазерной моды в активном элементе для эффективного энергосъёма.

2. Учёт термооптических искажений твердотельных активных элементов (возникновение наведенной тепловой линзы) и обеспечение стабильности пространственных и энергетических параметров лазерного излучения по отношению к флуктуациям оптической силы тепловой линзы.

3. В устойчивых резонаторах твердотельных лазерах с импульсной накачкой недопустима фокусировка излучения на внутрирезонаторных элементах, что может привести к их пробою.

4. Компактность разрабатываемой оптической системы резонатора лазера.

Предлагаемый в работе подход изменения пространственных параметров формируемого резонатором пучка заключается в использовании схемы резонатора с оптической вариосистемой (см. Рис.). Параметры резонатора рассчитываются таким образом, чтобы при перемещении компонентов вариосистемы и при флуктуациях питания источника накачки диаметр моды в активном элементе остаётся неизменным. Кроме того, разрабатываемая схема должна обеспечивать минимальные изменения пространственных параметров формируемого пучка при флуктуации оптической силы тепловой линзы активного элемента.

Основными этапами разработки резонатора для формирования пучка с изменяемыми пространственными параметрами являются структурно-габаритный и абберрационный синтез. Для синтеза такого резонатора нужно использовать теорию зеркально-линзовых лазерных резонаторов [6].

Габаритный расчёт резонатора проводят в параксиальном приближении, считая компоненты оптической системы «тонкими». Для этого используем формулы преобразования параметров гауссова пучка оптическими элементами [3]:

$$z'_k = |\alpha|z_k, z'_p = -\alpha z_p, 2h'_p = 2h_p\sqrt{|\alpha|}, \operatorname{tg} \theta'_{00} = \frac{\operatorname{tg} \theta_{00}}{\sqrt{|\alpha|}}, \alpha = \frac{-ff'}{z_p^2 + z_k^2},$$

Здесь $z_k, 2h_p, 2\theta_{00}$ и $z'_k, 2h'_p, 2\theta'_{00}$ – параметр конфокальности, диаметр перетяжки и угловая расходимость пучка до и после преобразования; z_p и z'_p – отрезки, определяющие положение плоскости перетяжки исходного и преобразованного пучка относительно переднего (F) и заднего (F') фокусов элемента; α – продольное увеличение преобразующего элемента, причём для линзы $\alpha > 0$, а для зеркала $\alpha < 0$; f и f' – переднее и заднее фокусные расстояния преобразующего элемента. Правило знаков для z_p и z'_p : вправо от фокусов – положительные, влево – отрицательные.

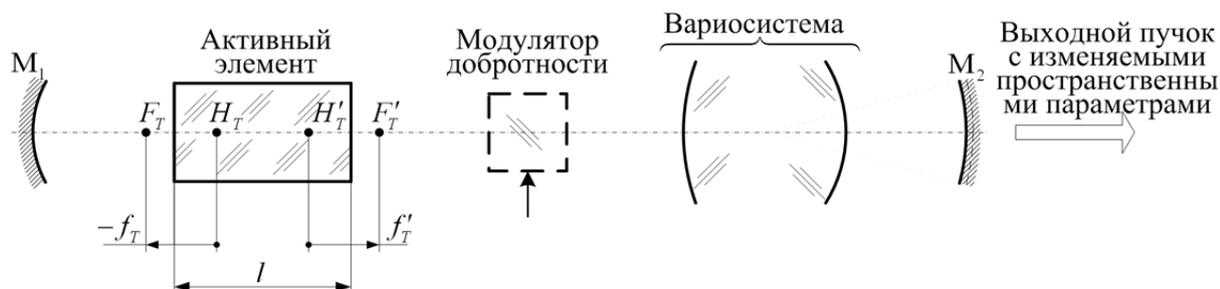


Рисунок. Схема резонатора твердотельного лазера с линзоподобным активным элементом для изменения пространственных параметров формируемого пучка: M_1, M_2 – зеркала резонатора; H_T, H'_T – главные точки тепловой линзы; F_T и F'_T – передний и задний фокус тепловой линзы; f_T и f'_T – переднее и заднее фокусное расстояние тепловой линзы; l – длина активного элемента

На втором этапе проводят абберационный синтез резонатора и определяют конструктивные параметры его компонентов реальной толщины. В этом случае резонатор уже не является идеальной оптической системой и имеет aberrации, которые приводят к искажению формируемого пучка. После этого исследуют влияние отклонения конструктивных параметров на параметры формируемого пучка и рассчитывают допуски.

Проведённые исследования и полученные результаты подтвердили целесообразность и эффективность использования внутрирезонаторного способа изменения параметров пучка на выходе твердотельного лазера. Для реализации такого способа требуется меньше количество оптических элементов, что повышает надёжность лазерной системы.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента РФ (грант №МК-6960.2016.8).

1. O. Svelto, *Principles of Lasers*, (2010).
2. W. Koechner, *Solid-state laser engineering*, (2006).
3. I.I. Pakhomov, A.B. Tsibulya, *Journal of Soviet Laser Research*, **9**, No 3, pp. 321-430, (1988).
4. В.П. Быков, О.О. Силичев, *Лазерные резонаторы*, (2004).
5. N. Hodgson, H. Weber. *Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*. Springer, Berlin, (2005).
6. I.I. Pakhomov, P.A. Nosov, *Journal of Russian Laser Research*, **33**, No 5, pp. 409-423, (2012).

ВОЗБУЖДЕНИЕ МОД ВЫСШЕГО ПОРЯДКА В НЕЛИНЕЙНОМ МАЛОМОДОВОМ РЕЖИМЕ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Бурдин В.А., Бурдин А.В.*, Дмитриев Е.В.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

В работе рассмотрены условия нелинейного возбуждения мод высшего порядка в одномодовом световоде.

До недавнего времени волоконные световоды в маломодовом режиме рассматривались лишь как платформа для создания специальных устройств [1]. Однако в последнее время маломодовый режим рассматривают и как одну из альтернатив одномодовому режиму функционирования оптических волокон на транспортных сетях связи, позволяющих в перспективе преодолеть нелинейный предел Шеннона [2, 3]. При этом, как правило, речь идет о специальных маломодовых оптических волокнах и, реже, о многомодовых оптических волокнах в маломодовом режиме. В целом, хорошо известно [4], что в зависимости от соотношения рабочей длины волны и диаметра сердцевины световода и условий возбуждения оптическое волокно может работать в одномодовом, многомодовом и маломодовом режимах. В частности, при подключении к оптическому волокну лазера с рабочей длиной волны существенно меньше диаметра сердцевины маломодовый сигнал формируется в световоде вне зависимости от уровня вводимой оптической мощности. В этом случае можно говорить о линейном маломодовом режиме передачи. При передаче по волоконному световоду оптических импульсов большой пиковой мощности из-за обусловленных нелинейностью изменений профиля показателя преломления изменяются условия возбуждения мод [5] и маломодовый режим передачи может возбуждаться и в оптических волокнах, которые в линейном режиме в данном диапазоне длин волн являются одномодовыми. В этом случае следует говорить о нелинейном маломодовом режиме функционирования оптического волокна.

В представленной работе данное явление исследовали на примере одномодового кварцевого оптического волокна марки F-SPV (Newport), которое использовалось в экспериментальных исследованиях искажений фемтосекундных оптических импульсов большой пиковой мощности при передаче по волоконному световоду [6-7]. Это оптическое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления, сердцевиной из чистого плавленого кварцевого стекла и оболочкой из кварцевого стекла, легированного оксидом бора B_2O_3 [8], оптимизированное для работы в диапазоне длин волн 633 – 688 мкм. Согласно паспортным данным его числовая апертура 0,14 – 0,18, номинальный диаметр поля моды 3,2 мкм, длина волны отсечки 500 – 600 мкм.

В качестве примера, для данного волокна были выполнены расчеты порогового значения пиковой мощности оптического импульса, вводимого в оптическое волокно, при котором в данном волоконном световоде на длине волны 800 мкм помимо фундаментальной моды возбуждается направляемая мода высшего порядка. В частности, было получено, что при пиковой мощности оптического излучения более 163950 Вт в данном оптическом волокне помимо фундаментальной моды LP_{01} поддерживается еще одна направляемая мода LP_{02} .

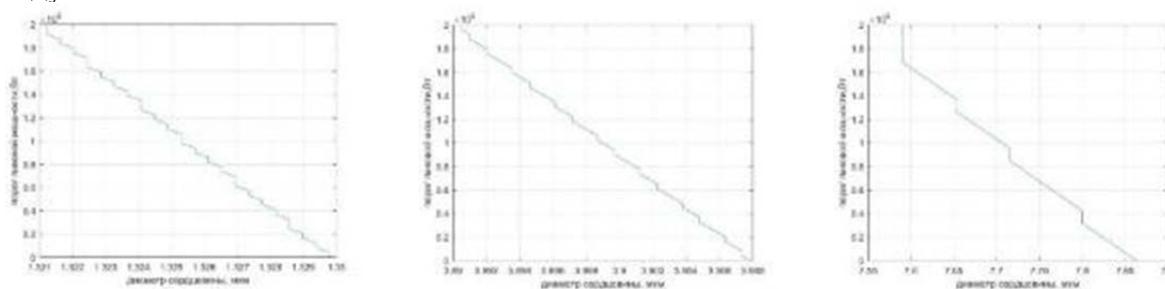
Вычисления были выполнены с применением модифицированного метода приближения Гаусса, базирующегося на совместном использовании классического метода приближения Гаусса и метода стратификаций [9-12]. Метод позволяет с приемлемыми погрешностями рассчитывать параметры моды заданного азимутального и радиального порядков для волоконного световода с сердцевиной произвольного профиля и с одной оболочкой. Параметры мод нелинейного маломодового режима вычисляли с использованием итерационного алгоритма. На каждой итерации предварительно определяли профиль показателя преломления по формуле:

$$n(r) = n_0(r) + \gamma P_m \sum_{l=0}^{N_l} \sum_{m=1}^{N_m} c_{l,m} \cdot F_{l,m}^2(R^2/R_{l,m}^2)/R_{l,m}^2, \\ \gamma = n_2/A_{eff}, R = r/a,$$

где P_m – пиковая мощность оптического излучения; $c_{l,m}$, $R_{l,m}$, $F_{l,m}(R^2/R_{l,m}^2)$ – соответственно, весовой коэффициент, эквивалентный радиус пятна моды и нормированная функция распределения поля моды азимутального порядка l и радиального порядка m . А затем, для вновь полученного профиля рассчитывали параметры заданных направляемых мод. Для линейного маломодового режима достаточно одной итерации.

Показатели преломления чистого кварцевого стекла и кварцевого стекла, легированного оксидом бора B_2O_3 , рассчитывали по формулам Селлмейера, значения коэффициентов в которой принимались как в [13, 14]. Профиль показателя преломления на заданной длине волны рассчитывали по известной методике, подробно изложенной в [15].

Для ступенчатого оптического волокна, выполненного из тех же материалов, при той же высоте профиля, что и вышеуказанное, и на той же длине волны 800 мкм были выполнены расчеты зависимостей от диаметра сердцевин световода пороговых значений пиковой мощности оптического излучения для мод LP_{02} , LP_{11} и LP_{12} . Результаты вычислений для данных мод приведены на Рис. Было выявлено, что возбуждение нелинейного маломодового режима носит параметрический характер, а управление возбуждением направляемой моды высшего порядка за счет увеличения пиковой мощности оптического излучения возможен лишь для узкого диапазона значений диаметра сердцевин. При этом для каждой моды этот диапазон индивидуален.



а) мода LP_{02}

б) мода LP_{12} .

в) мода LP_{11}

Рисунок. Условия возбуждения моды высшего порядка

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы. Как показали вычисления, до некоторого порогового значения пиковой мощности в рассматриваемом примере по световоду распространяется фундаментальная мода LP_{01} . При превышении данного порогового значения в световоде возбуждается еще одна мода того же азимутального порядка LP_{02} . При этом в исследуемом оптическом волокне на заданной длине волны даже при значительном превышении порогового значения пиковой мощности оптического излучения поддерживаются только две направляемые моды.

Таким образом, результаты моделирования подтвердили возможность возбуждения нелинейного маломодового режима в оптическом волокне на длине волны, на которой в линейном режиме данное оптическое волокно функционирует в одномодовом режиме. Рассмотренный пример демонстрирует возбуждение моды высшего порядка в одномодовом волоконном световоде при достижении порогового значения пиковой мощности оптического излучения и возможность управления режимом передачи в оптическом волокне. Очевидно, что данный эффект должен быть учтен при анализе распространения оптических импульсов в волоконных световодах. При этом, данный параметрический эффект может быть использован для создания специальных устройств, что, как подтверждают публикации [16], уже имеет место.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках гранта Президента РФ МД-9418.2016.8.

1. S. Ramachandran. *Journal of Lightwave Technology*, **23**, №11, 3426-3443, (2005).
2. A.D. Ellis. *Proceedings of SPIE*, v. **8434**, 84340H, (2012).
3. В.А. Андреев, А.В. Бурдин, В.А. Бурдин. *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*, **7**, №3, 54-64, (2014).

4. R.J. Black, L. Gagnon. *Optical Waveguide Modes: Polarization, Coupling and Symmetry*, New York, McGraw-Hill Education, 208, (2010).
5. E.M. Dianov, E.A. Zakhidov, A.Ya. Karasik, P.V. Marnyshev, A.M. Prokhorov. *Sov. Phys. JETP*, **56(1)**, 21-26, (1982).
6. S. Nakamura, N. Takasawa, Y. Koyamada. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **23**, No. 2, 855-863, (2005).
7. S. Nakamura. *Comparison between Finite-Difference Time-Domain Method and Experimental Results for Femtosecond Laser Pulse Propagation, Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission*, 2010.
8. <http://search.newport.com/?x2=sku&q2=F-SPV>
9. J.M. Arnold. *Electronics Letters*, **13** (22), 660-661, (1977).
10. А. Снайдер, Лав Дж. *Тория оптических волноводов*, (1987).
11. В.А. Бурдин. *Основы моделирования кусочно-регулярных волоконно-оптических линий передачи сетей связи*, (2002).
12. В.А. Андреев, А.В. Бурдин. *Многомодовые оптические волокна. Теория и приложения на высокоскоростных сетях связи*, (2004).
13. J.W. Fleming. *Electron. Lett.* **14** (1978).
14. J.W. Yu, K. Oh. *Optics Communications*, **204**, 111–118, (2002).
15. В.А. Бурдин. *Инфокоммуникационные технологии*, **6**, №2, 37-41, (2008).
16. А, Parini. *OWTNM-2016*, O-27.

ФИЛЬТРАЦИЯ СПЕКТРА ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Гончарова П.С., Криштоп В.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В работе представлены результаты по исследованию спектра широкополосного излучения, проходящего через кристалл ниобата лития, при линейном электрооптическом эффекте. Предложена модель фильтра, пропускающего излучение с заданным шагом.

Проблема управления оптическим излучением является актуальной в современной теоретической и прикладной оптике. Особую роль указанное направление играет в современной оптоэлектронике, которая рассматривает проблемы совместного использования оптических и электронных методов обработки, передачи и хранения информации [1], [2], [3].

В работе рассмотрено управление спектром широкополосного излучения с помощью простейшей системы «поляризатор-кристалл-поляризатор» (рис.1).

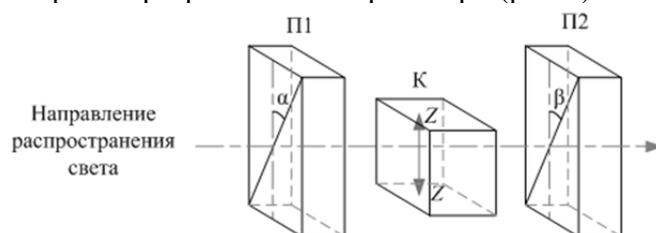


Рис. 1. Ориентация оптической оси кристалла К и плоскостей пропускания поляризаторов П1 и П2

Интенсивность выходного излучения J , с учетом дисперсии показателей преломления в кристалле определится:

$$J = \sum_i J_i = \sum_i 0,5 J_0 \left\{ \cos^2(\alpha + \beta) + \cos^2(\alpha - \beta) + \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos \left[2\pi l / \lambda_i (n_{oi} - n_{ei}) \right] \right\},$$

где J_0 – исходная интенсивность излучения; α, β – углы между плоскостью главного сечения кристалла и плоскостями пропускания поляризаторов П1 и П2; λ_i – длина волны излучения; n_{ei}, n_{oi} – показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей для длины волны λ_i ; l – длина кристалла в направлении распространения излучения.

Из вышеприведенного выражения видно, что спектр прошедшего через систему излучения зависит от значения величин углов α и β и может быть периодическим, сплошным или на фоне сплошного спектра периодическим (комбинированным) (рис.2).

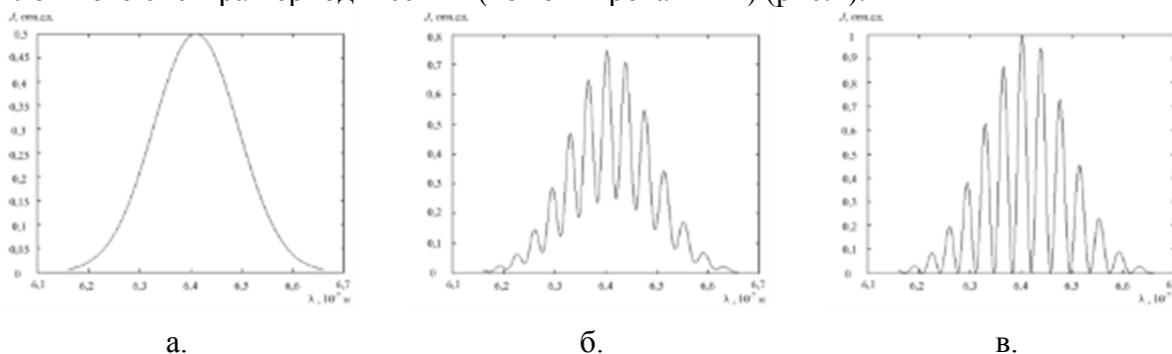


Рис. 2. Спектры пропускания кристалла ниобата лития толщиной 1 мм при угле $\alpha = 45^\circ$ и угле β , градусы: а – $0^\circ, 90^\circ$; б – $15^\circ, 75^\circ$; в – 45°

При приложении к кристаллу внешнего электрического поля вдоль оптической оси происходит изменение показателей преломления, благодаря электрооптическому эффекту:

$$n'_{oi} = n_{oi} - n_{oi}^3 r_{13} U / 2d, \quad n'_{ei} = n_{ei} - n_{ei}^3 r_{33} U / 2d,$$

где $r_{13}=8,6$ пм/В, $r_{33}=30,8$ пм/В - электрооптические коэффициенты; U – напряжение, приложенное к кристаллу; d – толщина кристалла вдоль приложения напряжения.

Изменение показателей преломления приводит к сдвигу периодического спектра. Причем величина сдвига спектра зависит от значения напряжения на кристалле. При напряжении на кристалле 1500 В сдвиг спектра составляет порядка 1 нм, а при напряжении 3000 В – 2 нм (рис. 3). При дальнейшем увеличении напряжения до 6000 В спектр возвращается в исходное состояние (эквивалентное состоянию без поля).

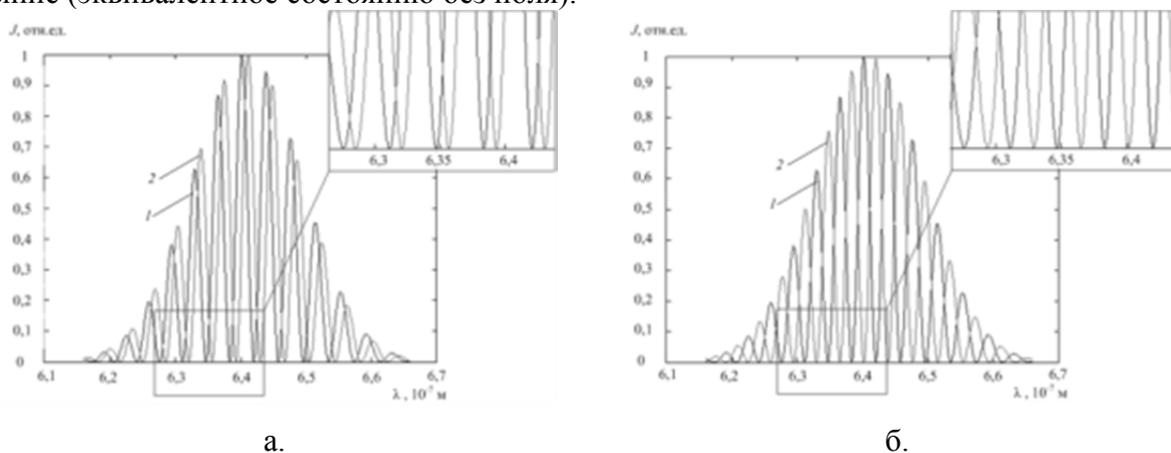


Рис. 3. Смещение периодического спектра (угол $\alpha=\beta=45^\circ$) при напряжении на кристалле ниобата лития толщиной 1 мм: а – 1500 В; б – 3000 В (1 – спектр без напряжения, 2 – спектр с напряжением)

Эффект сдвига спектра при приложении поля к анизотропному кристаллу может быть применен для создания фильтров, пропускающих излучение с определенным шагом. Шаг пропускания такого фильтра будет зависеть от длины анизотропного кристалла. Благодаря быстрдействию электрооптического эффекта фильтр может с частотой выше 10^9 Гц перестраивать и пропускать излучение то на одних длинах волн, то на других.

1. П.С. Гончарова, В.В. Криштоп, А.В. Суй, Е.В. Толстов, О.Ю. Пикуль, *НТВ СПбГПУ*, **141**, №1, с. 82-85, (2012).

2. P.S. Lopatina, V.V. Krishtop, V.I. Stroganov, A.V. Syui, V.A. Maksimenko, E.V. Tolstov, M.N. Litvinova, *Optics and spectroscopy*, **113**, №2, pp.194-196, (2012).

3. В.В. Криштоп, П.С. Гончарова, Н.М. Киреева, Ю.М. Карпец, В.Г. Ефременко, М.Н. Литвинова, *Фундаментальные исследования*, **12**, с. 1233-1235, (2012).

**КВАНТОВАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА:
 ДВА СЛУЧАЯ ДЕФОРМАЦИИ КЛАССИЧЕСКИХ АЛГЕБР ЛИ
 Мирошниченко Г.П., Киселев А.Д., Трифанов А.И.
 Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия**

Исследуется модуляция оптического излучения модой микроволнового поля в кристалле LiNbO_3 (эффект Покельса). С помощью алгебраической теории возмущений (полиномиальные деформации алгебры образующих эффективного гамильтониана) описан переход от полностью квантовой задачи к полуклассическому пределу, в котором квантовые свойства микроволновой моды не учитываются. Интерес представляют два случая параметрического взаимодействия, включающие конечное и бесконечное число оптических мод

Модуляция оптического излучения происходит в нелинейном кристалле длины L , в котором приложением разности потенциалов возбуждается радиочастотная волна частоты Ω_{MW} . Оптическая мода (несущая) на частоте ω_{opt} возбуждается лазерным импульсом. Пренебрегая нерезонансными слагаемыми, эффективный гамильтониан многомодовой задачи запишем в следующем виде [1]:

$$H_0 = \Omega_{MW} b^\dagger b + \Omega A_0 + \gamma (A_+ b + A_- b^\dagger), \quad (1)$$

$$A_0 = \sum_m m a_m^\dagger a_m, \quad A_- = \sum_m f(m) a_m^\dagger a_{m+1}, \quad A_+ = A_-^\dagger,$$

где a_k и b - операторы уничтожения в k -ой оптической и микроволновой модах соответственно, $\Omega = \omega_{opt} / m_{opt}$ - расстояние между оптическими модами (m_{opt} - номер моды с несущей частотой).

В зависимости от функции перекрытия мод $f(m)$ операторы A_0 и A_\pm порождают различные алгебры, из которых конечными алгебрами Ли являются только две, отвечающие функциям:

$$f_1(\mu) = \sqrt{(S - \mu)(S + \mu + 1)}, \quad (2a)$$

$$f_2(\mu) = \sqrt{(\mu + k)(\mu - k + 1)}. \quad (2b)$$

В первом случае (2a) возникает алгебра $SU(2)$: $\{A_0, A_\pm\} \rightarrow \{J_0, J_\pm\}$, во втором (2b) - $SU(1,1)$: $\{A_0, A_\pm\} \rightarrow \{K_0, K_\pm\}$. Здесь $m = m_{opt} + \mu$, S - число (конечное) взаимодействующих мод, а k - мода с наименьшим номером (бесконечного числа мод).

Образующие гамильтониана (1), удовлетворяющие условиям (2), формируют алгебры 3-го порядка [2], [3], имеющие конечномерные самосопряженные представления, изоморфные представлениям алгебры $SU(2)$. В обоих случаях спектральная задача решается переходом к деформированному базису образующих гамильтониана (1). Переход к полуклассическому пределу для случая (2a) возможен при условии $r > nS$, где r - собственное значение оператора $R = b^\dagger b + J_0$, а n - число оптических фотонов. Корректно определить переход в случае (2b), по видимому, в рамках данной модели нельзя. В работе обсуждаются свойства описанных моделей и их применение к процессам обработки информации в системах оптических квантовых коммуникаций.

1. G.P. Miroshnichenko et al., arXiv:1605.05770v1;
2. I. P. Vadeiko et al., Phys. Rev. A **67**, 053808 (2003);
3. Карасев В.П., Теор. мат. физика **95** №1 (1993).

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОГО АВТОСОПРОВОЖДЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОДВИЖНЫХ ОБЪЕКТОВ

Ильюшин Ю.В.

Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия

В статье рассматриваются вопросы получения, транспортировки и хранения информации получаемой от средств оптического автосопровождения. В качестве объекта исследования рассматриваются высокоскоростные подвижные объекты.

На современном этапе развития средств противовоздушной и противоракетной обороны все большую роль играет совершенствование методов оптического автосопровождения. Процесс наведения на высокоскоростную подвижную цель (ВПЦ) разбивается на несколько этапов. На каждом из которых действует свой алгоритм и своя система автосопровождения.

Первые системы визуального автосопровождения начали применяться в 1956-1960 годах. И состояли в основном из набора линз и матрицы фиксирующей перемещение объекта. Современные системы автосопровождения способны самостоятельно контролировать местоположение цели с помощью оптического датчика, который отслеживает трассер цели, и рассчитывать траекторию полёта до поражения цели; оператору остаётся только удерживать прицельный маркер на цели. Преимуществом таких систем является независимость от погодных условий и времени суток, а также высокая помехозащищённость канала связи и относительно высокая скрытность. К недостаткам относятся ограничение манёвренности носителя после пуска и необходимость визуального обнаружения цели до пуска.

С 1978 года появились оптико-электронная экстремально-корреляционная система автосопровождения —выполняемая по результатам сравнения эталонного изображения местности с изображением, полученным оптико-электронной камерой. Принципиально не отличается от коррекции по рельефу местности. До пуска на борт ракеты загружаются изображения местности вдоль маршрута полёта ракеты, района цели, а также самой цели. Во время полёта установленная на борту камера делает снимки местности, которые «ищутся» на эталонных изображениях. После обнаружения совпадения система управления ракеты получает точные координаты на момент съёмки и может рассчитать величину накопившейся ошибки, чтобы провести коррекцию траектории. Как правило, данный вид коррекции используется на заключительном участке полёта в районе цели.

С 2000 х годов начали появляться различного рода гибридные системы автосопровождения. Они включают в себя как правило совершенные оптические приборы для сбора информации, средства передачи хранения и обработки информации. Каждый из элементов имеет свои особенности строения и функциональные характеристики, однако их использование возможно только при соответствующей математической и алгоритмической базе, которая в данный момент не до конца проработана[1]-[2].

1. Ilyushin, Y., Pervukhin, D., Afanasieva, O., Klavdiev, A., Kolesnichenko, S. The Methods of the Synthesis of the Nonlinear Regulators for the Distributed One-Dimension Control Objects. Modern Applied Science 9 (2), 42-61. Retrieved January 22, 2014,

2. <http://www.vonovke.ru>

УПРАВЛЯЕМЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР МАХА-ЦЕНДЕРА НА ОСНОВЕ АНСАМБЛЯ АТОМОВ ТРИПОДНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Лосев А.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Теоретически исследована запись и считывание двух ортогонально сжатых или перепутанных световых импульсов в ансамбль атомов триподной конфигурации и возможность использования рассматриваемой модели в протоколах квантовой информации как аналог интерферометра Маха-Цендера, либо как источник перепутанных импульсов.

Мы рассматриваем последовательную «запись» в ансамбль четырехуровневых атомов триподной конфигурации (Рис.1) двух пробных квантовых световых импульсов либо перепутанных, либо сжатых по ортогональным квадратурам. Для записи и последующего «считывания» используется протокол быстрой квантовой памяти [1],[2], в котором взаимодействие излучения и вещества происходит на временах много меньших времени жизни атомов в возбужденном состоянии 4. Используется приближение неподвижных атомов, что позволяет пренебречь доплеровским уширением, а также столкновительной декогеренцией состояний. Для последовательной записи и считывания пары пробных импульсов используются различные комбинации двух классических управляющих импульсов Ω_1 , Ω_2 : их одновременное и последовательное применение. Взаимодействия считаются резонансными. Используется параксиальное приближение распространения всех импульсов вдоль одной выбранной оси.

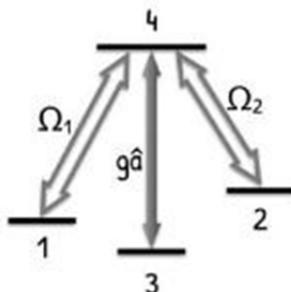


Рис. 1. Триподная атомная конфигурация уровней и переходов: Ω_1 , Ω_2 – частоты Раби управляющих полей, g – константа связи, \hat{a} – оператор уничтожения пробного поля

В результате последовательной записи двух пробных импульсов формируются две атомные когерентности – одна, связывающая состояния 1 и 3, другая – 2 и 3. Считывание может быть произведено напрямую из них, а также из их линейных комбинаций. Это позволяет провести аналогию между квантовой триподной памятью и интерферометром Маха-Цендера (Рис.2).



Рис. 2. Аналогия ячейки триподной квантовой памяти и интерферометра Маха-Цендера:

A1, A2 – пара последовательно входящих и пара последовательно выходящих пробных импульсов, BS/M 1, BS/M 2 – пара светоделительных пластинок или полностью отражающих двусторонних зеркал, B1, B2 – атомные когерентности или их линейные комбинации, хранящие записанные состояния световых импульсов

В этой аналогии светоделительные пластины (как на входе, так и на выходе) могут быть заменены зеркалами с коэффициентом отражения, равным 100%. Это зависит от того, как используются управляющие импульсы для записи и считывания: одновременно или последовательно.

Таким образом, вариативность применения управляющих импульсов дает возможность получить в нужные моменты времени либо пару ортогонально сжатых импульсов, либо пару перепутанных импульсов.

Кроме того, на временах «хранения» с атомными когерентностями могут быть проведены различные манипуляции, изменяющие записанное квантовое состояние, что аналогично манипуляциям со световыми пучками внутри интерферометра Маха-Цендера, как, например, в протоколе плотного квантового кодирования [3].

1. T. Golubeva, Y.M. Golubev, O. Mishina, A. Bramati, J. Laurat, and E. Giacobino, *Eur. Phys. J. D*, **66**, 275, (2012).

2. A.S. Losev, K.S. Tikhonov, T.Yu. Golubeva, Yu.M. Golubev, arXiv:1602.02364v1 [quant-ph], (2016).

3. Нильсен М., Чанг И., Квантовые вычисления и квантовая информация, М.: Мир, 2006, 824 с.

ПРОТОКОЛ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ В СИСТЕМЕ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ СОСТОЯНИЙ ЛОВУШЕК

Козубов А.В., Гайдаш А.А., Егоров В.И., Глейм А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе впервые будет предложена практическая реализация протокола с использованием состояний ловушек для системы квантовой коммуникации на боковых частотах.

Системы квантовой рассылки ключа (КРК), представляющие собой наиболее развитый класс устройств квантовой передачи информации, позволяют осуществлять распределение двоичных последовательностей, которые могут быть использованы в качестве симметричных ключей, между двумя (и более) пользователями [1], [2].

С точки зрения внедрения квантовых коммуникаций в существующие линии связи телекоммуникационного стандарта перспективным является метод квантовой коммуникации на боковых частотах модулированного излучения (SCW QKD) [3] – [6]. Основное отличие от аналогов заключается в том, что в системах SCW QKD сигнал выносится на боковые частоты в результате фазовой модуляции, а не генерируется непосредственно источником. Поскольку метод предлагает лишь подход к генерации квантовых состояний, то его уникальность заключается в принципиальной возможности использовать практически любой фазовый протокол квантовой связи. Системы SCW обладают всеми преимуществами Plug-and-play систем, однако избавлены от их недостатков, связанных с двунаправленностью схемы. Кроме того, метод SCW позволит на порядок повысить эффективность использования полосы пропускания оптического канала связи: значение спектральной эффективности теоретически достигает 40% (по сравнению с 2-4% для других типов систем КРК).

К сожалению, метод генерации квантового канала в подобных системах также приводит к осложнению обеспечения безопасности системы при возможных атаках с разделением числа фотонов [2], [7]. Однако, существует несколько методов борьбы с подобными атаками. Отслеживание статистики мультифотонных импульсов, предложенное в [7], требует наличия соответствующего детекторы, которые доступны далеко не везде. Протокол с использованием высокоинтенсивной несущей [8] может привести к уменьшению дальности распределения секретного ключа и сложностям в системе фильтрации в модуле получателя [6]. Применение же протокола с использованием состояний ловушек [9] в системах квантовой коммуникации на боковых частотах модулированного излучения не так очевидно, как в прочих системах, так как переключение между сигналом и состоянием ловушки заключается в флуктуациях энергии на центральной частоте, что приводит к тому, что Ева может легко их отслеживать и различать [10].

В данной работе впервые будет предложена практическая реализация протокола с использованием состояний ловушек для системы квантовой коммуникации на боковых частотах.

1. C Bennett, G Brassard 1984 Proceedings IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing
2. V Scarani, H Bechmann-Pasquinucci, N J Cerf et al. 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1301
3. J-M Merolla, Y Mazurenko, J-P Goedgebuer, W T Rhodes 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 8
4. J Mora, A Ruiz-Alba, J Capmany et al. 2012 *Opt. Lett.* **37** 11
5. A Gleim, V Egorov et al. 2014 *Bull. Russ. Acad. Sci., Physics* **78** 3
6. A Gleim, V Egorov et al. 2016 *Optics Express* **24** 3
7. A Gaidash, V Egorov, A Gleim 2014 *J. Phys.: Conf. Ser.* **541** 012062
8. O Guerreau, F J Malassenet, J.-M. Merolla et al. 2005 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17** 8
9. X Ma, B Qi, Y Zhao, H-K Lo 2005 *Phys. Rev. A* **72** 012326
10. S Bhattacharya, P Kumar Krishnamurthy 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 4

АНАЛИЗ ЗАЩИЩЕННОСТИ ФАЗОВОГО ПРОТОКОЛА СИСТЕМЫ КВАНТОВОЙ КОММУНИКАЦИИ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ

Гайдаш А.А., Егоров В.И., Глейм А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе приведен анализ надежности систем квантовой коммуникации на боковых частотах. Результатом работы является выражение, описывающее зависимость скорости генерации секретного ключа от протяженности квантового канала. Система способна работать на расстояниях до 240 км.

Системы квантовой коммуникации являются инструментальной основой для систем квантовой криптографии, которые позволяют осуществить распределение секретного ключа между двумя (Алисой и Бобом) и более пользователями[1]. Использование одиночных фотонов в технологии передачи позволяет засекаать злоумышленника (Еву) по возрастающему уровню ошибок квантовых бит.

Системы квантовой коммуникации на боковых частотах модулированного излучения (ККБЧ) используют особый способ генерации квантовых состояний[2]. Классическое излучение модулируется электрооптическим фазовым модулятором с низким индексом модуляции, в результате чего образуются два квантовых сигнала на боковых частотах, отстоящих от центральной частоты. Данная схема генерации квантовых состояний обладает рядом преимуществ, а именно устойчивостью к поляризационным искажениям и на порядок более высокой спектральной эффективностью. Более того, системы ККБЧ имеют преимущество и в области сетевых решений, т.к. они однонаправлены и легко встраиваются в уже существующие оптические сети. В данной работе будет представлен анализ защищенности систем ККБЧ.

Сначала необходимо определить некоторые начальные параметры работы системы и те, которые понадобятся при дальнейшем анализе. При расчете доли многофотонных состояний в общем случае необходимо учитывать потери, получая следующее выражение, согласно[3]:

$$\Delta = \frac{1 - \exp(\mu) + \mu \cdot \exp(\mu)}{1 - \exp(\mu) + \mu \cdot \exp(\mu) + \mu}, \quad (1)$$

где μ – среднее число фотонов во временном отсчете на обеих боковых частотах. Индекс модуляции m подбирается исходя из необходимого соотношения входной интенсивности в модулятор μ_{in} и выходной интенсивности на боковой частоте:

$$J_1^2(m) \cdot \mu_{in} - \frac{\mu}{2} = 0, \quad (2)$$

где $J_n(m)$ – функция Бесселя n -ого порядка.

Детектируемый сигнал пропорционален детектируемой интенсивности:

$$I(L, \Delta\varphi) = \mu_{in} \cdot 2 \cdot J_1^2 \left[2 \cdot m \cdot \cos\left(\frac{\Delta\varphi + \varphi_{err}}{2}\right) \right] \cdot 10^{\frac{-\alpha \cdot L - \beta}{10}} \cdot QE, \quad (3)$$

где L – длина квантового канала (км), $\Delta\varphi$ – разность фаз выставленных на модуляторах Алисы и Боба, φ_{err} – средняя ошибка установки фазы, α – потери в волокне (дБ/км), β – суммарные потери в блоке Боба, QE – квантовая эффективность детектора. Темновые отсчеты, средняя ошибка установки фазы и часть сигнала с центральной частоты прошедшая через фильтр $I_C(L)$ не будут позволять опускаться детектируемому сигналу до нуля, когда разность фазы составит π . Таким образом, видность будет снижаться с увеличением дальности:

$$V(L) = \max \left(\frac{I(L, 0) - [I(L, \pi) + I_C(L) + p_{dark}]}{I(L, 0) + [I(L, \pi) + I_C(L) + p_{dark}]}, 0 \right), \quad (4)$$

где

$$I_C(L) = \mu_{in} \cdot J_0^2(2 \cdot m) \cdot 10^{\frac{-(\alpha \cdot L + \beta + FL)}{10}} \cdot QE, \quad (5)$$

где FL – пропускание фильтра на центральной частоте. Видность определяет коэффициент квантовых ошибок, однако темновые отсчеты и часть сигнала с центральной частоты прошедшая через фильтр также являются слагаемыми:

$$QBER(L) = \frac{1 - V(L)}{2} + \min \left[\frac{p_{dark} + I_c(L)}{2 \cdot (I_{mean}(L) + p_{dark} + I_c(L))}, 0 \right], \quad (6)$$

где

$$I_{mean}(L) = \frac{I(L,0) + I(L,\pi) + 2 \cdot I(L,\pi/2)}{4} \quad (7)$$

– средняя интенсивность квантового сигнала.

Таким образом, можно оценить скорость генерации секретного ключа[4] при частоте смены фазы F, согласно следующему выражению:

$$R(L) = \max(1 - \Delta - H\left(\frac{QBER(L)}{1 - \Delta}\right) - H(QBER(L)), 0) \cdot \frac{I_{mean}(L)}{4} \cdot F,$$

где H(x) – функция бинарной энтропии.

Для действующего устройства системы ККБЧ были измерены рабочие параметры[2]: $\mu_{in} = 27,3$; $\mu = 1$; $m = 0,273$; $\alpha = 0,17$ дБ/км; $\beta = 6,4$ дБ; $p_{dark} = 10^{-7}$; QE = 10%; $\varphi_{err} = 10^\circ$, $\Delta = 0,5$; SF = 30 дБ; F = 100 МГц. Зависимость скорости генерации секретного ключа при заданных параметрах от протяженности квантового канала изображена на Рис. При данных параметрах система позволяет распределять секретный ключ на расстояния до 240 км.

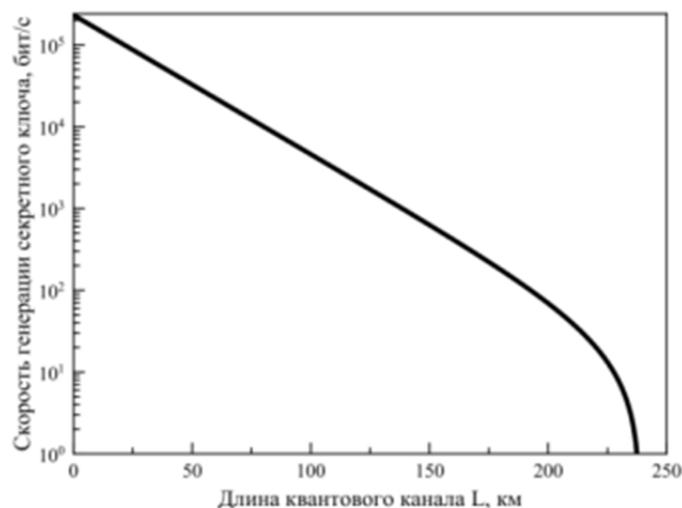


Рисунок. Зависимость скорости генерации секретного ключа при заданных параметрах от протяженности квантового канала

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования Российской Федерации (проект № 14.578.21.0112).

1. C. Bennett, G. Brassard, *Proceedings IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing*, 175, (1984).
2. A.V. Gleim et al., *Optics express*, **24**, №3, 2619-2633, (2016).
3. A.A. Gaidash, V.I. Egorov, A.V. Gleim, *JOSA B*, **33**, №7, 1451-1455, (2016).
4. D. Gottesman et al., *Quantum Information & Computation*, **4**, №5, 325-360, (2004).

ПЕРИМЕТРОВАЯ ПОДЗЕМНАЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ОБНАРУЖЕНИЯ

Поляков А.В.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Представлены результаты разработки частотной оптоэлектронной сигнальной системы, предназначенной для охраны периметров. Система позволяет определить координаты внешних деформационных воздействий на волоконно-оптическую измерительную сеть и отслеживать их перемещение по контролируемой поверхности.

Система охраны периметра всегда является первым техническим рубежом защиты объекта; надежность и эффективность этого рубежа очень важна для раннего обнаружения нарушителя. Периметровая охранная система должна быть надежной, экономичной, помехозащищенной и малозаметной. Многие производители проявляют интерес к созданию новых подземных охранных систем с применением пассивных сенсоров, не излучающих радиочастотной энергии с использованием волоконно-оптических сигнальных датчиков. К преимуществам волоконно-оптических систем можно отнести их невосприимчивость к воздействию электромагнитных и радиочастотных помех, а также грозовых разрядов, что уменьшает вероятность ложной тревоги. Сенсорные кабели не излучают электромагнитной энергии и их трудно обнаружить с помощью поисковой техники. Привлекательной особенностью систем является отсутствие на периметре активного электронного оборудования; что позволяет снизить расходы на монтаж и обслуживание охранной системы, а также использовать эти датчики на взрывоопасных объектах или под водой.

В волоконно-оптических охранных системах используются несколько методов регистрации сигналов вторжения: метод регистрации межмодовой интерференции [1–4], метод регистрации спекл-структуры [5,6], интерференционный метод [7,8]. Анализ существующих волоконно-оптических сигнальных систем, основанных на различных методах регистрации, показал, что волоконно-оптические сенсорные кабели находят широкое применение в системах охраны периметров. Привлекательной особенностью таких систем является невосприимчивость сенсоров к электромагнитным излучениям и электробезопасность. Однако, при всех достоинствах таких датчиков, системы, построенные на основе указанных методов регистрации, обладают рядом недостатков.

1. Системы, построенные на основе метода регистрации межмодовой интерференции, метода регистрации спекл-структуры или интерференционного метода, не могут обеспечить одновременно охрану периметра на мягкой или твердой ограде, в земле или водных рубежах. При этом разработка подобной «универсальной» системы существенно бы снизила ее стоимость, позволила бы заказчику оставлять право выбора установки и использования такой системы, а также при необходимости изменять условия ее применения.

2. Слабая развитость подземных систем, несмотря на то, что этот вид охранных систем является наиболее интересным с точки зрения охраны периметра, поскольку обладает рядом неоспоримых преимуществ, как-то: скрытность от предполагаемых злоумышленников, невозможность каким-либо способом заглушить или дать ложный сигнал в такой системе и обойти ее.

3. Крайне сложный и дорогостоящий процесс установки подземных систем, так как системы вытянуты не в одну линию, а распределены по площади и состоят из нескольких отдельных элементов.

4. Невозможность фиксировать место нарушения границы, а только факт этого события (кроме системы на основе MSL, однако система на основе MSL является слишком дорогой и требует установки ограждения в виде легкой металлической сетки, что не всегда приемлемо на больших периметрах охраняемых зон).

Система охраны периметра на брэгговских решетках [9,10] в основном лишена большинства вышеуказанных недостатков и превосходит по всем своим характеристикам большинство существующих аналогов. При этом наиболее интересным выглядит использование данной системы в качестве подземной, что позволит вести скрытное наблюдение за всеми объектами, пересекающими охранную зону, а также создавать многоуровневые системы защиты. Однако применение таких систем требует использования сложной и дорогостоящей спектроаналитической аппаратуры, а зачастую связано с необходимостью измерения интенсивности маломощных информационных сигналов в условиях маскировки их паразитными шумами.

Целью создания предлагаемой волоконно-оптической сигнальной системы является определение в режиме реального времени места внешнего деформирующего воздействия на контролируемую поверхность и отслеживание его перемещения по этой поверхности. В качестве дискретного датчика используется квазираспределенная оптоэлектронная рециркуляционная система. Для увеличения разрешающей способности без изменения количества ортогональных волоконно-оптических измерительных линий предлагается использовать специальную конструкцию чувствительного элемента, состоящую из набора каркасных сеток с различной ячеистой структурой, волоконных световодов и упругой основы. С целью наилучшей передачи деформирующего воздействия получены оптимальные значения диаметров элементов упругости и размеров ячеек каркасных сеток в зависимости от шага укладки волоконного световода. Показано, что диаметр элементов упругости должен составлять $60 \pm 5\%$ внешнего диаметра используемого волоконного световода (ВС). Для равномерной передачи внешнего давления каркасная сетка с крупной квадратной ячеистой структурой должна укладываться посередине между соседними ВС и иметь пространственную частоту, равную пространственной частоте укладки световода. Сетка с мелкой квадратной ячеистой структурой должна упруго противодействовать внешним воздействиям и равномерно передавать внешнее давление на каркасную сетку с крупной ячеистой структурой и ВС. Оптимальная длина стороны сетки с мелкой ячеистой структурой должна составлять $5 \pm 0,5\%$ длины стороны с крупной ячеистой структурой.

Поперечные деформации оптоволоконна вызывают избыточные потери мощности излучения и изменение показателя преломления сердцевины волокна. Это приводит к изменению периода рециркуляции, регистрируемому с высокой точностью. Волоконный кабель разделен на секции длиной 1 км с помощью селективных отражателей, в качестве которых выступают аподизированные волоконные брэгговские решетки (ВБР) с различными периодами, способные отражать излучения на разных длинах волн. Так, для центральной резонансной длины волны отражения $\lambda_c = 1550$ нм ширина спектра отражения ВБР составляет 1-2 нм по основанию для одномодовых ВС и может достигать величины до 10 нм при формировании ВБР в многомодовых ВС, а коэффициент отражения на резонансной длине волны равняется 0,95. При этом подавление соседних лепестков на диаграмме относительной спектральной отражательной способности ВБР составляет не менее 30 дБ. Устройство выбора на основе WDM-технологии позволяет выделить отраженный импульс от любой секции. При параллельном опросе зон охраны такая технология позволяет обнаруживать одновременное вторжение на нескольких участках периметра, т.е. предотвращать маскирование реального вторжения на фоне умышленно имитированного сигнала нарушения периметра. Наибольшей чувствительностью к микродеформациям обладают многомодовые световоды с внешним диаметром световода 125 мкм, диаметром сердцевины 50 мкм и полипропиленовым покрытием 1 мм, имеющие потери 0,3 дБ/км на длине волны излучения $\lambda = 1550$ нм. Чувствительный элемент помещается на глубину 3-5 см под поверхностью земли, волоконный световод укладывается в виде параллельных петель длиной 10 м с шагом 20 см и может применяться практически во всех типах грунта – песок, гравий, глинистые почвы и т.п. В качестве источников излучения использовались лазерные диоды с распределенной обратной связью и фиксированной длиной волны серии NEC NX8571SC, предназначенные для работы со спектральным уплотнением и имеющие минимальную выходную мощность излучения 10 мВт.

Фотоприемниками являлись InGaAs-ЛФД серии Mutsubishi PD 8042 со спектральной чувствительностью $S_{\text{фп}}=0,94$ А/Вт для $\lambda=1550$ нм при коэффициенте лавинного умножения $M=1$.

Разработана математическая модель изменения временных интервалов между циркулирующими импульсами в зависимости от величины микродеформаций волоконного световода с прямоугольным профилем показателя преломления. Данная модель учитывает возникновение дополнительных потерь в зависимости от радиуса изгиба, угла изгиба, вероятности туннелирования излучения из сердцевины в оболочку и параметров самого кварцевого волокна. В результате численного моделирования получены значения радиусов микродеформаций, обеспечивающих работу порогового решающего устройства на линейном участке фронта импульса для многомодового волоконного световода при различных соотношениях между показателями преломления сердцевины и оболочки волокна.

1. J. C. Juarez, H. F. Taylor, *Applied Optics*, **46**, 1968–1971, (2007).
2. M. Zyczkowski, *CTA PHYSICA POLONICA A*, **124**, 606–609, (2013).
3. Б.С.Введенский, *Специальная Техника*, **6**, 21–26, (2004).
4. А.В. Куликов, *Алгоритм безопасности*, **4**, 56–61, (2010).
5. Г.Я. Буймистрюк, *Информационно-измерительная техника и технология на основе волоконно-оптических датчиков и систем*, 191 с., (2005).
6. Б.С. Введенский, *Техника защиты*, **5**, 37–40, (2011).
7. L. Yuan, Y. Dong, *Photonic sensors*, **1**, 260–267, (2011).
8. S. S. Mahmoud, Y. Visagathilagar, J. Katsifolis, *Photonic sensors*, **2**, 225–236, (2012).
9. S. Li, J. Vf, J. Hu, *Photonic sensors*, **5**, 19–23, (2015).
10. H. Wu, Ya Qian, W. Zhang, H. Li, X. Xie, *Photonic Sensors*, **5**, 365–375, (2015).

КВАЗИРАСПРЕДЕЛЕННЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Поляков А.В., Ксенофонов М.А.*

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

*Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем
им.А.Н.Севченко БГУ, Минск, Беларусь

Для измерения высоковольтного электрического напряжения предложена волоконно-оптическая измерительная система рециркуляционного типа с использованием WDM-технологии. Чувствительный элемент использует обратный поперечный пьезоэффект и представляет собой комбинацию волоконного световода и пьезокерамической трубки. Проведена оценка чувствительности такой системы.

В условиях современных энергонасыщенных производств предъявление жестких требований к метрологическим параметрам электрических датчиков часто наталкивается на трудноразрешимые проблемы защиты их от различного рода электромагнитных помех, что особенно важно при значительном удалении датчиков от пунктов сбора информации. Поэтому оптические методы в области электрических измерений в энергетике и промышленности все чаще рассматриваются как перспективная альтернатива уже существующим электрическим, так как они обладают рядом преимуществ: более широкой полосой частот и динамическим диапазоном, хорошими диэлектрическими свойствами в сочетании с высокой пожарной безопасностью и коррозионной стойкостью и т.д. Это обуславливает актуальность задачи разработки новых методов регистрации и обработки оптических сигналов и построения волоконно-оптических измерительных систем, сочетающих в себе основные принципы надежности и дешевизны с многофункциональностью и высокой точностью измерений.

Волоконно-оптические датчики электрического напряжения в основном предназначены для удаленного контроля параметров высоковольтных линий электропередач и трансформаторных подстанций. Разработаны несколько типов оптических датчиков напряжения, основанных на электрооптическом эффекте [1,2], явлении электрострикции [3], а также с использованием пьезоэлектрических материалов [4, 5]. Из всех перечисленных конструкций наиболее удачной по своим метрологическим характеристикам представляется волоконно-оптический датчик на основе интерферометра Маха-Цендера с использованием пьезоэлектрической трубки [5]. Однако на стабильную работу таких датчиков влияют ряд факторов, связанных с интерферометрическими методами измерений. Во-первых, это ошибка измерений, возникающая из-за относительного изменения длин плеч интерферометра при флуктуациях температуры и давления. Во-вторых, для уменьшения затухания сигналов требуется постоянный контроль поляризации излучения. В-третьих, наблюдается высокая чувствительность интерференционной картины к вибрациям и другим механическим воздействиям.

Улучшение эксплуатационных характеристик в волоконно-оптических датчиках связано с использованием частотного метода измерений. Для контроля напряжения предлагается использовать волоконно-оптический датчик (ВОДН), принцип действия которого основан на регистрации изменения частоты рециркуляции одиночного импульса. Данный ВОДН состоит из инжекционного лазера с модулятором тока, волоконного световода, фотоприемника, блока регенерации, замкнутых в кольцо, а также блока приема и обработки данных, состоящего из устройства регистрации частоты и процессора. Чтобы получить незатухающий рециркуляционный процесс в течение неограниченного времени и уменьшить погрешность измерений на каждом цикле рециркуляции, восстанавливали импульс по форме, амплитуде и длительности. Источником излучения являлся многомодовый полупроводниковый инжекционный лазер фирмы Mitsubishi с длиной волны излучения $\lambda = 1310$ нм, пороговым током $I_{п} = 18$ мА и выходной мощностью излучения $P = 2$ мВт при токе накачки $I = 1,5 I_{п}$. Фотоприемником являлся быстродействующий германиевый лавинный фотодиод J16A-18A-

R100U фирмы EG&G Optoelectronics, имевший при коэффициенте лавинного умножения $M = 10$, сопротивлении нагрузки $R_n = 50$ Ом и $\lambda = 1310$ нм полосу частот 1,5 ГГц. В качестве чувствительного элемента использовалось стандартное телекоммуникационной многомодовое градиентное волокно 50/125 мкм фирмы Corning, имеющее толщину защитного полиамидного покрытия 50 ± 5 мкм и полный наружный диаметр $d_b = 175$ мкм, намотанное на пьезокерамический диск. Диаметр диска выбирался согласно следующим условиям. Минимально допустимый радиус изгиба ВС определяется исходя из механических свойств волокна. Если волокно изогнуто столь сильно, что поверхностные напряжения превысят 0,2%, то весьма вероятно, что в процессе эксплуатации в нем могут возникнуть значительные трещины. Для того чтобы этого не произошло, должно выполняться следующее условие: $d > 500D_{\text{ан}} - 2h_1$, где $D_{\text{вс}}$ – диаметр оболочки ВС (125 мкм), h_1 – толщина слоя защитного покрытия ($h_1 = 50$ мкм), т. е. $d > 6$ см. Преимуществом предлагаемой схемы ВОДН является использование многомодовых ВС и ИЛ, а также отсутствие упомянутых выше дестабилизирующих факторов, присущих интерферометрическим датчикам.

В данном устройстве используется обратный поперечный пьезоэффект, при котором приложенное к диску напряжение приводит к изменению его размеров, что влечет за собой изменение длины ВС, его показателя преломления и, следовательно, частоты рециркуляции. В результате радиальных механических напряжений изменение радиуса диска Δr под влиянием приложенного напряжения U записывается следующим образом:

$$\Delta r / r = 2\beta \frac{U}{h},$$

где β – пьезоэлектрическая постоянная, h – толщина диска. В качестве пьезоэлемента используется пьезокерамика – поликристаллические сегнетоэлектрические твердые растворы, подвергнутые после синтеза поляризации в постоянном электрическом поле. Они обладают сильным пьезоэффектом, большой стабильностью, большой механической прочностью и устойчивостью к внешним воздействиям, сравнительной простотой и невысокой стоимостью изготовления. Наиболее часто используется пьезокерамика на основе титана и цирконата свинца, имеющих точку Кюри на отметке 305 °С. При эксплуатации во избежание деполяризации рабочая температура должна быть на 40–50 °С ниже точки Кюри. Таким образом, измеряемое напряжение трансформируется в изменение частоты рециркуляции одиночного импульса, которое регистрируется достаточно просто и с высокой точностью.

Проведено исследование ряда коммерчески доступных образцов пьезокерамики PZT-5P, PZT-5A, PZT-8, PZT-4 и PZT-4D производства Morgan Matroc, Inc. с целью определения тех типов, у которых не наблюдается гистерезис при приложении напряжений различных знаков. Показано, что линейным откликом обладает пьезокерамика типа PZT-8 и PZT-4, при этом PZT-4 обладает большей чувствительностью. Для действующего значения переменного напряжения для PZT-4 $\beta = 1,3 \cdot 10^{-10}$ м/В, максимальная напряженность электрического поля составляет 14 кВ/см, поэтому чтобы измерять напряжения до 20 кВ, толщина диска должна быть не менее 1,5 см.

Получено выражение для расчета чувствительности ВОДН:

$$U_{\text{min}} = \frac{\chi_{\text{max}} (rh + d_a L_0 / 2\pi)}{2\xi\beta r},$$

где χ_{max} – максимальное значение относительной долговременной нестабильности частоты рециркуляции; L_0 – длина волокна, не подвергающаяся деформации; ξ – величина, обусловленная эффектом фотоупругости.

Разработана структурная схема квазираспределенного ВОД напряжения, позволяющего с помощью одной установки дистанционно производить измерения высоких напряжений в различных точках трансформаторных подстанций или высоковольтных линиях электропередач. Принцип функционирования измерителя следующий. В качестве источника излучения используется перестраиваемый волоконный кольцевой лазер, генерирующий пару длин волн,

которые можно перестраивать. В качестве спектральных селекторов применяются волоконные решетки Брэгга с различными периодами. В результате, волоконный световод разбивается на участки и является одновременно и чувствительным элементом (в сочетании с PZT) и каналом передачи информации. Проведенные оценки показали, что поскольку динамический диапазон измерений зависит от толщины пьезоэлектрика, максимальное напряжение 20 кВ может быть измерено при использовании PZT толщиной $h = 1,5$ см и для $U_{\max} = 170$ кВ $h = 13$ см. Разрешение ВОДН составляет 0,4–0,8 кВ для 20 кВ и 3,2–6,4 кВ для 170 кВ, т. е. ошибка измерений не превышает 4 % при постоянной температуре. Исходя из параметров предлагаемой схемы ВОДН, можно показать, что в данной системе имеется 19 точек измерения. Для точечного датчика, когда измерения осуществляются по изменению одной частоты рециркуляции, разрешение ВОДН при мониторинге высоковольтного напряжения величиной 6330 В для PZT-4 толщиной 6,33 мм составляет 62 В, что в 2,4 раза лучше, чем в [6].

1. V. N. Fillipov [et al.], *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 870–872, (2000).
2. Feng Pan, Xia Xiao, Yan Xu and Shiyan Ren, *Sensors*, № 11, 6593–6602, (2011).
3. Bohnert K. Nehring J. Fiber-optic sensing of voltages by line interrogation of the electric field // *Opt. Lett.* – 1989. – Vol. 14, № 5. – P. 290–292.
4. K. Bohnert, J. Kostovic, P. Pequignot, *Opt. Eng.*, **39**, 3060-3067, (2000).
5. L. Martinez-leon [et. al.], *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 996–998, (2001).
6. M. Pacheco [et al.], *Meas. Sci. Technol.*, **10**, 777 – 782, (1999).

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СОГЛАСУЮЩЕЙ СЕКЦИИ ПРИ СТЫКОВКЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА К VCSEL

Шулепов В.А., Аксарин С.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе произведен расчет оптических параметров согласующей секции при стыковке оптического волокна к VCSEL при различных схемах соединения: встык, с использованием шариковой линзы, а также с использованием шариковой линзы и изолятора.

На сегодняшний день во многих высокотехнологичных сферах используются волоконно-оптические датчики по причине их устойчивости к электромагнитным возмущениям, обладания малыми массогабаритными параметрами и относительно низкой себестоимостью. Одним из самых перспективных источников оптического излучения является VCSEL благодаря сравнительно низкой стоимости, перестраиваемой длине волны, высокой степени поляризации оптического излучения, а также круглой форме поля, что позволяет добиваться высокой эффективности при согласовании с оптическим волокном,

Целью данной работы является расчет оптических параметров согласующей секции при стыковке оптического волокна к VCSEL, а также выбор и обоснование оптимального варианта согласующей секции. Важными критериями при согласовании, которым стоит уделить особое внимание, являются: коэффициент экстинкции и эффективность ввода оптического излучения в волокно. В представленной работе описанные выше параметры определяются с использованием измерителя коэффициента экстинкции.

Рассмотрим три схемы согласования оптического волокна с VCSEL:

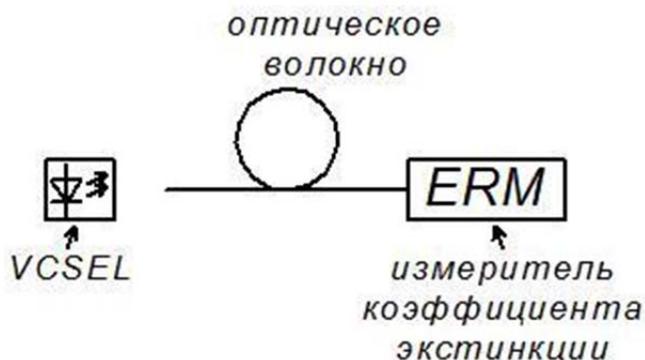


Рис. 1. Схема согласования напрямую без использования дополнительных элементов

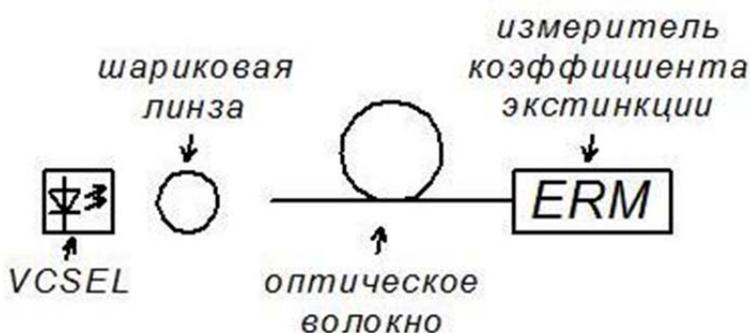


Рис. 2. Схема согласования с использованием шариковой линзы

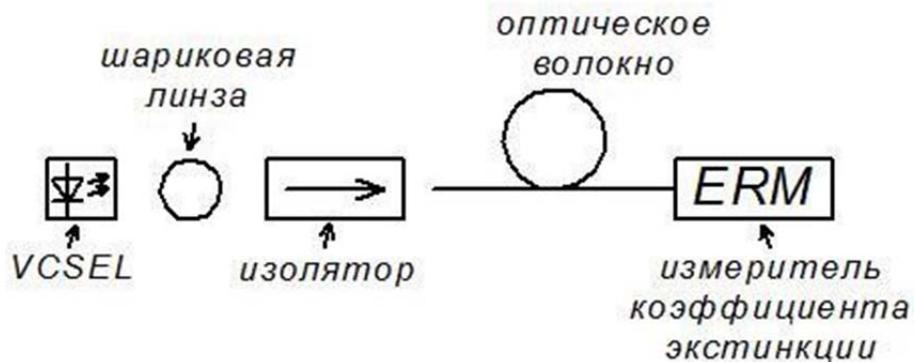


Рис. 3. Схема согласования с использованием шариковой линзы и изолятора

Было проведено исследование с различными вариантами согласования: соединение напрямую VCSEL с оптическим волокном встык, с фокусировкой излучения при помощи шариковой линзы, и, также, проведен анализ возникновения дополнительных оптических потерь при использовании изолятора. На основании экспериментов был выбран оптимальный вариант согласующей секции.

САМОВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОЗРАЧНЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ОСВЕЩАЮЩЕГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ПОГЛОЩАЮЩУЮ ВОЗДУШНУЮ СРЕДУ

Бубис Е.Л., Киселев А.М., Кузьмин И.В.

ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия

Показана возможность эффектов самовизуализации прозрачных объектов при фокусировке освещающего их пучка в (слабо) поглощающую воздушную среду на начальной стадии его теплового самовоздействия. Модельный эксперимент был выполнен в оптически толстой кювете с воздухом при атмосферном давлении с добавлением небольшого количества молекулярного брома.

В работах[1]-[4] рассмотрен процесс (эффект) самовизуализации прозрачных объектов и структур при фокусировке прошедшего через них освещающего их лазерного пучка в (слабо)поглощающую жидкостную или полимерную среду. В работе[5] представлен эффект самоинвертирования непрозрачного объекта в той же схеме. В основе этих процессов (эффектов) лежит идеология метода Цернике. Для преобразования фазовой модуляции, вносимой исследуемым объектом в освещающий пучок, в амплитудную, в фокальной плоскости объектива (фурье-плоскости) устанавливается фазовый экран (фильтр Цернике), вносящий селективный сдвиг $\pi/2$ между нулевой и высшими пространственными частотами, участвующими в формировании изображения данного объекта. В методе нелинейного фазового контраста расфазировка пространственных частот осуществляется в кубично-нелинейной среде (нелинейном фильтре Цернике), расположенной также в фурье-плоскости, где пространственные гармоники разделены[1]-[12].

В данной работе экспериментально реализованы эффекты самовизуализации и самоинвертирования объектов при фокусировке в воздушную среду (кювету) с добавлением поглотителя – паров молекулярного брома. Здесь сдвиг фаз происходит непосредственно в нелинейной среде, в данном случае на тепловом механизме нелинейности. Это уже адаптивный процесс, ввиду того, что процессы слабо зависят от направления освещающего пучка. Мы в данной работе используем начальную стадию теплового самовоздействия для визуализации и инвертирования, где нелинейный сдвиг фаз сильной нулевой гармоники в поглощающей среде $\Theta_{NL}=1-3$ рад. Тепловой механизм нелинейности является наиболее низкопороговым для непрерывного и квазинепрерывного лазерного излучения в простых, естественных средах. Схема эксперимента описана в[2]-[5] и представляет однолинзовую схему с нелинейной средой, расположенной в фурье-плоскости объектива.

Прозрачные образцы, расположенные в плоскости объекта, освещались гауссовым пучком одномодового линейно-поляризованного лазерного излучения с длиной волны $\lambda=0.53$ мкм, с максимальной мощностью $P \leq 1$ W. В эксперименте использовался лазер Millenia V фирмы Spectra-Physics. Прошедшее через объект излучение фокусировалось объективом L с фокусным расстоянием $f=10$ см в середину кюветы с газовой средой: атмосферным воздухом с добавлением малого количества молекулярного брома в качестве поглотителя. Коэффициент поглощения такой среды $\alpha \approx 0.05$ см⁻¹. Использованная кювета являлась оптически толстой, $l \gg l_d$, где $l_d \approx 1$ мм – дифракционная длина сфокусированного пучка в воздухе, $l=10$ см – длина кюветы. Вследствие неоднородного нагрева кюветы с газовой смесью в фурье-плоскости, в ней формируется неоднородный профиль показателя преломления, приводящий к расфазировке пространственных частот и визуализации или инвертированию изображения объекта. Эти изображения исследуемых объектов фотографировались цифровым фотоаппаратом на экране, расположенном в плоскости изображения на расстоянии до 10 метров. Величина потерь на поглощение, с учетом френелевских потерь в кювете, составляла $\alpha l \approx 0.5$.

На рис. представлено визуализированное изображение прозрачного объекта в виде фразы. Толщина объекта составляла 265 нм, а высота букв 100 мкм. На рисунке также видно

10. K. Komorowska et al. *J. of Appl. Phys.*, **92**, 5635 (2002).
11. R. Porras-Aguilar, J.C. Ramirez-San-Juan, O. Baldovino-Pantaleón, et al. *Optics Express* **17**, 5, 3417 (2009).
12. А.А. Павлов, Ал. А Павлов, М.П. Голубев, *Вестник НГУ, сер: Физика*, **9**, 1, 15-28 (2014).
13. Е.Л. Бубис, В.В. Варгин, Л.Р. Кончалина, А.А. Шилов, *Оптика и спектроскопия*, **65**, 6, 1281-1286 (1988).
14. Сухоруков А.П. *УФН*. **101**, 1, 81 (1971).
15. В.А. Алешкевич, А.В. Мигулин, А.П. Сухоруков, Э.Н. Шумилов, *ЖЭТФ*, **62**. 2. 551-561 (1972).
16. U. Abe Wickrema, P. P. Banerjee, and N. T. Banerjee, **54**, 10, *Applied Optics*, 2857 (2015).
17. В. Е.Зуев, *Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей*, М., с. 318 (1966).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТЕПЛООВОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО, ОСВЕЩАЮЩЕГО ОБЪЕКТ, ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ПОГЛОЩАЮЩИХ ОПТИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ

Бубис Е.Л., Кузьмин И.В., Палашов О.В., Снетков И.Л.

ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия

Продемонстрированы адаптивные процессы визуализации мелкомасштабных прозрачных и инвертирования непрозрачных объектов и структур при использовании теплового самовоздействия в слабопоглощающих оптических стеклах. Процессы реализованы в диапазоне мощностей освещающего объекты излучения от единиц мВт до десятков Вт в видимом и ИК-диапазоне спектра.

Метод фазового контраста широко используется для измерения (визуализации) слабых мелкомасштабных оптических неоднородностей в различных областях: от биологии и атмосферной оптики, до физики плазмы[1]-[8]. Для линейного преобразования фазовой модуляции, вносимой исследуемым объектом в освещающий пучок, в амплитудную, в фокальной плоскости объектива (фурье-плоскости) устанавливается фазовый экран (фильтр Цернике), вносящий селективный сдвиг $\Theta_z = \pm\pi/2$ (для объектов с фазой $\varphi \ll 1$) между нулевой и высшими пространственными частотами, участвующими в формировании изображения данного объекта. Процессы визуализации мелкомасштабных прозрачных и инвертирования непрозрачных объектов и структур при реализации требуемого сдвига фаз в кубично-нелинейной среде, в частности, в средах с тепловой нелинейностью, на милливатном уровне мощности, реализованы в [9]-[11]. В данной работе процессы изучались в слабо поглощающих оптических стеклах на уровне мощности освещающего пучка до единиц десятков ватт. В качестве освещающих использовались одномодовые по поперечной структуре, линейно поляризованные пучки лазеров фирмы LaserCompact SLM-417 с длиной волны 532 нм (мощность $P \leq 20$ мВт) и Yb-волоконного лазера фирмы IPG-Photonics с мощностью $P \leq 60$ Вт с длиной волны 1064 нм. Визуализированные изображения регистрировались в плоскости изображения объекта с помощью ПЗС камеры WinCamD или фотографировались на экране цифровым фотоаппаратом.

При непрерывном лазерном освещении оценку требуемой мощности просто сделать из соотношения[12]:

$$\Theta_{NL} = \pi/2 = \frac{2\pi\alpha l P}{\kappa\lambda} \left(\frac{dn}{dT} \right) \quad (1)$$

здесь κ – коэффициент теплопроводности среды, α - коэффициент поглощения, λ - длина волны излучения, l - длина среды, P - поглощенная мощность. Используя табличные данные[13] и принимая $\alpha l = 0.036$ получаем: для стекла К8 поглощенную мощность около 7 Вт. Распределение температуры в стационарном случае не совпадает с распределением теплового источника. Однако, как показано в [11], для оптически тонкой среды, нелокальность процесса не сильно сказывается на качестве визуализированного изображения в подобных схемах.

Время установления эффектов определяется из выражения: $\tau_R = a^2/4\chi$, где χ – коэффициент температуропроводности, a - диаметр пучка. Для стекла К8 [14] $\chi = 6.5 \cdot 10^{-4}$ м²/с. Для пучка, размером в фокусе ~100 мкм, время установления $\tau_R \sim 4$ мкс, что конкурентно с работами [1]-[3]. Схема эксперимента описана в работах [9]-[11]. Она представляет собой однолинзовую схему формирования изображения с фототермическим фильтром (нелинейной ячейкой Цернике), расположенным в фурье-плоскости объектива.

На рис. 1 представлено визуализированное изображение фазового микрообъекта изготовленного методом электронной литографии. Размер фазового микрообъекта 150 мкм, толщина 265 нм. Визуализированные изображения получены: с использованием плоскопараллельной пластинки из органического стекла толщиной $d=2$ мм в качестве фототермического фильтра при мощности излучения 15 мВт. На рис.1 а) соответствует

отсутствию фототермического фильтра (выдвинут из фурье-плоскости) и соответственно отсутствию визуализированного изображения, б) фототермический фильтр (пластинка из органического стекла) находится в фурье-плоскости $P=15$ мВт, в) в качестве фототермического фильтра используется пластина из стекла К8. $P=23$ Вт.

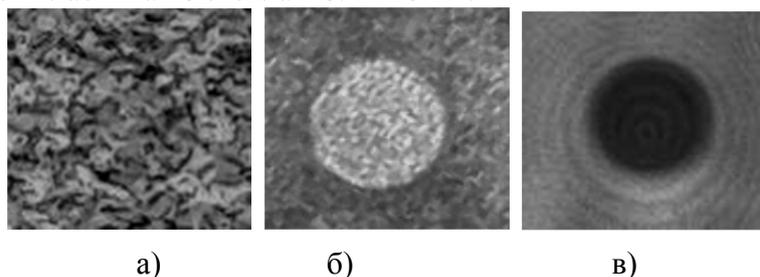


Рис. 1. Визуализированное изображение фазового микрообъекта. а) фильтр в фурье-плоскости отсутствует, б) в фурье-плоскость помещен фильтр Цернике из органического стекла ($P=15$ мВт) в) в фурье-плоскость помещена пластина из К8 ($P=23$ Вт)

Из полученных изображений видно, что в отличие от случая рис.1б, где реализуется положительный фазовый контраст, в последнем случае реализуется отрицательный фазовый контраст. Это обусловлено разницей в знаках значений фототермического параметра для используемых стекол, ответственного за данный процесс, производной показателя преломления от температуры [14] (для К8 $dn/dT \approx 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, для ПММА $dn/dT \approx -1.1 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$) и разницей в теплопроводностях органических и неорганических стекол ($\chi_{\text{К8}} \approx 1 \text{ Вт/см}\cdot\text{К}$; $\chi_{\text{ПММА}} \approx 0.2 \text{ Вт/см}\cdot\text{К}$). С учетом более высокой прозрачности К8 по сравнению с окрашенной полимерной пластинкой энергетические соотношения по мощности соответствуют приведенным данным. На рис.2 а) и б) приведены прямое и инвертированное изображения амплитудного объекта (визирной сеточки) снятых при уровне излучения ~ 0.4 Вт с использованием в качестве фильтра Цернике светофильтра НС-1. На рис.2 в) приведены прямое и инвертированное изображения названия института авторов данной работы.

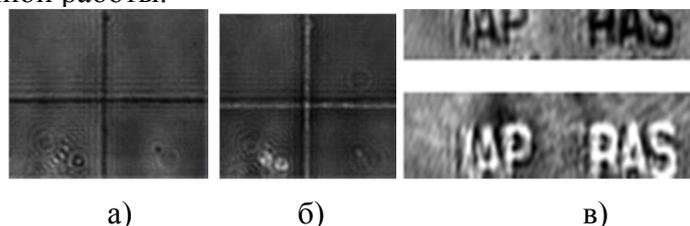


Рис. 2. Прямое и инвертированное изображение амплитудных объектов в виде визирной сеточки (а,б) и микрообъекта (в) в виде названия института авторов данной работы (высота букв 30 мкм)

При облучении стекол мощным лазерным излучением часто возникают процессы деполяризации прошедшего излучения [15], которая может снижать качество изображения, вследствие данного преобразования. Количественное исследование степени деполяризации при данных уровнях мощности показали, что для широко используемого стекла марки К8 деполяризация не превышает долей процента (рис.3).

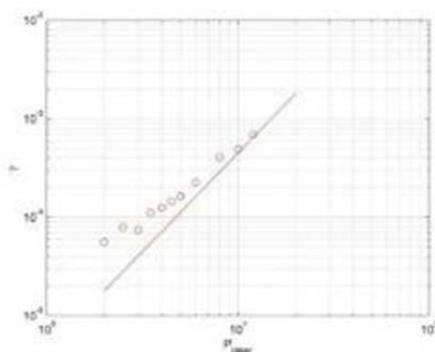


Рис. 3. Зависимость величины деполяризации от мощности лазерного излучения

В настоящее время фазоконтрастная техника находит применение для измерения слабых флуктуаций в плазме. Используются СВ ИК-лазеры с мощностью в десятки ватт [6]. Предлагаемая адаптивная фазоконтрастная техника с нелинейными фильтрами Цернике, в частности, с фильтрами Цернике, основанными на тепловой нелинейности, возможно, может найти применение в подобных приложениях. В заключение отметим, что ввиду того, что рассматриваемые процессы реализуются при тех же нелинейных фазах $\Theta_{NL}=1-4$ (интегралах распада), что и мелкомасштабная самофокусировка, они, по-видимому, могут вносить вклад (играть роль) в пробой оптических элементов, в первую очередь, в импульсном режиме.

Авторы благодарят РФФИ за финансовую поддержку работы (грант № 15-02-08212).

1. М. Франсон, *Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы*, М.Наука, 180 с. (1954).
2. М.А. Воронцов, М.А. Корябин, В.И. Шмальгаузен, *Управляемые оптические системы*, М.Наука, 272 с. (1988).
3. T. Huang, W. Lu, S. Zhang, A.H. Greenaway, *Applied Physics B*, **86**, 1, 139-145. (2007).
4. L. Beresnev, M. Vorontsov, J. Gowens, *Ferroelectrics*, **278**, 1, 177-189 (2002).
5. J. C. Rost, L. Lin and M. Porkolab, *Phys. Plasmas*, **17**, 062506 (2010).
6. H. Weisen, *Infrared Physics*, **25**, 3, 543-549 (1985).
7. Н.В. Чернега, Г.Л. Бреховских, А.Д. Кудрявцева и др., *Квант. электр*, **16**, 2530 (1989).
8. C.G. Trevino-Palacios, M.D. Iturbe-Castillo, D. Sanchez-de-la-Llave, R. Ramos-Garcia, *Appl. Opt.*, **42**, 5091 (2003).
9. Е.Л. Бубис, *Квант. Электроника*, **41**, 6, 568 (2011).
10. Е.Л. Бубис, С.А. Гусев, В.В. Ложкарев, В.О. Мартынов, и др., *ИТЭ*, **5**, 113 (2014).
11. Е.Л. Бубис, А.З. Матвеев, *Квант. Электроника*, **42**, № 4, 361-366 (2012).
12. Е.Л. Бубис, А.К. Потемкин, С.В. Шубин, *Оптика и спектроскопия*, **90**, №2, 336 (2001).
13. А.К. Кикоин, *Таблицы физических величин*, М.:Атомиздат, 1008 с. (1976).
14. А.А. Мак, Л.Н. Сомс, В.А. Фромзель, В.Е. Яшин, *Лазеры на неодимовом стекле*, М.: Наука, 1990, 288 с.
15. I.L. Snetkov, D. E. Silin, O. V. Palashov, E. A. Khazanov et al. *Opt. Express*, **21**, 18, 21254-21263 (2013).

ОСОБЕННОСТИ СЖАТИЯ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЙ

Курбатова Е.А., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

Сжатие фотоизображений с помощью вейвлетов позволяет достичь высоких степеней компрессии с минимальными потерями качества. Рассмотрены основные принципы вейвлет-сжатия для компрессии компьютерных и цифровых голограмм. Выделены главные особенности и достоинства наиболее распространенных видов вейвлет-преобразований для сжатия голограмм.

Для сжатия численно синтезированных и цифровых голограмм применяются различные типы методов компрессии [1-2], в том числе, основанные на преобразованиях (косинусном, вейвлетном и др. [3-4]). В случае сжатия стандартных фотоизображений данная группа методов позволяет достигать больших степеней сжатия с минимальными потерями качества. Сжатие на основе вейвлет-преобразования заключается в разложении исходного фотоизображения на массивы аппроксимирующих коэффициентов и связанных с ними коэффициентов детализации. Эти коэффициенты позволяют учесть зависимости между значениями сигнала (интенсивности) в соседних пикселях. Данный подход ориентирован на обработку изображений с плавными переходами яркости, т.к. гладкие переходы возможно описать малым количеством коэффициентов, что обеспечивает высокие степени сжатия с минимальными потерями качества или даже без потери качества.

Вейвлет-преобразование позволяет разделить каждую строку пикселей изображения на высокочастотную и низкочастотную составляющие. В результате получаются два массива (изображения), каждый столбец которых делится так же на высоко- и низкочастотную составляющие. Таким образом, получается 4 массива (изображения), содержащие аппроксимирующие, горизонтальные, вертикальные и диагональные коэффициенты вейвлет-преобразования исходного изображения. Массив, содержащий низкочастотные компоненты изображения как по строкам, так и по столбцам (аппроксимирующие коэффициенты), при дальнейшем разложении на следующий уровень вейвлет-преобразования, рассматривается как исходный и делится аналогичным образом.

На рис. 1 представлены результаты вейвлет-преобразования стандартного полутонового изображения. На рис. 2 представлены результаты вейвлет-преобразования численно синтезированной голограммы. Как видно, в случае стандартного изображения (см. рис. 1) коэффициенты детализации содержат малое количество элементов, тогда как для голограммы (см. рис. 2) количество компонент детализации сопоставимо с аппроксимирующими коэффициентами. Это связано с особенностями голографических изображений - резкими переходами между значениями яркости, большим количеством мелких деталей изображений. Таким образом, при сжатии голограмм методами, основанными на вейвлет-преобразованиях, достигаются гораздо меньшие степени сжатия, чем при сжатии стандартных фотоизображений. Однако, несмотря на ориентированность метода на сжатие изображений с гладкими переходами, возможно выбрать вейвлет-преобразование, учитывающее особенности определенного типа изображений, как в случае цифровых голограмм.

Существуют различные виды вейвлет-преобразований: ортогональные, полуортогональные, биортогональные, симметричные, асимметричные, несимметричные и др. [5-6] Также вейвлет-преобразования различаются степенью гладкости, областью определения, ресурсоемкостью алгоритма вычисления. На практике следует выбирать вейвлет-преобразования, имеющие алгоритмы быстрого вычисления. Обычно наилучшие практические результаты достигаются при использовании ортогональных симметричных или асимметричных вейвлетов. Данными свойствами обладают только вейвлеты Хаара, но также используются и вейвлеты Габора, Добеши, Мейера, биортогональные и другие.

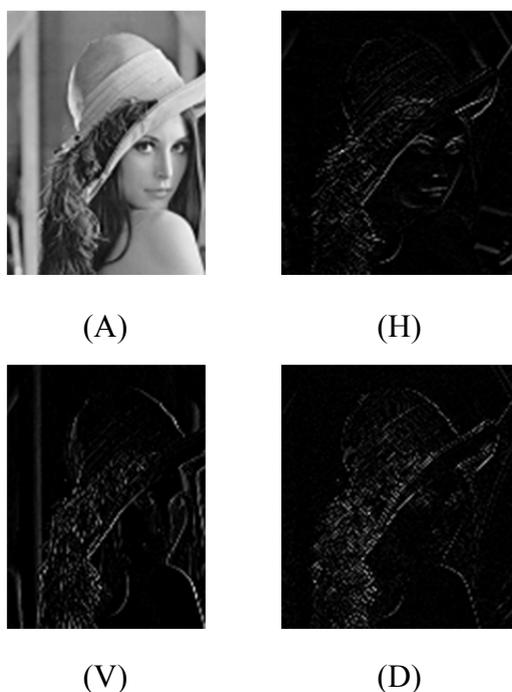


Рис. 1. Вейвлет-преобразование стандартного полутонового изображения: аппроксимирующие (A), горизонтальные (H), вертикальные (V) и диагональные (D) коэффициенты разложения

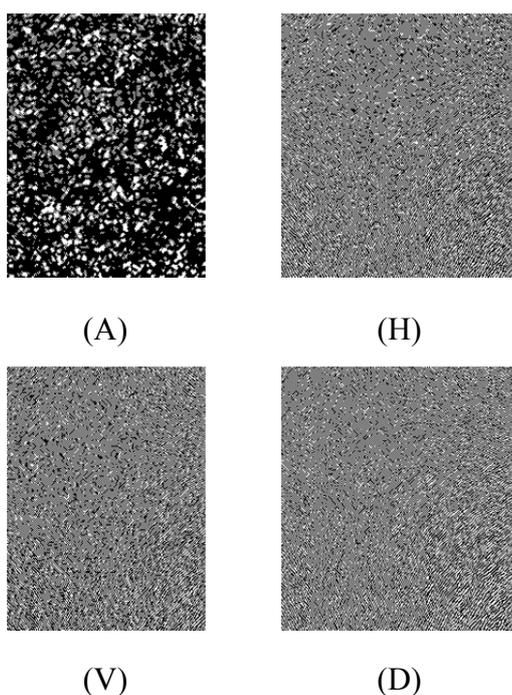


Рис. 2. Вейвлет-преобразование цифровой голограммы: аппроксимирующие (A), горизонтальные (H), вертикальные (V) и диагональные (D) коэффициенты разложения

Наиболее простым вейвлет-преобразованием является вейвлет Хаара. Вейвлет Хаара попарно группирует элементы входящего массива и формирует их суммы и разности. Для образования следующего уровня суммы рекурсивно группируются.

К наиболее распространенным вейвлет-преобразованиям относится вейвлет Добеши. Как вейвлет-функция с компактным носителем, вейвлет Добеши позволяет выделить локальные особенности исходных изображений, а следовательно, применим в случае изображений с резкими переходами яркости. Частными случаями вейвлетов Добеши являются койфлеты, как вейвлет-функции с нулевыми моментами порождающего вейвлета, и симлеты, как наиболее приближенные к симметрии.

Вейвлет-функции с компактными носителями, например, такие как вейвлеты Добеши и койфлеты, наиболее качественно выделяют локальные особенности сигналов. Однако койфлеты более симметричны чем вейвлеты Добеши, что дает лучшую аппроксимацию при изучении симметричных сигналов. При обработке изображений наилучшие результаты дает применение симметричных вейвлетов, следовательно, применение симлетов и койфлетов, как частных случаев вейвлет-преобразования Добеши позволяет учесть особенности голограмм и достичь высоких степеней сжатия с минимальными потерями качества.

Таким образом, проведен анализ методов вейвлетного сжатия компьютерных и цифровых голограмм. Рассмотрены наиболее распространенные виды вейвлет-преобразований. В зависимости от типа и характеристик объектов голографирования, условий записи цифровых голограмм или условий оптического восстановления компьютерных голограмм, требуемой вычислительной ресурсоемкости и необходимых объемов архивной памяти возможно отобрать определенный тип вейвлет-сжатия под конкретную задачу.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 16-07-00389.

1. R.C. Gonzalez, R.E. Woods, *2nd Ed., Prentice Hall* (2004).
2. E.A. Kurbatova, P.A. Cheremkhin, N.N. Evtikhiev, V.V. Krasnov, S.N. Starikov, *Physics Procedia*, 73, 328–332, (2015).
3. X. Hou, J. Yang, G. Jiang, X. Qian, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 51, 527-538, (2013).
4. A. Saxena, F.C. Fernandes, *IEEE Transactions on Image Processing*, 22, 3974-3981, (2013).
5. Н.К. Смоленцев, М.: ДМК Пресс (2005).
6. S.A. Mallat, *Elsevier Inc.*, 832 p. (2009).

НЕКОГЕРЕНТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ КОРРЕЛЯТОР НА ОСНОВЕ DMD-МОДУЛЯТОРА

Молодцов Д.Ю., Краснов В.В., Черёмхин П.А., Родин В.Г.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Экспериментально реализована установка оптического коррелятора на базе DMD-модулятора. Проведены эксперименты по распознаванию тестовых объектов в квазимонохроматическом пространственно-некогерентном свете. При совпадении входного и опорного объектов наблюдался локализованный корреляционный пик, подтверждающий успешное распознавание объектов.

Оптические корреляторы – устройства, с помощью которых можно производить распознавание объектов по пространственным характеристикам, записанным в фильтр-память. В качестве фильтров могут использоваться как заранее изготовленные оптические элементы (дифракционные решетки, плоские или объемные голограммы), так и различные модуляторы, на которые динамически выводится необходимое распределение. В настоящий момент существует множество реализаций оптических корреляторов на базе ЖК-ПВМС различных типов. Большой интерес для применения в оптических корреляторах представляет другой вид ПВМС – микрзеркальный DMD-модулятор (Digital Micromirror Device). Основное преимущество этого вида ПВМС перед ЖК в их крайне большом быстродействии: при наличии подходящей электроники можно осуществлять смену бинарных распределений на модуляторе с частотой в 32 кГц.

В доступных литературных источниках не осязаны вопросы экспериментального применения таких модуляторов в качестве устройств вывода голографических фильтров в оптических корреляторах. Целью данной работы являлось создание установки оптического коррелятора с пространственно-некогерентным освещением, в котором фильтр-память динамически выводится на DMD-модулятор.

Была разработана и собрана установка оптического коррелятора на базе DMD-чипа, производимого Texas Instruments 0.7 XGA 12c DDR (серия DLP7000). В качестве управляющей электронной системы использовалась материнская плата DLP-проектора. Были проведены эксперименты по оценке влияния технологических погрешностей DMD-модулятора на формирование корреляционного сигнала. В этих экспериментах было установлено, что для получения хорошего результата необходимо определять размер и положение наиболее плоского участка матрицы DMD, и осуществлять вывод голограмм именно на ней. Это ограничение связано с тем, что поверхность матрицы нельзя считать идеально плоской, и использование всей её площади для вывода фильтров, вероятнее всего, будет приводить к ухудшению разрешающей способности системы.

На установке были проведены эксперименты по распознаванию тестовых объектов с квазимонохроматическим пространственно-некогерентным освещением. В проведённых экспериментах при совпадении входного и опорного объектов наблюдался хорошо локализованный корреляционный пик, позволяющий сделать вывод об успешном распознавании объектов.

РЕАЛИЗАЦИЯ МОДУЛЬНЫХ СИСТЕМ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ С ЧАСТОТНЫМ КОДИРОВАНИЕМ

Морозов О.Г., Габдулхаков И.М.*

ФГБОУ ВО КНИТУ-КАИ, Казань, Россия

*ПАО «Таттелеком», Казань, Россия

Рассматриваются варианты реализации различных схем квантового распределения ключей АМ-АМ, ФМ-ФМ, АМ-ФМ, АФМ-АФМ КРК с частотным кодированием.

Опираясь на хронологию развития [1]-[5] систем КРК с частотным кодированием рассмотрим реализацию различных модуляционных схем. Два основных протокола, которые используются для их построения, это протоколы ВВ84 и В92.

Алиса подготавливает и пересылает Бобу множество случайных кубитов, выбираемых из четырех основных состояний:

$$\begin{cases} |\psi_0\rangle = |0\rangle \\ |\psi_1\rangle = |1\rangle \\ |\psi_+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|0\rangle + |1\rangle] \\ |\psi_-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|0\rangle - |1\rangle] \end{cases} \quad (1)$$

Два первых состояния в (1) формируют один базис квантовой двумерной системы, два вторых – второй. При этом необходимо выполнение условий $\langle \psi_0 | \psi_1 \rangle = 0$ и $\langle \psi_+ | \psi_- \rangle = 0$, соответствующих скалярному произведению их составляющих. В то же время указанные состояния из разных базисов не ортогональны и максимально перекрываются. Следовательно, не существует такой измерительной процедуры, при которой со 100% вероятностью определяется то состояние, которое было подготовлено Алисой и отослано к Бобу.

Протокол В92 является модернизацией протокола ВВ84, в котором для кодирования используется один из двух представленных в (1) базисов.

Схема ФМ-ФМ. Один из вариантов схемы ФМ-ФМ использует протокол В92. Для ее реализации в нашей системе, на стороне Алисы используется МИЛ, АММЦ в открытом состоянии (к модулятору приложено постоянное смещение U_π) и ФММЦ. На стороне Боба используется ФММЦ, АММЦ в открытом состоянии и ФВБР, состоящий из пропускающих фильтров на частотах ω_0 и $\omega_0 \pm \Omega$, перед соответствующими ОФП.

Схема АМ-АМ. Схема АМ-АМ использует протокол ВВ84. Для ее реализации в нашей системе на стороне Алисы используется МИЛ, АММЦ в режиме модуляции на линейном участке (к модулятору приложено постоянное смещение $U_\pi/2$) и открытого ФММЦ (модуляция не осуществляется). На стороне Боба используется открытый ФММЦ, АММЦ, работающий в четверть-волновой рабочей точке и ФВБР, состоящий из фильтров на частотах ω_0 и $\omega_0 \pm \Omega$, перед соответствующими ОФП.

Схема АМ-ФМ (ФМ-АМ). Реализация схемы АМ-ФМ или ФМ-АМ интуитивно представляется, исходя из принципов, изложенных соответственно для схем АМ-АМ и ФМ-ФМ. Следует, однако, отметить, что во многих работах, посвященных системам КРК с частотным кодированием приводятся противоречивые сведения о возможности и невозможности реализации на указанных схемах как протокола ВВ84, так и В92.

Учитывая то, что определение истины в этих утверждениях не входит в круг задач, решаемых нашей статьей, перейдем к рассмотрению схемы АФМ-АФМ.

Схема АФМ-АФМ. Реализация схемы АФМ-АФМ с использованием электрооптических модуляторов нам не известна. Известно решение, которое основано на применении акустооптических модуляторов в режиме дифракции Брэгга как на стороне Алисы, так и Боба. В этом случае все порядки дифрагирующего излучения кроме первого становятся

пренебрежимо малы, а смещение по частоте осуществляется в зависимости от направления распространения лазерного излучения и звуковой волны.

Для реализации протокола BB84 устанавливаются два базиса

$$\begin{cases} |+\rangle; 1\rangle = |1\rangle_{\omega_0+\Omega} \\ |-\rangle; 1\rangle = |1\rangle_{\omega_0-\Omega} \\ |+\rangle; 2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle_{\omega_0+\Omega} + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle_{\omega_0-\Omega} \\ |-\rangle; 2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle_{\omega_0+\Omega} - \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle_{\omega_0-\Omega} \end{cases} \quad (2)$$

В этом случае состояния первого базиса $|+\rangle; 1\rangle$ и $|-\rangle; 1\rangle$ могут быть однозначно определены без ремодуляции с помощью блока ФВБР, настроенного на частоты $\omega_0 \pm \Omega$ или одну из них, аналогично принципам фильтрации, реализованным во втором варианте схемы ФМ-ФМ. При этом на стороне Алисы модуляции может также не использоваться. В случае использования модуляции со стороны Алисы передаются состояния $|+\rangle; 2\rangle$ и $|-\rangle; 2\rangle$, которые без ремодуляции дадут ошибку на стороне Боба, оба фотоприемника сработают. При ремодуляции указанные состояния определяются однозначно. Заменяя состояния $|+\rangle; 1\rangle$ и $|+\rangle; 2\rangle$ на «1», а $|-\rangle; 1\rangle$ и $|-\rangle; 2\rangle$ на «0», Алиса и Боб получают точное совпадение посланных кубитов. Таким образом обеспечивается точное соответствие протокола КРК протоколу BB84.

Акустооптический модулятор при реализации системы КРК с частотным кодированием характеризуется некоторой сложностью, связанной с пространственной юстировкой используемых устройств как на стороне Алисы, так и на стороне Боба. Поиск путей реализации указанных в (2) базисов на основе электрооптических модуляторов, привел нас к необходимости использования для модуляционного преобразования фотонов метода Ильина-Морозова. Теоретическое обоснование такого применения и синтезированные сопряженные базисы, полученные с помощью АФМ по методу Ильина-Морозова рассмотрим в следующем разделе.

1. A. Ruiz-Alba, D. Calvo, V. Garcia-Munoz et al. // *Waves*. – 2011.
2. J-M. Merolla, J-P. Goedgebuer, Y. Mazurenko, // *Opt. Lett.* -1999.
3. Kumar, K.P. // *IEEE National Conference on Communications* -2010.
4. О. Г. Морозов, Д.Л. Айбатов, Т.С. Садеев // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. – 2010.
5. Г.И. Ильин, О.Г. Морозов, Ю.Е. Польский // *Оптика атмосферы и океана*. – 1995.

СИСТЕМА КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ С ЧАСТОТНЫМ КОДИРОВАНИЕМ НА ОСНОВЕ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

Габдулхаков И.М., Морозов О.Г.*

ПАО «Таттелеком», Казань, Россия

*ФГБОУ ВО КНИТУ-КАИ, Казань, Россия

Рассматриваются принципы построения универсальной системы квантового распределения ключей с частотным кодированием на основе амплитудно-фазовой модуляции оптической несущей.

Технология частотного кодирования[1] позволяет определить основное состояние фотонов через значение амплитуды его несущей частоты, модулированной по фазе или амплитуде радиочастотным сигналом, и полученных боковых составляющих. Данная технология, основанная на модуляционном преобразовании оптической несущей, широко используется в микроволновой фотонике, в различных ее приложениях[2]. За последние двадцать лет она была существенно модифицирована и улучшена[3]. При этом в последних работах, используется расширенное понимание принципа частотного кодирования, при котором каждому состоянию фотона ставится в соответствие не фаза модулирующего сигнала на некоторой частоте, а одна или несколько частот боковых составляющих, либо сама несущая частота фотона[4].

Известные схемы электрооптической модуляции и ремодуляции описываются симметричными парами ФМ-ФМ, АМ-АМ и АМ-ФМ (ФМ-АМ), где первая составляющая определяет тип модулятора на стороне Алисы, а вторая – на стороне Боба. Известна схема с реализацией АФМ-АФМ на основе акустооптических технологий с пространственным разнесом несущей и боковых составляющих. При этом отмечается, что наименьшее значение QBER достигается в схемах с пассивным определением одного или двух основных состояний фотона, т.е. без использования процессов модуляции и ремодуляции, а формирование системы фильтров осуществляется с использованием волоконных брэгговских решеток (ФВБР) или упорядоченных волноводных решеток (УВГ), настроенных на несущую или боковые составляющие несущей фотона.

В настоящей работе нами представлены результаты построения универсальной системы квантового распределения ключей (КРК), основанной на электрооптической схеме АФМ-АФМ, позволяющей реализовать все вышеперечисленные ранее схемы ФМ-ФМ, АМ-АМ и АМ-ФМ (ФМ-АМ). В основе работы АФМ-АФМ системы КРК лежит модуляционное преобразование несущей фотона на основе метода Ильина-Морозова[2] и его одно- и двухмодуляторных реализаций. Для математического описания схемы были использованы принципы построения однопортового модуляционного радиофотонного звена последовательного типа[2], и фотонного моделирования электрооптических модуляторов[5]. Применение универсальной схемы позволит использовать несколько уровней криптографической защиты, в том числе с переключением схем и протоколов, с ремодуляцией и пассивным детектированием. Кроме того, следует отметить высокую спектральную эффективность модуляционного преобразования по методу Ильина-Морозова, его спектральную чистоту и стабильность получаемых характеристик выходного излучения при отклонении параметров преобразования от оптимальных.

Структурная схема АФМ-АФМ системы КРК с частотным кодированием может быть описана следующим образом.

На стороне Алисы установлена передающая часть однопортового модуляционного радиофотонного звена последовательного типа, состоящая из маломощного импульсного лазера (МИЛ) – имитатора генератора одиночных фотонов, излучающего на несущей частоте ω_0 , амплитудного модулятора Маха-Цендера (АММЦ) и фазового модулятора Маха-Цендера (ФММЦ).

На входе и выходе АММЦ установлены контроллеры поляризации (КП) скрещенного типа, позволяющие реализовать амплитудную модуляцию несущей при выборе различных рабочих точек на его модуляционной характеристике, а также управлять коэффициентом пропускания модулятора при отсутствии необходимости в модуляции. Амплитудная и фазовая модуляция может осуществляться с генератора радиочастотных колебаний (ГРЧ) с угловой частотой $\Omega \ll \omega_0$ и выбираемой фазой Φ_i из пары сопряженных базисов $0; \pi$ или $\pi/2; 3\pi/2$. Для выбора рабочей точки модуляционной характеристики АММЦ служит источник постоянного смещения, обеспечивающий работу модулятора в нулевой, четверть-волновой и полуволновой рабочих точках, путем подачи на его вход соответствующего напряжения $0, U_{\pi}/2$ или U_{π} , где U_{π} – полуволновое напряжение.

Коэффициент модуляции как АММЦ, так и ФММЦ выбирается таким, чтобы обеспечить их работу на линейном участке. При этом излучение на выходе однопортового модуляционного звена будет ограничено составляющими ω_0 и $\omega_0 \pm \Omega$, которые дополнительно выделяются фильтром на ВБР1. Установка такого звена обеспечивает возможность работы в режимах с амплитудной, фазовой, амплитудно-фазовой модуляцией и без модуляции.

На стороне Боба установлена приемная часть однопортового модуляционного радиофотонного звена последовательного типа, состоящая из ФММЦ, АММЦ, блока фильтров (ФВБР) и однофотонных фотоприемников (ОФП) для регистрации излучений на частотах $\omega_0, \omega_0 \pm \Omega/2$ и $\omega_0 \pm \Omega$.

Более детальное описание ФВБР будет дано в докладе при рассмотрении вариантов реализации различных схем КРК АМ-АМ, ФМ-ФМ, АМ-ФМ, АФМ-АФМ. Отдельно будет рассмотрен вариант построения ФВБР для создания ассиметричной системы АФМ-ФВБР. Для передачи информации о модулирующем сигнале на частоте Ω от Алисы к Бобу служит специальный канал синхронизации, который позволяет использовать у Боба радиочастотный модулирующий сигнал той же частоты, что и у Алисы, с местного ГРЧ. Управление АММЦ и ФММЦ у Боба осуществляется аналогично вариантам, рассмотренным для модуляторов Алисы.

1. L. Duraffourg, J.-M Merolla., J.-P. Goedgebuer, Y. Mazurenko, W.T. Rhodes, *Opt. Lett.*, **26**, no. 18, 1427-1429, (2001).

2. О.Г. Морозов, Г.И. Ильин, *Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы*, № 1(20), 6-42, (2014).

3. M. Bloch, S.W. McLaughin, J.-M. Merolla, F. Patois, *Opt. Lett.*, **32**, no. 2, 301-303, (2007).

4. J. Mora, A. Ruiz-Alba, W. Amaya, V. Garcia- Muñoz, A. Martinez, J. Capmany, *IEEE Topical Meeting on Microwave Photonics*, 286-289, (2010).

5. J. Capmany, C.R. Fernandez-Pousa, *Laser Photonics Rev.*, **5**, no. 6, 750–772, (2011).

КОДИРОВАНИЕ СЛУЧАЙНОГО СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ДИСКРЕТНОЙ ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКИ ВОЛНЫ

Глухов В.А., Толмачев Ю.А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
Россия

Рассмотрено использование теплового излучения для передачи цифровой информации. Сигнал формируется как сумма тождественных копий случайной волны, дискретно сдвинутых во времени. Декодирование реализовано путем регистрации взаимно-корреляционной функции сигнала и исходной волны с помощью двухлучевого интерферометра.

Передача и обработка сигналов, основанные на применении так называемых «сложных» сигналов и шумоподобных носителей информации, обладающих наибольшей информационной ёмкостью[1], является одним из наиболее перспективных направлений развития оптических информационных технологий. Целью нашей работы является демонстрация возможности применения одной из простейших оптических систем введения необходимой информации в случайный (шумовой) световой поток теплового источника с «белым» спектром и отождествления соответствующего сигнала, т.е. его декодирования. В качестве носителя информации использовано тепловое излучение галогенной лампы, более перспективно, вероятно, применение импульсов «суперконтинуума»[2]-[3]. Для обработки информации, переданной с применением псевдослучайного «белого» излучения, обладающего очень широким спектром и малой величиной временной когерентности необходимо развитие специфических методов модуляции (кодирования) световой волны и последующего ее декодирования, так как потенциальная скорость передачи информации с использованием псевдослучайных световых волн может достигать десятков-сотен терабит в секунду. Традиционные методы амплитудной и фазовой (частотной) модуляции в данном случае неприменимы, первые – из-за медлительности, вторые – из-за отсутствия характеристики, которую называют фазой. Самым перспективным является метод модуляции световой волны во времени путем сдвига (задержки или опережения) ее однократной реализации. Данный метод может обеспечить также скрытность и помехозащищенность канала связи.

Разрешающая способность системы связи во времени определяется не только свойствами источника света, но и характеристиками системы регистрации, в частности, используемого фотоприемника. Прямая фиксация наличия модуляции волны во времени с разрешением порядка 10^{-14} с в настоящее время невозможна, поэтому единственный путь – это применение прямых оптических методов. С этой целью нами использовался показанный на рис. 1 оптический коррелятор – двухлучевой интерферометр на основе бипризмы Френеля[4], позволяющий, в зависимости от способа освещения, измерять как авто-, так и взаимно-корреляционную функцию входных сигналов. Выходным сигналом такой системы является пространственно- локализованная интерференционная картина белого света, ширина которой определяется произведением спектра источника и спектральной чувствительности фотоприемника.

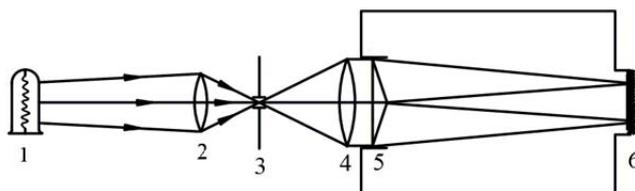


Рис. 1. 1 – источник света, 2, 4 – положительные линзы, 3 – щель, 5 – бипризма Френеля, 6 – регистрирующее устройство

Полученные интерферограммы (рис. 2) соответствовали эффективной разрешающей способности по времени 3-4 фс. Опыт показал, что путем коррекции регистрируемого спектра (например, с помощью цветных стекол) эта величина может быть уменьшена еще в 1,5-2 раза.



Рис. 2. Интерферограмма, зарегистрированная с помощью цветной видеоматрицы

Исходя из полученного значения разрешающей способности, нами выбирались параметры модулятора световой волны. Для ее задержки применялись тонкие пленки (оптической толщиной 3-5 мкм) и отобранные из большого набора плоскопараллельные покровные стекла для микроскопов, которые сортировались по толщине с шагом 5 мкм. Введение в один из пучков пакета пленок приводит к линейному по числу пленок нарастанию величины сдвига интерференционной картины (рис. 3). Таким образом осуществляется декодирование сигнала, переданного в пучке с белым спектром. Подобная задержка одновременно с модуляцией во времени может осуществляться с помощью ЖК матрицы, совмещенной с системой пленок, а введение в канал оптического сумматора, совмещающего отдельные строки, существенно увеличит отношение сигнал/шум при регистрации.

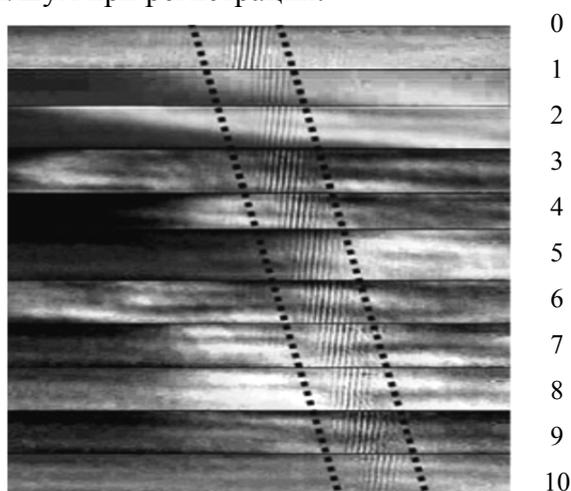


Рис. 3. Зависимость положения интерференционных полос от числа пленок (указано в столбце справа), установленных в один из пучков интерферометра

Приведенный пример кодирования светового пучка с белым спектром не является единственно возможным. Вариант со считыванием информации, записанной на плоском пространственном модуляторе, рассмотрен в работе[5], наиболее эффективным, с нашей точки зрения является применение пространственного модулятора типа эшелона Майкельсона, работающего в отражательном режиме.

Таким образом, в работе изучена возможность применения прозрачных модулируемых транспарантов переменной оптической толщины для введение двоичной информации в случайный или псевдо-случайный световой поток с белым спектром. Показана возможность декодирования переданной информации с применением двухлучевого интерферометра.

1. В.Дмитриев, Технология передачи информации с использованием сверхширокополосных сигналов (UWB), *Компоненты и технологии*, № 1, С. 64-67, (2004)
2. Е.М.Дианов, П.Г.Крюков, *Квантовая электроника*, Т.31, №10, с. 877-882, (2001).
3. А.М.Желтиков, *УФН*, Т. 176, № 6, с. 623–649, (2006)
4. Глухов В.А., Куликов И.Р., Толмачев Ю.А. *XV Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики». Сборник трудов. ФИАН*, 267 с. С. 88-89, (2014).
5. Ю.А.Толмачев, М.П.Иванов, В.А.Глухов, **Патент РФ** на изобретение №2560243 «Многофункциональный оптический коррелятор для обработки потока информации». Приоритет от 20.08.2013.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В СРЕДЕ СО СЛУЧАЙНЫМИ ИСКАЖЕНИЯМИ

Артюкова А.А., Кириленко М.С.*

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

*ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

Рассмотрен оператор распространения оптического пучка через турбулентную среду с помощью преобразования Френеля. Продемонстрирован процесс моделирования случайного поля с помощью преобразования Фурье. Приведены графики оптических пучков после распространения в свободном пространстве и в случайной среде.

При распространении в свободном пространстве лазерные пучки могут быть подвержены искажениям в силу турбулентности среды[1],[2]. В данной работе рассматривается моделирование произвольных оптических пучков через турбулентную атмосферу с заданной корреляционной функцией в виде функции Гаусса[3],[4].

Распространение лазерного пучка через турбулентную атмосферу для одномерного случая может быть описано с помощью приближения Френеля для среды со случайными неоднородностями[5]:

$$E(u, z) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp(ikz) \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x) \exp\left\{\frac{ik}{2z}(x-u)^2 + \psi(x, u, z)\right\} dx,$$

где $E_0(x, y)$ – поле во входной плоскости (при $z=0$), $E(u, z)$ – поле на расстоянии z от входной плоскости, $\psi(x, u, z)$ – случайная комплексная фаза, связанная с турбулентностью атмосферы.

Корреляционная функция случайного поля не зависит от конкретных координат x_1 и x_2 , а лишь от их разности. Более того, она не зависит от координат в выходной плоскости, а зависит лишь от расстояния z до неё:

$$R(\exp[\psi(x_1, u_1, 0)], \exp[\psi(x_2, u_2, z)]) = \exp\left[-\frac{1}{\rho^2}(x_1 - x_2)^2\right].$$

При генерации случайного поля для простоты использовалось значение математического ожидания равное нулю.

В процессе моделирования использовались следующие параметры: длина волны 633 нм, ширина входной области [-50 мм, 50 мм].

Результаты моделирования представлены на рисунках 1-4.

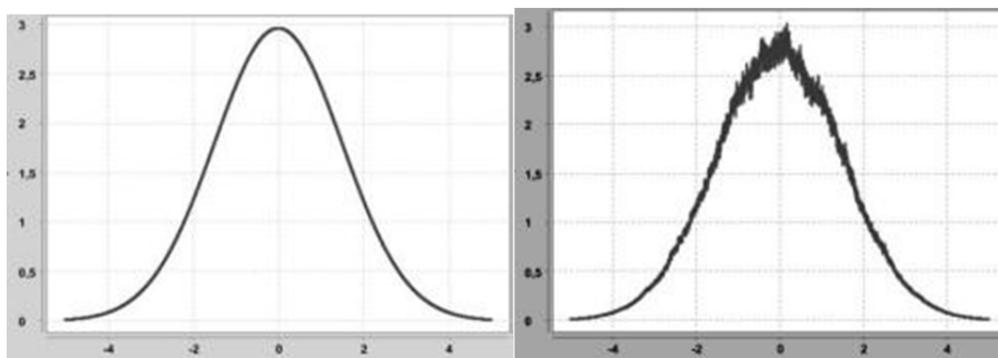


Рис. 1. Модуль распространение пучка Гаусса в свободном пространстве (слева) и в турбулентной среде (справа)

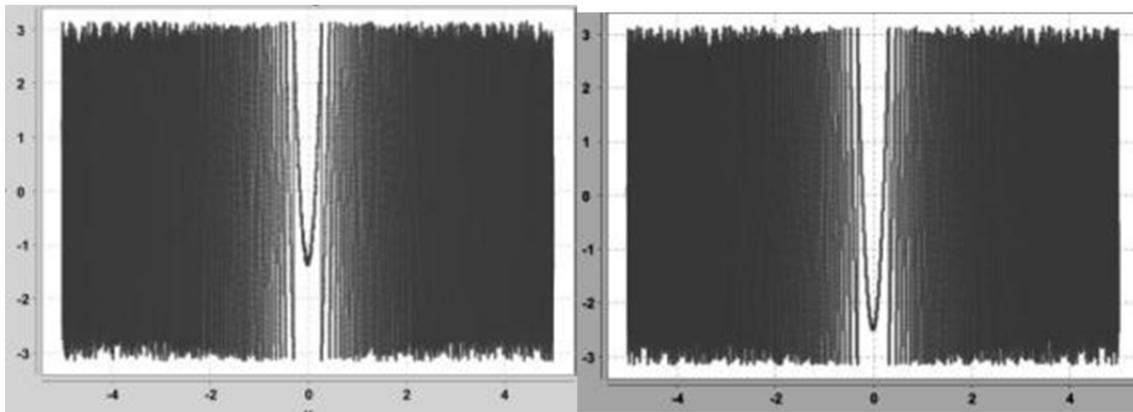


Рис. 2. Фаза распространение пучка Гаусса в свободном пространстве (слева) и в турбулентной среде (справа)

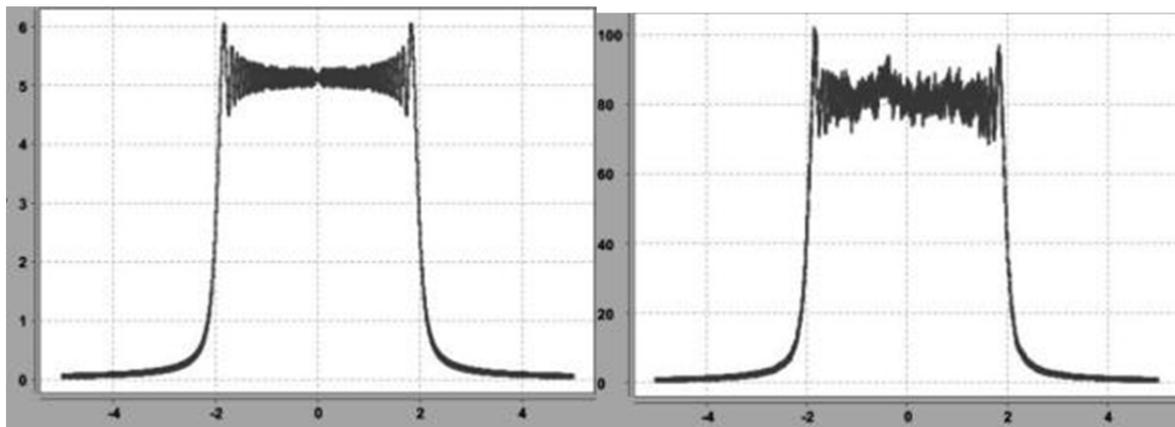


Рис. 3. Модуль распространение прямоугольного сигнала в свободном пространстве (слева) и в турбулентной среде (справа)

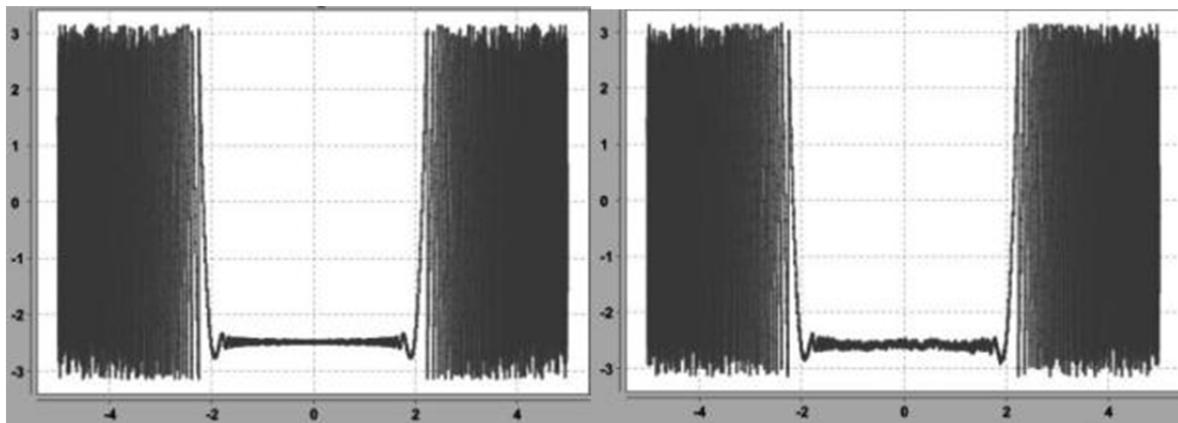


Рис. 4. Фаза распространение прямоугольного сигнала в свободном пространстве (слева) и в турбулентной среде (справа)

1. Grabner, M. Measurement of the structure constant of refractivity at optical wavelengths using a Scintillometer / M. Grabner, V. Kvicera // *Radioengineering*, **21**, 1, 455-458, (2012).

2. Majumdar, A.K. Free-space laser communications: principles and advances / A.K. Majumdar, J.C. Ricklin. – New York: *Springer Science & Business Media*, **2**, 418, (2008).

3. Tatarskii, V.I. Wave Propagation in a Turbulent Medium / V. I. Tatarskii. – New York: *McGraw-Hill*, **285**, (1961).

4. Manning, R. M. The relationship between the solutions of the parabolic equation method and first Rytov approximation in sto-chastic wave propagation theory / R.M. Mannin // *Waves in Random and Complex Media*, **18**, 4, 615-621, (2008).

5. Feizulin, Z.I. Broadening of a laser beam in a turbulent medium / Z.I. Feizulin, Y.A. Kravtsov // *Radiophysics and Quantum Elec-tronics*, **10**, 1, 33-35, (1967).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАБОТКИ ВИНЬЕТИРОВАННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ НА КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Сахарянова А.М., Коняхин И.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе для повышения качества серийно выпускаемых автоколлиматоров было исследовано явление виньетирования рабочего пучка и разработан алгоритм компенсации погрешности вследствие виньетирования с помощью оригинальной имитационной компьютерной модели изображения.

Во время установки и эксплуатации крупногабаритных объектов, необходимо использовать угловые измерительные приборы, такие как оптико-электронные автоколлиматоры, которые позволяют контролировать деформации данных объектов[1],[2]. Причинами таких деформаций является собственный вес сооружений, а также внешние погодные условия. Рассмотрев оптико-электронные автоколлиматоры, представленные на рынке[3],[4], можно сделать вывод, что данные автоколлиматоры обладают недостаточной дистанцией измерения (до 5 метров), одной из причин ограничения дистанции является погрешность вследствие виньетирования отражённого пучка. так как при увеличении диапазона измерения уменьшается точность измерений, вследствие отсутствия средств компенсации виньетирования рабочего пучка автоколлиматора.

Проблема виньетирования. При повороте плоского зеркала на угол β вследствие неодинакового виньетирования отражённого пучка происходит несимметричное перераспределение облученности изображения марки в плоскости анализатора угломера. В результате энергетическая ось изображения марки смещается относительно геометрической оси. Так как матрица угломера фиксирует смещения энергетического центра изображения, а измеряемый угол поворота отражателя пропорционален смещению геометрического центра, явление виньетирования приводит к погрешности измерения[5].

Компьютерная модель виньетирования. Вследствие сложности аналитического описания процессов виньетирования предлагается использование компьютерной модели (Рис. 1). Моделирование основано на приближении, согласно которому каждая точка конечного изображение источника излучения по своей сути является сфокусированной областью пересечения входного зрачка и отражённого зеркалом элементарного пучка, и ее энергия оказывается пропорциональной интегралу (общей энергии) по этой области.

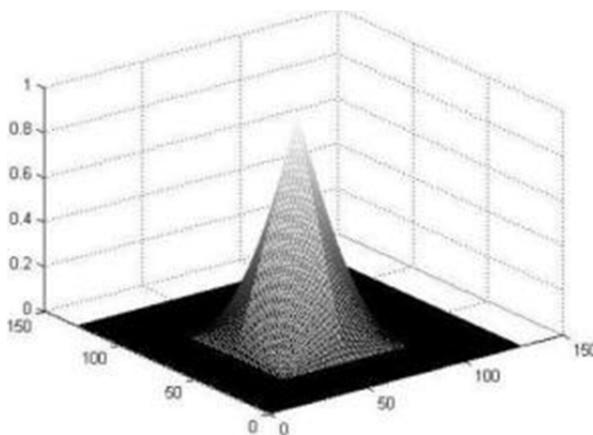


Рис. 1. Аппроксимированная компьютерная модель изображения

Как показано на рисунке 1 модель матричного анализатора строится в виде массива чувствительности пикселей $A(128,128)$. Модели изображения на анализаторе строится в виде круга массив $B(64,64)$ и значения элементов в центре массива равно 1. Остальные значения элементов массива уменьшаются до нуля к краю массива в соответствии с функцией $E(x, y) = (1 - |x|) \cdot (1 - |y|)$, где x, y изменяются от 0 до 1, причём 0 соответствует центру массива, а 1 – краю массива.

При сравнении аппроксимированной компьютерной модели с оригинальной было выявлено, что отклонение незначительное, так как разность моделей, показанная на (Рис. 2) не превышает 0,1 % и данная модель может использоваться в дальнейших исследованиях.

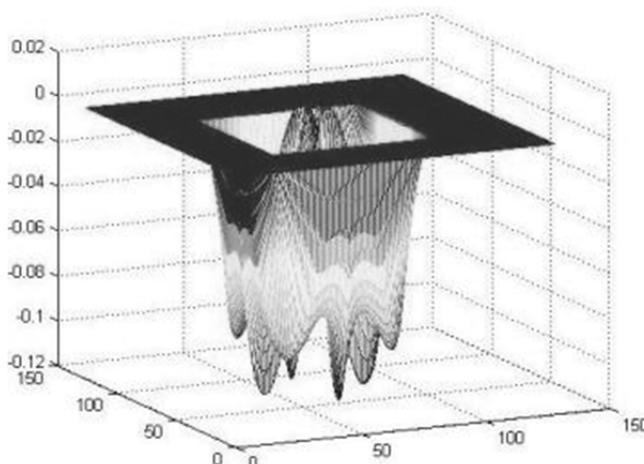


Рис. 2. Разность моделей

Алгоритм компенсации погрешности вследствие виньетирования. Для разработки алгоритма компенсации систематической погрешности вследствие виньетирования было рассмотрено три случая смещения виньетирующей области на матричном анализаторе из-за поворота плоского зеркала. Предполагается, что для измерения координат энергетического центра изображения используется высокоточный итерационный алгоритм[6]. Рассмотрим предельный случай: смещение на расстояние $m+r \geq R$ (Рис. 3), где m - смещение виньетирующей области относительно центра площадки матричного анализатора, r - радиус виньетирующей области, R - половина стороны изображения на матричном анализаторе.

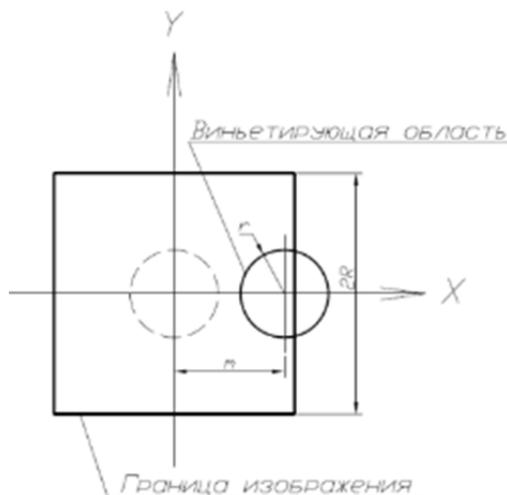


Рис. 3. Смещение виньетирующей области за пределы изображения

Формула для построения графика систематической погрешности (Рис. 4):

$$k_{c_{i,j}} = - \frac{c + (k_{m_j})^2 \cdot (a + b) - f - k_{m_j} \cdot (a + b) - h + \frac{(k_{r_i})^2 \cdot (a + b)}{4} - p + \frac{\pi \cdot (k_{r_i})^4}{8} - 2(k_{m_j}) \cdot c + d + (k_{m_j}) \cdot h}{a + c - k_{m_j} \cdot (a + b) + \frac{\pi \cdot (k_{r_i})^2}{2} + b - \frac{\left[k_{m_j} - 1 + 2k_{r_i} \right] \cdot \left(1 - k_{m_j} + k_{r_i} \right)^2}{3} + d - h}$$

где, $k_{r_i} = r/R$ - относительный радиус виньетирующей области, $k_{m_j} = m/R$ - относительное смещение виньетирующей области, a, b, c, d, f, h, p - выражения с k_{r_i} и k_{m_j} .

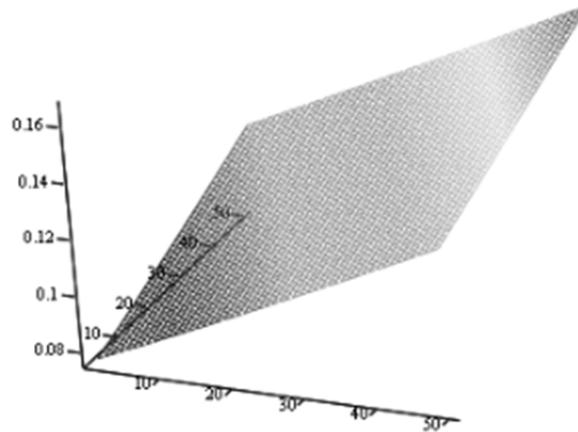


Рис. 4. График систематической погрешности при $m + r \geq R$

Основываясь на данной зависимости можно увидеть, что погрешность вследствие виньетирования до компенсации составила 16% (2.6 пиксела ПЗС). Используя данный алгоритм компенсации систематическая погрешность вследствие виньетирования сводится к пренебрежимо малой величине, это позволяет увеличить рабочую дистанцию серийно выпускаемых автоколлиматоров в 1,2-1,5 раза.

1. T.V. Turgalieva, I.A. Konyakhin. Research of autocollimating angular deformation measurement system for large-size objects control, *Proc. SPIE*, **8788**, 878832 (2013).
2. I.A. Konyakhin, A.V. Petrochenko, N.S. Tolochek. Optic-electronic system for deformation of radio-telescope counter-reflector computer modeling, *Proc. SPIE*, **9131**, 913110 (2014).
3. TriAngle® electronic autocollimator [Электронный ресурс] // TRIOPTICS [Офиц. сайт]. URL: <http://www.trioptics.com/triangle/description.php> (дата обращения: 24.12.2015).
4. Elektronische autokollimatoren [Электронный ресурс] // Möller-WedelOpticalInternational [Офиц. сайт]. URL: <http://www.moeller-wedel-optical.com/produkte/elektronische-autokollimatoren> (дата обращения: 24.12.2015).
5. I.A. Konyakhin, A.M. Sakhariyanova, A.A. Smekhov. Investigation vignetting beams in optoelectronic autocollimation angle measurement system, *Proc. SPIE*, **9526**, 95260H (2015).
6. Liu Lei, I.A. Koniakhine. Research on the methods to reduce the error in autocollimation angular measurements, *Proc. The Third International Symposium on Instrumentation Science and Technology*, 385-389 (2004).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПЛАНАРНОМ НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ СЛОЕ

Кабанова О.С., Мельникова Е.А., Рушнова И.И., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Определены условия формирования пространственных солитонов (нематиконов) в планарном нематическом жидкокристаллическом слое и продемонстрировано их взаимодействие, включая слияние двух нематиконов и отклонение одного нематикона под действием второго.

Нематические жидкие кристаллы (ЖК) весьма восприимчивы к воздействию внешних электромагнитных полей. При плотности мощности электромагнитного излучения превышающей $10^3 - 10^4$ Вт/см² происходит диэлектрическое взаимодействие электрического поля световой волны с молекулами ЖК, что приводит к переориентации директора ЖК в результате перехода Фредерикса. Проявление светоиндуцированного ориентационного эффекта обуславливает реализацию в жидкокристаллических средах множества разнообразных нелинейных эффектов, таких как самофокусировка лазерного излучения, формирование оптических солитонов (нематиконов), оптическая бистабильность и т.д. [1]-[3].

В работе проведено экспериментальное исследование особенностей взаимодействия двух пространственных солитонов, возбуждаемых в ячейке, с планарно ориентированным нематическим ЖК. Используемая в работе ЖК ячейка состояла из двух стеклянных пластин, покрытых прозрачным электропроводящим слоем из оксида индия-олова (ИТО). На электропроводящую поверхность стеклянных пластин методом центрифугирования наносились тонкие пленки фотополимерного ориентанта. Создание начальной планарной ориентации директора в пределах ЖК слоя осуществлялось при помощи технологии механического натирания ориентанта. Толщина ЖК слоя определялась диаметром спейсеров и составляла 100 мкм. В работе использовался положительный двулучепреломляющий нематический ЖК 1289. Величина оптической анизотропии ЖК, измеренная для длин волн $\lambda_1 = 532$ нм и $\lambda_2 = 633$ нм составляла $\Delta n_1 = 0,167$ и $\Delta n_2 = 0,156$ соответственно.

На рисунке 1 представлена схема экспериментальной установки для исследования условий возбуждения и особенностей взаимодействия нематиконов в планарном нематическом ЖК слое.

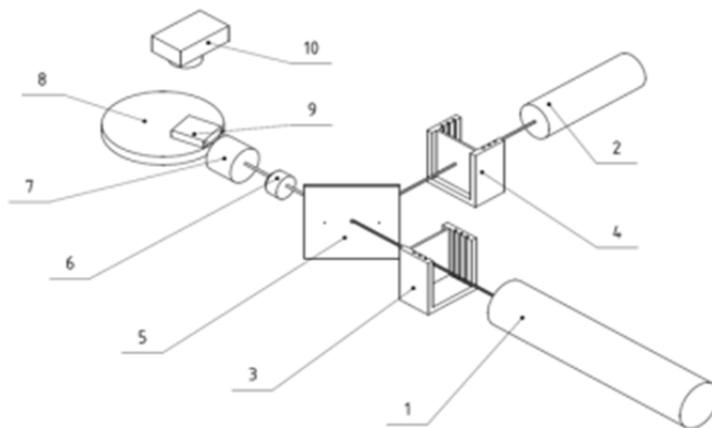


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для возбуждения нематиконов и исследования их взаимодействия

Световые пучки *He-Ne* лазера на длине волны 633 нм (1) и *Nd:YAG* лазера с диодной накачкой и генерацией второй гармоники на длине волны 532 нм (2) ослаблялись светофильтрами (3), (4), далее полупрозрачное зеркало (5) обеспечило распространение лазерных лучей по одной траектории. На выходе из поляризатора (6) лучи приобретали

вертикальную поляризацию и фокусировались при помощи 40-кратного микрообъектива (7) в торец электрически управляемой планарной ЖК ячейки (9). Диаметр перетяжки гауссовых световых пучков на входе в ЖК элемент составил $\approx 2 - 3$ мкм. Исследуемый образец располагался на держателе (8), позволяющем осуществлять позиционирование образца по трем пространственным координатам с точностью 5 мкм. Регистрация картины возбуждения солитонного режима и взаимодействия световых пучков в ЖК слое осуществлялась при помощи ПЗС камеры (10), сопряженной с 8-кратным микрообъективом.

Проведенные исследования показали, что при выбранных условиях эксперимента формирование пространственного солитона в планарном нематическом ЖК слое имеет место при мощности светового пучка, превышающей пороговое значение $P \approx 5$ мВт. Для исследования возможности пространственного управления нематиконами, возбуждаемыми в ЖК слое, была выбрана экспериментальная геометрия, при которой траектории лучей *Nd:YAG* лазера и *He-Ne* лазера после ввода в ЖК слой составляли угол $\alpha = 13^\circ$. На рисунке 2 приведены схематическое представление распространения световых лучей в объеме ЖК в солитонном режиме и полученные экспериментальные фотографии.

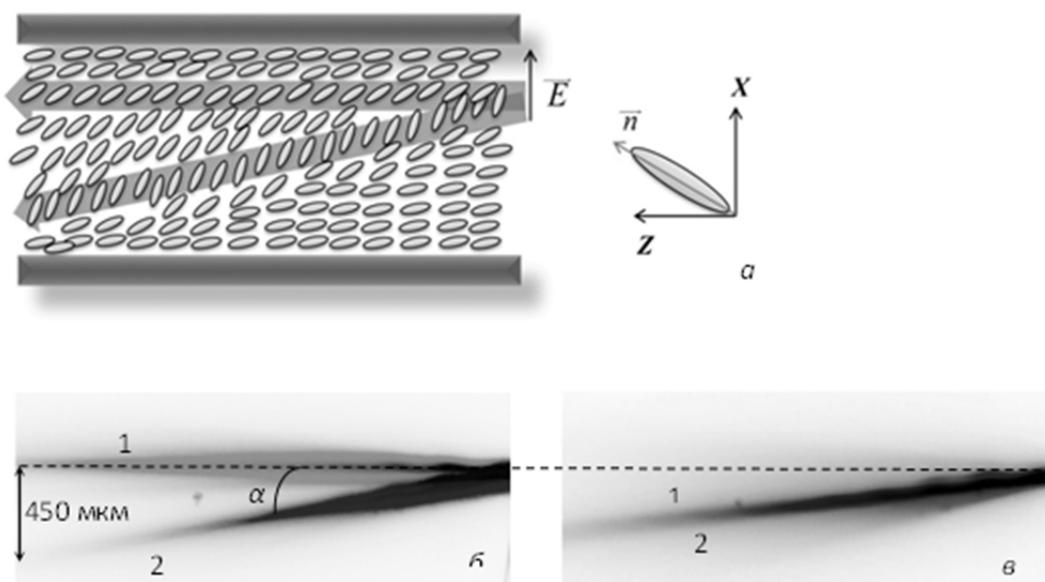


Рис. 2. Схема (а) и картина распространения излучения *He-Ne* лазера (1) мощностью $P_1 = 5$ мВт и пучка *Nd:YAG* лазера (2) мощностью $P_2 = 11$ мВт: б – независимое распространение пучков (наложение двух фотографий), в – одновременное распространение нематиконов в планарном ЖК слое

Так, на рисунке 2, а и фотографии 2, б зафиксированы независимые траектории распространения нематиконов, полученные путем наложения двух фотографий. На фотографии 2, в представлен результат совместного распространения световых пучков. Видно, что происходит пространственное притяжение и слияние световых пучков, которые изначально распространялись по различным траекториям.

Следует отметить, что увеличение мощности одного из возбужденных в ЖК солитонов приводит к более выраженному пространственному притяжению нематиконов. На рисунке 3 продемонстрирован эффект пространственного управления излучением *He-Ne* лазера, распространяющимся в солитонном режиме, при изменении оптической мощности пучка *Nd:YAG* лазера. Максимальная величина смещения траектории излучения *He-Ne* лазера мощностью 5 мВт составила 300 мкм на расстоянии 3000 мкм от входа в ЖК ячейку при мощности *Nd:YAG* лазера $P = 11$ мВт.

Таким образом, в работе определены условия формирования нематиконов в нематическом ЖК 1289 и продемонстрирована возможность их взаимодействия, включая слияние двух нематиконов в один и отклонение одного нематикона под действием второго нематикона, причем показано, что угол отклонения зависит от мощности управляющего нематикона. Результаты проведенных исследований могут найти применение при разработке новых

оптических переключающих устройств и мультиплексоров для систем оптической передачи и обработки информации.

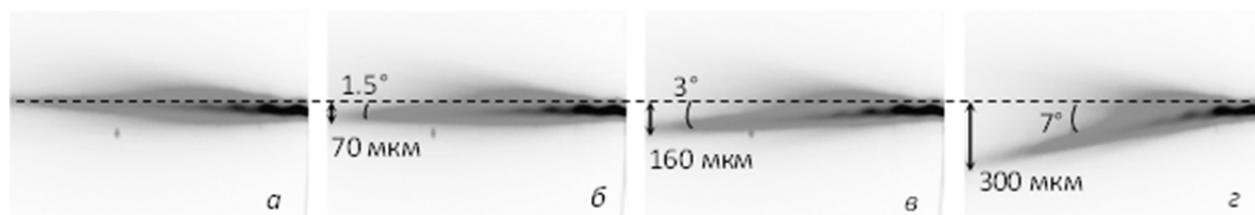


Рис. 3. Картина распространения излучения *He-Ne* лазера мощностью $P_1 = 5$ мВт при различной мощности излучения *Nd:YAG* лазера $P_2 = 4,5$ мВт (*a*), 5,5 мВт (*б*), 7 мВт (*в*), 11 мВт (*г*)

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. *Физматлит*, (2005).
2. J. Beekman, K. Neyts, X. Hutsebaut, C. Cambournac, M. Haelterman. *Opt. Express*, 12, №6, 1011-1018, (2004).
3. A. Piccardi, A. Alberucci, G. Assanto, *Int.J.Mol.Sci.*, 14, 19932-19950, (2013).

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА

Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Копылов Е.А., Лукин В.П.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г.Томск, Россия

В работе показаны этапы разработки адаптивной оптической системы для Большого солнечного вакуумного телескопа (БСВТ) Байкальской астрофизической обсерватории. Для коррекции высших аберраций был разработан корреляционный датчик Шэка-Гартмана, параметры которого можно оперативно менять во время наблюдений в зависимости от условий астрономического видения телескопа. Проведенные испытания адаптивной оптической системы на БСВТ показала, что в режиме коррекции атмосферных аберраций, эффективность работы системы составляет 38%.

Для развития работ по солнечной спектроскопии высокого разрешения в Институте солнечно-земной физики был создан Большой солнечный вакуумный телескоп (БСВТ) и спектрограф с высоким пространственным разрешением. Для проведения качественных астрофизических спектральных наблюдений на БСВТ необходимо внедрение в оптическую схему телескопа системы адаптивной коррекции турбулентных и инструментальных искажений, вносимых при астрономических наблюдениях. Известно, что адаптивные оптические системы (АОС) не являются типовыми, а разрабатываются индивидуально для каждого астрономического инструмента. Таким образом целью работы являлось разработка и исследование эффективности применения адаптивной оптической системы на Большом солнечном вакуумном телескопе с учётом условий локального астроклимата телескопа

С учетом предшествующих испытаний[1]-[3] опытных образцов компенсаторов оптических атмосферных помех и основываясь на последних данных наблюдений солнечного изображения, разработана и опробована модернизированная оптическая схема БСВТ с адаптивными элементами[4].

Измерительным элементом адаптивной оптической системы Большого солнечного вакуумного телескопа является корреляционный датчик волнового фронта Шэка-Гартмана (ДВФ). Отличительной чертой датчика является, возможность выбирать растр, соответствующий качеству астрономического видения в момент наблюдения, не меняя углового поля зрения датчика.

Датчик состоит из растра квадратных дифракционных микролинз с числовой апертурой 0.019 и видеокамеры "Prosilica" GE-680 (Канада) с разрешением 640*480 пикселей (1 пиксель = 7.4 мкм). Видеокамера работает в узкой полосе длин волн, благодаря узкополосному оптическому фильтру, подобранному на $\lambda = 0.535$ мкм с полосой 10 нм. и расположенному перед камерой.

При работе АОС в режиме с разомкнутым контуром управления, измеренные значения локальных наклонов волнового фронта на входных субапертурах телескопа можно использовать для оценки радиуса Фрида r_0 , характеризующего атмосферную турбулентность на пути распространения излучения[5]. Зная радиус Фрида, можно оценить качество видения ($\sim \lambda/r_0$, где λ – длина волны излучения) при различных атмосферных условиях.

В работе предлагается использовать иной подход в построении АОС, а именно когда одним управляемым элементом предлагается производить коррекцию и общих углов наклона и более высоких аберраций. В качестве элемента, корректирующего волновой фронт, в АОС БСВТ использовалось деформируемое биморфное зеркало DM2-100-31, разработанное ООО «Найт-Н(опт)» для повышения качества фокусировки в лазерных системах. Зеркало имеет световую апертуру 105 мм. Диапазон управляющих напряжений -240 В - +300 В.

При таком подходе, для компенсации общих углов наклона предлагается использовать внешнее кольцо электродов зеркала, которое исключается из световой апертуры зеркала, а

компенсация aberrаций волнового фронта на световой апертуре зеркала обеспечивается управляющими напряжениями на внутренних электродах зеркала.

На лабораторном макете, созданном в ИОА СОРАН, исследовалась возможность и точность компенсации aberrаций высших порядков волнового фронта на апертуре диаметром 60 мм. Для искажения волнового фронта излучения, падающего на исследуемое зеркало, использовалось второе деформируемое зеркало. Формирования сигналов управления для коррекции вносимых aberrаций производилось на основе разложения измеренных aberrаций ВФ по функциям отклика в виде полиномов Цернике.

Для оценки динамических свойств управляемого зеркала измерялась переходная характеристика. На различные электроды зеркала подавалось ступенчатое напряжения и датчиком волнового фронта Шека-Гартмана, с частотой 262 кадр/с., регистрировались смещения изображения гартманогаммы. Было установлено, что время установления деформация поверхности зеркала в среднем составляет 23 мс.

На рис. 1 приведены результаты коррекции статических aberrаций ВФ, вносимых вторым зеркалом. При коррекции статических aberrациях эффективность компенсации искажений волнового фронта равна 0.990.

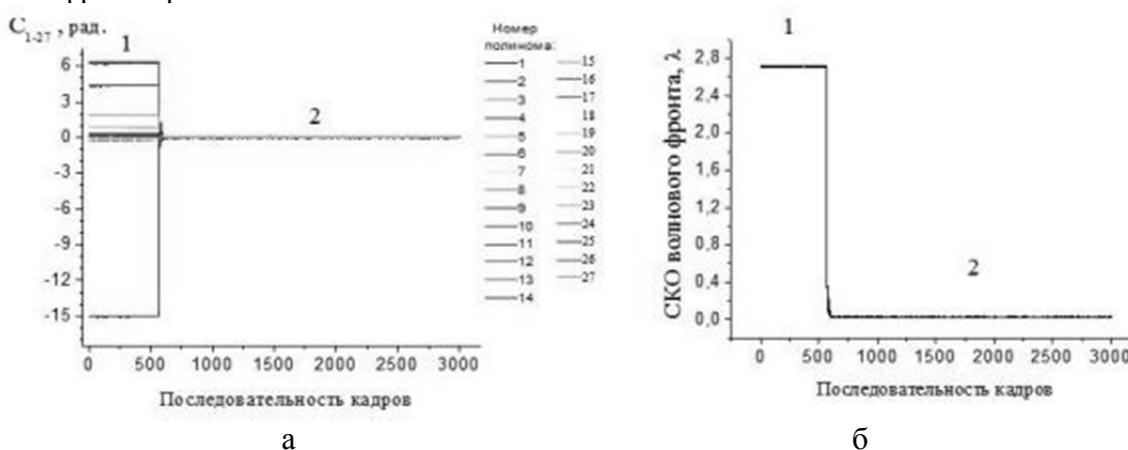


Рис. 1. Коэффициенты разложения по 27-и полиномам Цернике aberrаций ВФ и среднеквадратическое отклонение ВФ от плоскостности.
1 – без управления, 2 – при управлении

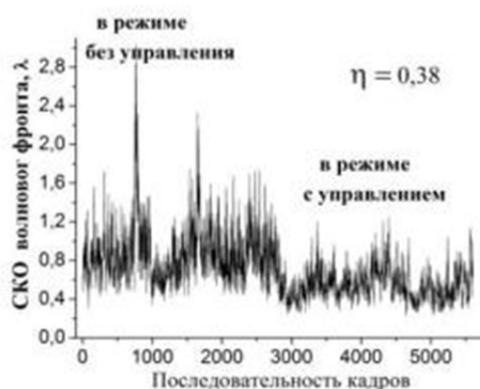


Рис. 2. Отклонение от плоскостности волнового фронта излучения в режимах разомкнутого и замкнутого контура управления АОС (с 3000 кадра) при коррекции атмосферных aberrаций

Эффективность коррекции ВФ оценивалась величиной $\eta = (\langle SKO ВФ_1 \rangle - \langle SKO ВФ_2 \rangle) / \langle SKO ВФ_1 \rangle$, где $\langle SKO ВФ_1 \rangle$ и $\langle SKO ВФ_2 \rangle$ - усреднённые по времени среднеквадратические отклонения ВФ от опорного в режиме без коррекции и после подачи сигналов управления. При коррекции атмосферных искажений волнового фронта эффективность работы системы резко снижалась до $\eta = 0.38$ (рис.2).

Испытания деформируемого зеркала DM2-100-31 на лабораторном макете АОС показали, что относительно статические aberrации компенсируются с достаточной точностью, а именно

СКО волнового фронта уменьшаются почти 100 раз. Соответственно, проверка работоспособности зеркала DM2-100-31 при совмещении двух функций, а именно управление общими наклонами внешним кольцом электродов, находящимся вне световой апертуры, и компенсации aberrаций выше первого порядка электродами на световой апертуре, подтверждает возможность реализации одноконтурных АОС. Для реализации более эффективной одноконтурной адаптивной системы, компенсирующей атмосферные искажения волнового фронта необходимо использовать корректор, прежде всего с малой инерционностью электродов зеркала. Таким образом, проведенные наблюдения показали, что раздельное управление одним гибким зеркалом имеет некоторые преимущества, что не позволяет отказаться от общей концепции использования раздельного способа компенсации общих и локальных наклонов. Учитывая сезонную изменчивость качества астрономического видения для отдельных видов работ, раздельное использование компенсаторов имеет определенные преимущества.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда грант № 15-19-20013.

1. Л.В. Антошкин, Н.Н. Ботыгина, О.Н. Емалеев, П.Г. Коваadlo, П.А. Коняев, В.П. Лукин, А.И. Петров, А.П. Янков, *Оптика атмосферы и океана*, **15**, №1, 1027-1030, 2002

2. Л. В. Антошкин, Н. Н. Ботыгина, О. Н. Емалеев, В. М. Григорьев, П. А. Коняев, В. П. Лукин, П. Г. Коваadlo, В. И. Скоморовский, А. П. Янков, *Автометрия*, **39**, 5, 77, 2003

3. Л.В. Антошкин, Н.Н. Ботыгина, О.Н. Емалеев, П.Г. Коваadlo, П.А. Коняев, В.П. Лукин, В.В. Лавринов, *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 12. 1077-1082, 2005

4. Л.В. Антошкин, Н.Н. Ботыгина, О.Н. Емалеев, П.Г. Коваadlo, П.А. Коняев, В.П. Лукин., Копылов Е.А., В.И. Скоморовский, В. М. Григорьев, В.Д. Трифонов, С.А. Чупраков, *Труды XVII Международного симпозиума "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы"*, В203-В206, 2011

5. Ботыгина Н.Н., Коваadlo П.Г., Копылов Е.А., Лукин В.П., Туев М.В., Шиховцев А.Ю. *Оптика атмосферы и океана*, **26**, 11, 942-947, 2013

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ДОЭ, СОГЛАСОВАННЫЙ С СОБСТВЕННЫМИ ФУНКЦИЯМИ ДВУКРАТНОГО ФИНИТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ХАНКЕЛЯ

Кириленко М.С.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика

С.П. Королёва, Самара, Россия

ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара,

Россия

Рассмотрены собственные функции двукратного финитного преобразования Ханкеля, представляющие собой радиально-вихревые пучки. На основании их ортогональности был рассчитан анализатор для разложения входного поля по ним.

Понятие коммуникационных мод[1] широко изучается и применяется в оптике на протяжении нескольких последних десятилетий. В общем случае в системах, где прохождение светового пучка может быть описано линейным интегральным оператором, коммуникационные моды могут быть найдены. В случае ограниченных пределов интегрирования (сигнал на входе системы ограничен) задача может быть сведена к проблеме собственных значений и собственных векторов линейной алгебры.

Коммуникационные моды представляют собой независимые каналы связи, которые могут быть разделены с помощью соответствующего им многоканального дифракционного оптического элемента (ДОЭ). В данной работе рассматривается расчёт собственных функций двукратного финитного преобразования Ханкеля, а также расчёт многопорядкового ДОЭ, позволяющего анализировать входное поле на наличие в нём тех или иных собственных функций.

В качестве изображающей оптической системы рассматривается конфокальная система из двух линз, ограниченная как в объектной, так и в спектральной областях (Рис. 1). Оператор распространения, построенный на ограниченных преобразованиях, переводит оптический сигнал на апертуре в световое распределение в наблюдаемой области[2].

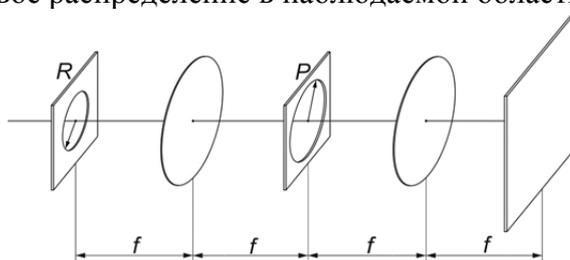


Рис. 1. Схема оптической установки

В качестве входных пучков рассматриваются радиально-вихревые поля, для которых прохождение через систему может быть описано финитным преобразованием Ханкеля порядка m :

$$F(\rho, \theta) = \frac{2\pi}{i^m} \int_0^R f(r) J_m(2\pi r \rho) r dr \cdot \exp(im\theta). \quad (1)$$

Тогда прохождение через две линзы будет выражаться с помощью двойного финитного преобразования Ханкеля:

$$H(r, \varphi) = \frac{kP}{2\pi f} \int_0^R L(r, \rho; m, P) f(\rho) \rho d\rho e^{im\varphi} = H(r) e^{im\varphi}, \quad (2)$$

$$L(r, \rho; m, P) = \int_0^{2\pi} \frac{J_1\left(\frac{kP}{f} \sqrt{r^2 + \rho^2 + 2r\rho \cos \theta}\right)}{\sqrt{r^2 + \rho^2 + 2r\rho \cos \theta}} e^{im\theta} d\theta.$$

Таким образом, обобщен результат, который был получен ранее для радиально-симметричных пучков[3].

Для численного расчёта собственных мод системы необходимо оператор (2) представить в виде матрицы и найти её собственные векторы. Пример собственной моды для $m = 3$ представлен на рисунке 2.

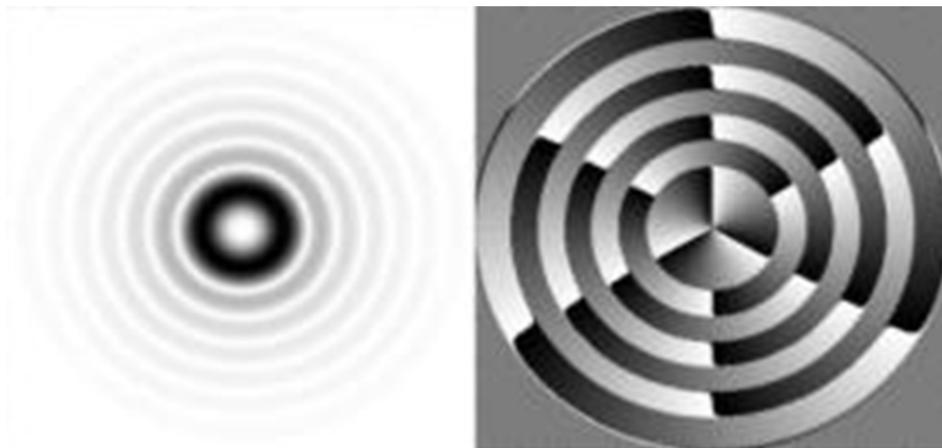


Рис. 2. Пример собственной моды системы: амплитуда и фаза

Многопорядковый анализатор[4] будет представлять собой суперпозицию комплексно-сопряжённых базисных функций с соответствующими параметрами сдвига, чтобы расположение изображений на выходе анализатора соответствовало схеме на рисунке 3.

| | | | |
|------|------|------|------|
| | 2, 0 | 2, 1 | |
| 3, 0 | 1, 0 | 1, 1 | 3, 1 |
| 3, 2 | 1, 2 | 1, 3 | 3, 3 |
| | 2, 2 | 2, 3 | |

Рис. 3. Расположение собственных мод в различных порядках. Число в ячейке (n, m) означает, что данная зона отвечает собственной функцией с номером n с вихревой составляющей порядка m

Амплитуда и фаза полученного ДОЭ приведены на рисунке 4.

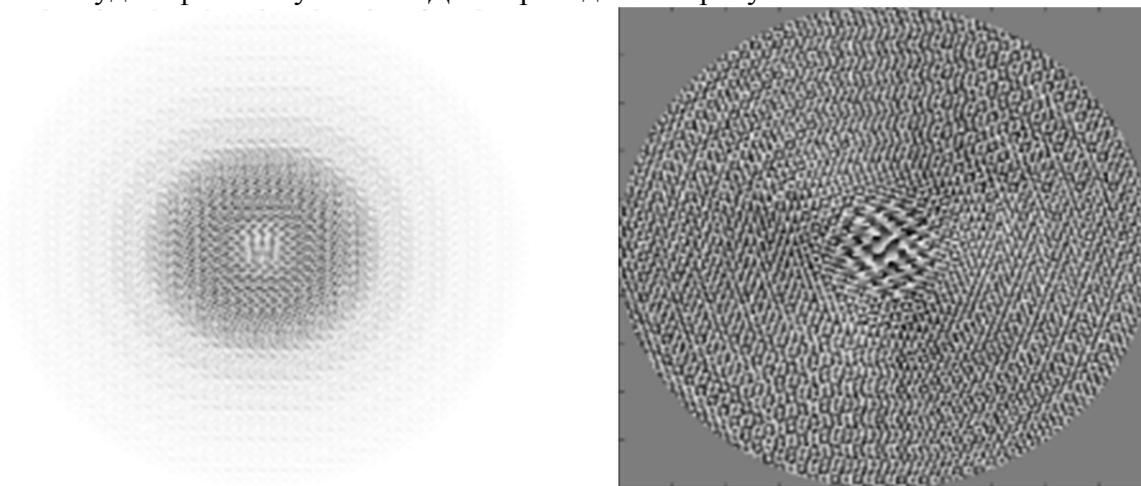


Рис. 4. Многоканальный дифракционный оптический элемент: амплитуда и фаза

В качестве входного пучка рассматривается суперпозиция мод[5] с номерами (1, 1), (1, 2) и (2, 3) (Рис. 5).



Рис. 5. Анализируемое поле

Входное поле, пройдя через многоканальный ДОЭ и линзу, в фокальной плоскости представляет собой разделённые по дифракционным порядкам пучки света, как показано на рисунке 6.

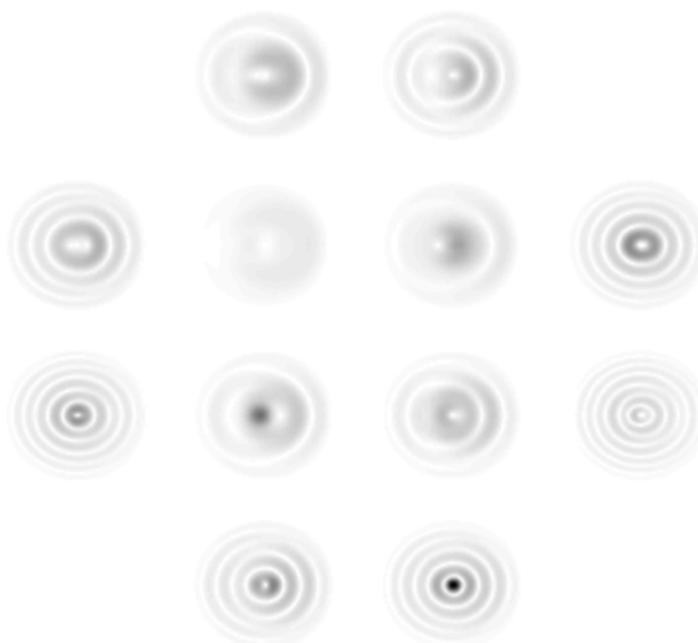


Рис. 6. Результат селекции входного пучка и анализатора: амплитуда в выходной плоскости

Как видно из рисунка 6 и схемы на рисунке 3, пики интенсивности достигаются в центрах пучков с номерами (1, 2) и (2, 3), а в области, соответствующей пучку (1,1), пик заметен значительно хуже; убедиться в его наличии можно с помощью компьютерных вычислений.

Таким образом, мы получили номера только тех мод, которые и были во входном пучке, т.е. смогли их распознать. Этим мы показали, что были получены новые наборы ортогональных функций, которые, к тому же, имеют ограничения в пространственной и спектральной плоскостях.

1. D.A.V. Miller, *Appl. Opt.*, **39**, No.11, 1681-1699, (2000).
2. P. Martinsson, P. Ma, A. Burvall, A.T. Friberg, *Optik*, **199**, No.3, 103-111, (2008).
3. М.С. Кириленко, С.Н. Хонина, *Компьютерная оптика*, **38**, № 3, 412-417, (2014).
4. S.N. Khonina, A.A. Almazov, *Proc. SPIE*, **4705**, 30-39, (2002)
5. В.А. Сойфер, В.В. Котляр, С.Н. Хонина, *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, **35**, № 6, 1368-1432 (2004)

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КРАСИТЕЛЕЙ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ БУМАГИ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ НАРУШЕННОГО ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Фатхуллина Д.Г.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе рассмотрены результаты исследования характера распределения красителей в поверхностном слое бумаги методом спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения. В эксперименте использована установка, собранная на базе монохроматора МДР-204. Особенность измерительной схемы состоит в применении в качестве приемника излучения камеры высокого разрешения и сохранении информации в виде пакета изображений.

При исследовании поверхности бумажных документов широко используется метод оптической когерентной микроскопии (см. [1]). Данный метод пригоден для анализа распределения различных веществ на бумажном носителе и определения особенностей проникновения красящих веществ в приповерхностную область. Практическую значимость имеют исследования направленные на изучение микроструктуры бумаги в области ее контакта с красителями, например, для решения ряда задач в криминалистической диагностике документов.

При проведении исследований методами оптической когерентной микроскопией важна информация о поглощающих свойствах красителей надписей, нанесенных на слой бумаги. Эти оптические характеристики влияют на глубину проникновения зондирующего излучения при регистрации томограммы, что в свою очередь сказывается на качестве получаемого изображения. Для выбора источника излучения и диапазона длин волн, в котором необходимо выполнять диагностику документов, нужно знать не только спектральные характеристики исследуемого красителя, но и иметь информацию о его толщине.

Изучение и анализ поверхностных свойств материалов и тонких пленок традиционно выполняется методом спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Метод спектроскопии НПВО позволяет изучать оптические свойства различных веществ, а также оценивать толщину поверхностных покрытий и тонких пленок.

Настоящая работа является продолжением предыдущих работ (см. [2],[3]) и посвящена результатам исследования характера распределения различных красителей в поверхностном слое бумаги. Для решения данной задачи был собран спектральный комплекс на базе монохроматора МДР-204, включающий в себя видеокамеру высокого разрешения в качестве приемника излучения. В ходе исследований была разработана методика регистрации спектров НПВО, изучены оптические свойства ряда красителей и оценена эффективная толщина слоя красителя.

Для эксперимента были подобраны образцы бумаги с различными отражающими свойствами: офисная, матовая и глянцевая типы бумаги. В ходе работы на выбранные образцы бумаги наносились красители, используемые в пишущих инструментах разных цветов, такие как чернила шариковых ручек, чернила для перьевых ручек на водной основе.

В ходе проведения эксперимента была выработана следующая методика измерений:

- регистрация пакета изображений в выбранном диапазоне длин волн в естественном и поляризованном свете в условиях, когда на поверхности рабочей грани измерительной ячейки отсутствует объект исследования;
- нанесение объекта исследования на поверхность элемента НПВО с помощью вспомогательных приспособлений;
- повторная регистрация пакета изображений.

Записанные изображения поверхности несут в себе информацию о величине потока излучения, прошедшего через оптическую схему, и определяются отражающими свойствами на

границе призма-воздух или призма-объект. Исходя из этого, совместная математическая обработка двух пакетов изображений, регистрируемых для случаев отсутствия и присутствия исследуемого объекта на поверхности рабочей грани измерительной призмы позволяет рассчитать спектры коэффициентов отражения, измеряемых в условиях НПВО для каждого пикселя в естественном и поляризованном свете. Особенность предложенной методики предполагает совместную обработку пакетов изображений, что требует использования специального программного обеспечения как на стадии записи пакетов изображений, так и на этапе количественной обработки массива спектров.

При использовании камеры в качестве приемника излучения интенсивность полос поглощения красителя на локальном участке поверхности определяется конкретной толщиной слоя, в то время как при использовании традиционной схемы измерения регистрация спектров НПВО выполняется интегрально по всей поверхности. Обработка видеок кадров позволяет осуществить выбор локального участка на изучаемой поверхности бумаги для исследования спектрального состава красителя.

Рассмотренная методика записи в поляризованном свете спектров нарушенного полного внутреннего отражения красителя, расположенного на поверхности измерительной ячейки, позволила визуализировать его распределение по поверхности, выполнить оценку толщины слоя красителя на основе количественной обработки массива спектров.

Представление данных в виде трехмерной модели наиболее удобно для анализа распределения красителя на локальных участках и может быть рекомендовано для практического применения, например, для выявления областей с максимальной толщиной слоя красителя.

Проведенные экспериментальные исследования продемонстрировали возможность применения камеры высокого разрешения в качестве приемника при регистрации спектров нарушенного полного внутреннего отражения тонких слоев красителя. Результаты исследований рукописных надписей, выполненных чернилами на офисной, матовой и глянцевой образцах бумаги, и визуализация распределения красителя на поверхности бумаги и оценка его толщины представлены в работе (см. [4]). Методика исследования поверхностных свойств объектов также пригодна для изучения кинетики впитывания жидких красителей пористыми бумагами, процессов высыхания красящих пигментов.

1. И.П. Гуров, Е.В. Жукова, Н.Б. Маргарянц, *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, № 3 (79), 40–44, (2012).
2. D.G. Fatkhullina, E.V. Zhukova, *AIP Conf. Proc.*, **1537**, 205-211, (2013).
3. Фатхуллина Д.Г., Жукова Е.В., Маргарянц Н.Б. *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, Т. 16, № 3, 416–421, (2016).
4. Фатхуллина Д.Г., Жукова Е.В., Маргарянц Н.Б. *Сборник трудов IX Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2015»*. СПб: Университет ИТМО, 681–682, (2015).

ПРИМЕНЕНИЕ КВАТЕРНИОНОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ОТРАЖАТЕЛЯ

Хоанг Ван Фонг, И.А.Коняхин

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время зеркальные и зеркально-призмные системы (ЗПС) широко используются как отражатели в оптико-электронных автоколлимационных системах [1]-[3]. Рассматриваются вопросы получения новых свойств ЗПС и методы их анализа. Для расчета параметров ЗПС применяются различные математические методы, одним из которых является кватернионный метод.

Кватернионный метод имеет ряд преимуществ по сравнению с другими способами описания вращательного движения отражателя автоколлимационной измерительной системы, установленного на контролируемом твердом теле.

В работе рассмотрены два варианта анализа отражателя:

- Анализ отражателя с помощью матричного метода.
- Анализ отражателя с применением аппарата кватернионов .

Анализ реализуется на компьютерной модели в технологии MathCad.

В результате моделирования найдена функциональная связь между измеряемыми на матричном анализаторе автоколлиматора величинами составляющих орта отражённых пучков и функциональными параметрами отражателя: углами, задающими положение основного неизменного направления (ОНН) и угла поворота пучка при отражении относительно ОНН. Анализ результатов позволил найти оптимальное по критерию уменьшения погрешности определения функциональных параметров отражателя расположение ОНН. Также установлено, что кватернионный метод более эффективен при решении задач синтеза призмных отражателей, поскольку их действие эквивалентно сложению двух поворотов пучка относительно осей, заданным образом расположенных относительно ОНН. Указанная задача сводится к кватернионному определению параметров конечного поворота твердого тела при сложении поворотов. Применение кватернионов позволяет уменьшить методическую погрешность из-за смены систем координат при расчете параметров отражателя для автоколлимационных измерений.

1. Бронштейн Ю.Л. Крупногабаритные зеркальные системы (контроль геометрии, юстировка). М. : ДПК Пресс, 2013. стр. 480.

2. Бранец В. Н., Шмыглевский И. П. Применение кватернионов в задачах ориентации твердого тела. М. : Наука, 1973. стр. 320.

3. Грейм И.А. Зеркально-призмные системы. М. : Машиностроение, 1981. стр. 125.

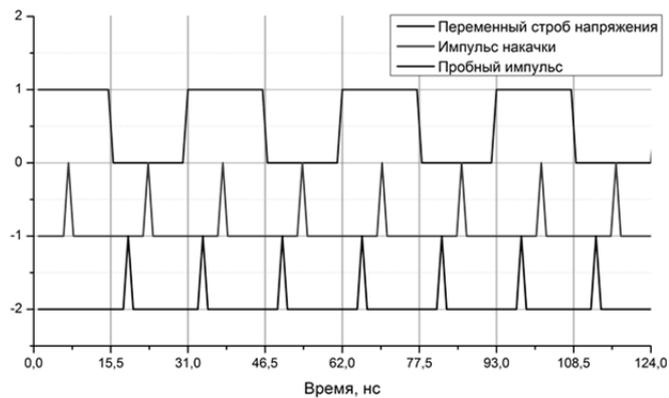


Рис. 2. Принцип генерации и детектирования терагерцового излучения

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что для создания импульсного ТГц приемопередатчика и для реализации данного метода генерации и детектирования терагерцового излучения, необходима синхронизация генератора переменного напряжения с импульсами задающей лазерной системы.

Создание устройства, позволяющего одновременно генерировать и регистрировать ТГц излучения, значительно снизит стоимость схем ТГц спектроскопии, уменьшит количество функциональных элементов терагерцового спектрометра и упростит настройку и юстировку таких систем.

1. Царев М.В. Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами // Учебное пособие. Нижний Новгород: Нижегородский гос. ун-т им. Н. И. Лобачевского (Нац. исслед. ун-т). 2011. 75 с.

2. Zhang X. C., Xu J. Introduction to THz wave photonics. – New York: Springer, **Т. 29**. 2010.

3. Беспалов, В.Г. Фемтосекундная оптика и спектроскопия // С.А. Козлов, В.Н. Крылов, С.Э. Путилин - СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. - С. 167-232.

3. Грачев Я. В., Осипова М. О., Беспалов В. Г. Сравнение электрооптической системы и фотопроводящей антенны, используемых в качестве детекторов импульсного терагерцового излучения, с помощью нового метода определения ширины спектра //Квантовая электроника. – 2014. – **Т. 44**. – №. 12. – С. 1170-1172.

4. Grachev Y., Osipova M., Kuzmina A., Bepalov V.G. Determining the working band of frequencies of a pulsed terahertz spectrometer //Journal of Optical Technology - 2014, **V. 81**, No. 8, pp. 468-471.

5. Osipova M.O., Bepalov V.G., Grachev Y.V. Performance enhancement of terahertz time-domain spectrometry //OSA Technical Digest (online) - 2014, pp. AF4A.5.

6. Tani M., Jiang Z., Zhang X. C. Photoconductive terahertz transceiver //Electronics Letters. – 2000. – **Т. 36**. – №. 9. – С. 1.

7. Busch S. et al. Terahertz transceiver concept //Optics express. – 2014. – **Т. 22**. – №. 14. – С. 16841-16846.

8. Pearce J. et al. Terahertz wide aperture reflection tomography //Optics letters. – 2005. – **Т. 30**. – №. 13. – С. 1653-1655.

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

МЕТОДИКА ОПТИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ МОДИФИКАЦИИ СТРУКТУРЫ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

Старовойтов А.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе показана возможность записи информации оптическим методом в тонкой пленки цианинового красителя за счет необратимого изменения структуры этой пленки без значительной фотодеструкции.

Слои цианиновых красителей получили практическое применение при создании CD-R дисков, где они выполняют роль фоторегистрирующего слоя, в котором с помощью лазерной деструкции записываются биты [1]. Однако, запись информации может осуществляться и без деструкции, а за счет фотоиндуцированных преобразований в структуре молекулярного слоя. Ранее было показано, что под действием резонансного фотовозбуждения в молекулярных слоях цианиновых красителей происходят необратимые изменения компонентного состава и пространственной ориентации молекул [2].

Молекулярные слои цианиновых красителей обнаруживают присутствие нескольких молекулярных форм, поглощающих в разных областях спектра: димеры, *cis*-изомеры, *all-trans*-изомеры и J-агрегаты при переходе от коротких длин волн к длинноволновой части спектра. Фотостимулированная перестройка вызывает падение оптической плотности в коротковолновой области поглощения слоя (димерах) и рост плотности на длинноволновом краю полосы, причем изменения на длинноволновом краю заметно больше. Моноимпульсное облучение в пределах полосы поглощения *all-trans*-изомера с плотностью энергии 30 мДж/см² вызывало увеличение оптической плотности поглощения на длинноволновом краю спектра. Определяющий вклад в изменение оптической плотности в этом диапазоне вносит увеличение концентрации J-агрегатов почти в 3 раза. Фотоперестройка слоя при возбуждении в пределах полосы поглощения *all-trans*-изомера наблюдается для различных режимов возбуждения (свободная генерация, моноимпульс и пачки гигантских импульсов, непрерывное излучение полупроводникового лазера). Наибольшая эффективность соответствует режиму пачки гигантских импульсов, эффективность моноимпульсного возбуждения меньше на ~20%. На основе полученных данных можно предложить оптимальную спектральную область считывания информации – вблизи максимума поглощения *cis*-изомеров. Оптимальный режим считывания изменения поглощения – зондирование линейно-поляризованным излучением с вектором E в плоскости падения (необыкновенный луч) при угле падения $\alpha \geq 50^\circ$. В этом случае оптическая плотность в облученной области в ~ 2 раза меньше, чем в необлученной зоне. Исследования поверхности слоя методами атомно-силовой микроскопии до и после облучения показали выравнивание рельефа, что может быть также использовано для записи поверхностных структур. В необлученной слое существуют четко выраженные неоднородности рельефа, разница в высотах крупных и мелких неоднородностей составляет от 10 до 30 нм. Линейный размер таких неоднородностей по горизонтали – от единиц до десятка микрон. Облучение слоя привело к исчезновению крупных неоднородностей и к выравниванию рельефа: существенно уменьшились как разница в высоте неоднородностей (до 1-3 нм), так и их линейный размер по горизонтали (единицы микрон).

Работа выполнена в рамках НИР № 2350 по государственному заданию № 214/190.

1. M. Barletta, A. Gisario, V. Tagliaferri, *Optics and Lasers in Engineering*, **45**, 208-221 (2007).

2. А.А. Старовойтов, Т.К. Разумова, Е.Н. Калитеевская, В.П. Крутякова, *Оптический журнал*, **81**, 80-86 (2014).

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ВИДИМОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Галкин* Н. Г., Ян** Д.Т.

* Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук, г. Владивосток

** Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск

Рассматриваются основные механизмы видимой фотолюминесценции в видимой области при комнатной температуре.

О наблюдении видимой фотолюминесценции (ФЛ) пористого кремния впервые сообщалось в работе [1]. Работа вызвала незначительное внимание, так как (а) измерения были ограничены до криогенных температур (4,2 К), (б) не было понятно, что излучательные процессы могут происходить эффективно при комнатной температуре и (с) явление было связано с аморфной фазой в материале – известным явлением, которое не было практически реализовано в виде светоизлучающих устройств.

Ситуация изменилась в 1990 году, когда было открыто явление видимой фотолюминесценции пористого кремния при комнатной температуре, которое было объяснено с точки зрения квантово-размерного эффекта в кристаллическом кремнии [2]. В последние 10-15 лет интерес научного сообщества привел к публикации более чем 1500 работ, которые относятся к основным аспектам излучающих свойств пористого кремния. При таком достаточно большом объеме данных, мы сосредоточимся на спектральных свойствах двух основных полос ФЛ, для которого количественные данные существуют, а также основных моделях, предложенных для объяснения этого явления.

Явление видимой фотолюминесценции, которое привлекает в настоящее время большое внимание и имеет важное технологическое значение, можно наблюдать в результате электрохимического травления в растворах плавиковой кислоты (HF) [2], после анодного или химического окисления [6,7], после длительного хранения в атмосферном воздухе [8], а также после ограниченного окисления при повышенных температурах [9]. На рис. 1 представлено сравнение спектрального положения объемного кремния, пористого кремния и полисилана [10]. Главной особенностью излучения пористого кремния является широкий спектральный диапазон для перестройки частоты. Последние данные показывают, что пик может быть настроен от значения запрещенной зоны объемного Si в ближней инфракрасной области [12] в видимом диапазоне до 400 нм [13].

Эффективность ФЛ в красной и желтой области видимого спектра при возбуждении ультрафиолетовым источником является высокой [14], в то время как в синей области проявляется слабо [13]. Интенсивность выхода ФЛ линейно возрастает с плотностью возбуждения до тех пор, пока Оже-эффекты не становятся доминирующими [11]. Видимый выход ФЛ «S-полосы» слабо возрастает при возбуждении в ИК-области [16-18]. Относительная спектральная ширина увеличивается вследствие неоднородного уширения [4], но выход может быть значительно сужен спектрально [19] при использовании интерференционных фильтров и микрорезонаторов (см. разделы 10.2, 12.2). Время затухания сильно зависит от длины волны детектирования, а при заданной длине волны и может изменяться с типом пассивации поверхности (см. разделы 5.1-5.3).

В таблице 1 приведены спектральные характеристики для свежеприготовленного и окисленного материала. Время затухания ФЛ при низких температурах очень мало (~ мс) [23]. При возбуждении поляризованным светом излучение на выходе сохраняет значительную степень поляризации [24].

Спектроскопической особенностью этой полосы является тот факт, что она становится разрешимой только при резонансном фотовозбуждении [25,26].

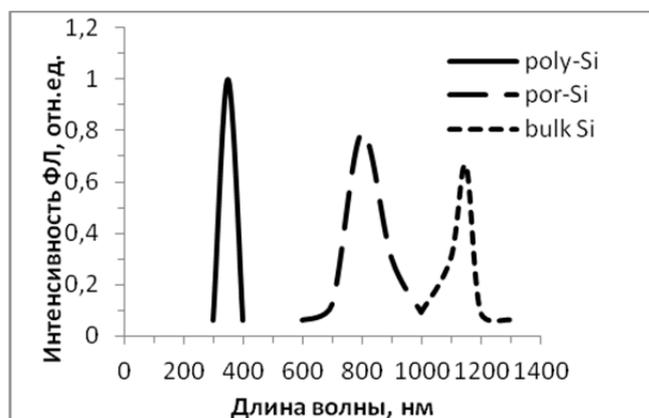


Рис. 1. Сравнительная интенсивность ФЛ кремниевых структур: полисилана – 60-80%, пористого кремния – 1-5% и кристаллического кремния – 10^{-4} %. В различных областях спектра.

Таблица 1. Спектральные характеристики “S-полосы”.

| Свойство | Значения | Комментарии | Ссылки |
|--|--|--|--|
| Диапазон излучения | 400-730 нм 780-860 нм 970-1100 нм | 300 К фотохим. травл. 300 К хим. травл. 4,2 К хим. травл. | [13] [2] [13] |
| Эффективность ФЛ | EQE: 3% IQE: 85% | Внешн. квант. эфф. АОПК (300 К) Внутр. квант. эфф. Si в порист. кремн. (50 К) | [14] [15] |
| Полуширина спектра | ~250 мэВ 100 мэВ 8 мэВ | 300 К мезопористый p ⁻ (80%) 4,2 К мезопористый p ⁻ (55%) 300 К микрорезонаторы ПК | [2] [20] [21] |
| Время затухания ФЛ | 400 нм: < 10 нс 550 нм: 1,5 мкс 5 мкс 6,8 мкс 700 нм: 45 мкс 800 нм: 123 мкс 850 нм: 164 мкс | Фотохим. травление (без окисл.) Свежеприготовленный ПК Анодно окисленный ПК После хранения После хранения После хранения После хранения | [13] [22] [19] [23] [23] [23] |
| Степень поляризации | $P \leq 0.2$ | $P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$ Уменьшается с ростом длины волны детектирования (нерезонансное фотовозбуждение с поляриз. лампой) | [24] |
| Тонкая структура при резонансном возбуждении | Фононы: 56,3±1,1 мэВ 19,5±1,5 мэВ | ПК после длит. хранения: особенности относятся к фононам c-Si | [25] |
| | 135-140 мэВ | ПК после длит. хранения: особенности относятся к Si-O-Si | [26] |

1. C. Pickering, MLJ. Beale, DJ. Robbins, PJ. Pearson, R. Greef *J. Phys. C (UK)* vol.17 (1984) p.6535-52 .
2. LT. Canham *Appl. Phys. Lett. (USA)* vol.57 (1990) p. 1046-8 .

3. L.T. Canham *Phys. Status Solidi B (Germany)* vol. **190** (1995) p.9-14 .
4. A.G. Cullis, L.T. Canham, P.D.J. Calcott *J. Appl. Phys. (USA)* vol.**82** no.3 (1997) p.909-65 .
5. T. Wadayama, S. Yamamoto, A. Hatta *Appl. Phys. Lett. (USA)* vol.**65** (1994) p.1653-5 .
6. F. Muller et al *J. Lumin. (Netherlands)* vol.**57** (1993) p.283 .
7. A. Nakajina, T. Itakura, S. Watanake, N. Nakayama *Appl. Phys. Lett. (USA)* vol.**61** (1992) p.46-8 .
8. T. Maruyama, S. Ohtani *Appl. Phys. Lett. (USA)* vol.**65** (1994) p.1346-8 .
9. V. Petrova-Koch, T. Muschik, A. Kux, BK. Meyer, F. Koch, V. Lehmann *Appl. Phys. Lett. (USA)* vol.**61** (1992) p.943-5 .
10. L.T. Canham *MRS Bull. (USA)* vol.**18** no.7 (1993) p.22-8 .
11. I. Mihalcescu et al *Phys. Rev. B (USA)* vol.**51** (1995) p. 17605 .
12. LH. Libon, C. Voelkmann, V. Petrova-Koch, F. Koch *Mater. Res. Soc. Symp. Proc. (USA)* vol.**452** (1997) p.511-6.
13. H. Mizuno, H. Koyama, N. Koshida *Appl. Phys. Lett. (USA)* vol.**69** (1996) p.3779-81 .
14. J.C. Vial et al *Phys. Rev. B (USA)* vol.**45** (1992) p.14171 .
15. T. Suemoto, K. Tanaka, A. Nakajima *Phys. Rev. B (USA)* vol.**49** (1994) p. 11005 .
16. J. Wang et al *Phys. Rev. Lett. (USA)* vol.**69** (1992) p.2352 .
17. J. Diener, M. Ben Chorin, D.I. Kovalev, S.D. Ganichev, F. Koch *Phys. Rev. B (USA)* vol.**52** (1995) p.R8617.
18. RP. Chin, Y.R. Shen, V. Petrova-Koch *Science (USA)* vol.**270** (1995) p.776 .
19. A. Bsiesy et al *Surf. Sci. (Netherlands)* vol.**254** (1991) p. 195 .
20. L.T. Canham, MR. Houlton, W.Y. Leong, C. Pickering, J.M. Keen *J. Appl. Phys. (USA)* vol.**70** (1991) 422 .
21. L. Pavesi, P. Dubos *Semicond. Sci. Technol. (UK)* vol.**12** (1997) p.570-5 .
22. YH. Xie et al *J. Appl. Phys. (USA)* vol.**71** (1992) p.2403 .
23. P.D.J. Calcott, KJ. Nash, L.T. Canham, MJ. Kane, D. Brumhead *J. Phys., Condens. Matter (UK)* vol.**5** (1993) p.L91 .
24. D. Kovalev et al *Thin Solid Films (Switzerland)* vol.**276** (1996) p.120 .
25. P.D.J. Calcott, KJ. Nash, L.T. Canham, MJ. Kane, D. Brumhead *J. Lumin. (Netherlands)* vol.**57** (1993) p.257.
26. Y. Kanemitsu, S. Okamoto *Phys. Rev. B (USA)* vol.**56** (1997) p.R1696 .

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХЕМОСЕНСОРНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ В ОДНОЙ СРЕДЕ

А.А. Сергеев****, А.Ю. Мироненко**, М.В. Тутов***,
А.А. Леонов****, С.С. Вознесенский*

*Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток,
Россия

**Институт химии ДВО РАН, Владивосток, Россия

***Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

Предложен новый чувствительный элемент люминесцентной сенсорной системы для регистрации ионов металлов в водной среде. На примере ионов серебра, продемонстрирована возможность измерений концентраций от 10^{-7} до 10^{-2} М. Рассмотрены способы повышения чувствительности и избирательности сенсорной системы.

Хорошо разработанные к настоящему времени методы аналитической химии позволяют эффективно определять наличие широкого спектра ионов тяжелых металлов в водных растворах[1]-[3]. Одним из широко используемых методов является использование люминофоров – индикаторов, изменяющих свои люминесцентные свойства в присутствии ионов определяемого вещества (аналита). Однако данный метод, в большинстве случаев, подразумевает проведение исследований в лабораторных условиях, и трудно адаптируем для проведения измерений в условиях реальной среды. В этой связи, является актуальной разработка новых подходов к созданию чувствительных элементов сенсоров и организации сенсорной системы в целом, позволяющей совместить чувствительность аналитических методов с возможностью проведения измерений в реальных условиях.

Среди множества известных на сегодняшний день типов сенсоров для анализа химического состава водных сред, оптические сенсоры, обладающие такими преимуществами, как быстрое время реагирования, хорошая воспроизводимость, высокая помехоустойчивость к электромагнитным полям[4], являются одними из наиболее перспективных[5]-[7]. Полимерные материалы часто используются в качестве матриц для чувствительных добавок в оптических датчиках. В отличие от многих синтетических полимеров, применение которых часто сопряжено с использованием органических растворителей[5], природные пленкообразующие полисахариды являются водорастворимыми, что существенно упрощает процесс их обработки и позволяет реализовать простые экологически чистые технологии изготовления оптических сенсоров с хемочувствительным полимерным слоем. Из-за высокой доступности, низкой стоимости и наличия пленкообразующих свойств, некоторые из природных полимеров можно рассматривать в качестве альтернативы синтетическим в ряде оптоэлектронных приложений.

Для получения сенсорных структур использовался 1% водный раствор высокомолекулярного хитозана (Sigma) в 1% уксусной кислоте. Покрывают наносили на стеклянные подложки размером 2.5x2.5 см методом центрифугирования пленкоформирующего раствора на приборе Laurell WS-400B-6NPP-LITE при угловых скоростях 1000 об/мин. Толщина покрытий, измеренная методом оптической рефлектометрии (Sentech SE500adv), составила порядка 500 нм. После нанесения хитозановые покрытия подвергались температурной обработке при 150°C в течении 10 минут, депротонировались в 3% растворе аммиака и сушились на воздухе.

Синтез индикатора осуществлялся в две стадии. На первой стадии взаимодействием родамина бж с избытком этилендиамина в среде этанола при $t=80^{\circ}\text{C}$, с последующей перекристаллизацией из этанола, был получен лактам родамина бж с выходом 60,63%. Вторая стадия заключалась во взаимодействии лактама родамина бж с ацетилацетоном в среде этанола при $t=80^{\circ}\text{C}$. После перекристаллизации из смеси этанол-гексан получен белый кристаллический продукт с выходом 58,82% (рис. 1).

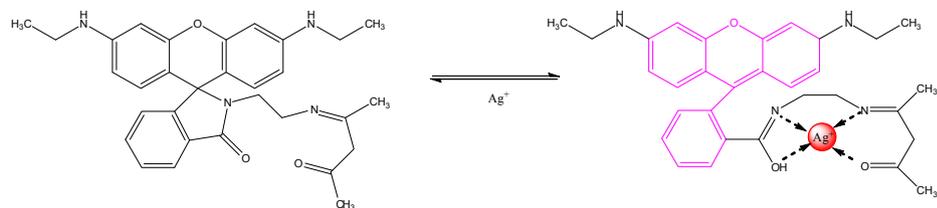


Рис. 1. Структура полученного индикатора в исходном состоянии (слева) и при хелатировании ионов металлов (справа).

Для допирования индикатором, депротонированные хитозановые покрытия погружали в раствор с содержанием компонента 0.05% на 30 минут. После сорбции подложки тщательно промывали деионизированной водой и сушили на воздухе.

Исследования сенсорных характеристик хемочувствительных структур производились с помощью спектрофлуориметра Horiba Fluorolog 3. Требуемый уровень концентрации аналита создавался из предварительно подготовленных калиброванных растворов AgNO_3 и смеси ацетатного буферного раствора и этилового спирта в соотношении 1:1. Значение концентрации аналита определялось соотношением компонентов реакционной смеси.

Спектры люминесценции регистрировались с шагом 1 нм, при времени усреднения 0.1 с. Исследования кинетики формирования сенсорного отклика проводились на максимуме эмиссии комплекса $\lambda = 555$ нм, при длине волны возбуждающего излучения $\lambda = 532$ нм.

На рисунке 2а представлены спектры люминесценции полученных хемочувствительных структур в присутствии ионов серебра различной концентрации, нормированные на интенсивность люминесценции в буферном растворе. Можно видеть, что в исходном состоянии (график 0 М/л, рис. 2а) хемочувствительная структура обладает низкой люминесценцией за счет того, молекула индикатора находится в форме лактама, вследствие чего происходит тушение люминесценции за счет фотоиндуцированного переноса электрона (PET). При хелатировании ионов серебра, цикл лактама размыкается, что препятствует реализации эффекта PET. В результате происходит увеличение интенсивности люминесценции, степень которого пропорциональна концентрации аналита (рис. 2б).

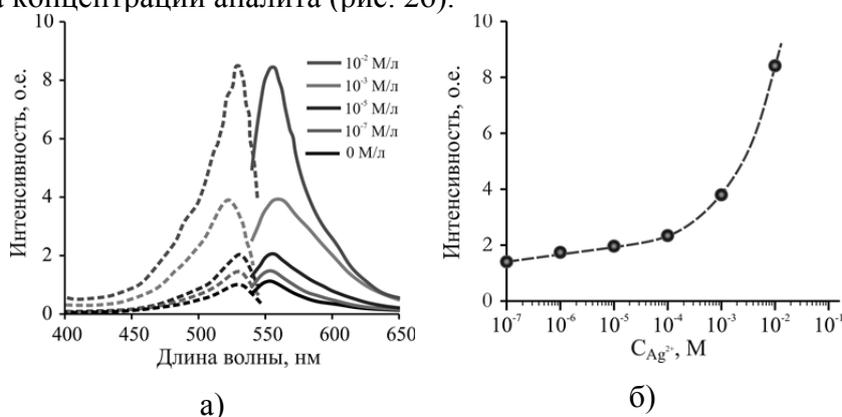


Рис. 2. Зависимость интенсивности люминесценции хемочувствительной структуры от концентрации ионов серебра: а) спектры возбуждения (штриховая линия) и эмиссии (сплошная линия); б) зависимость величины отклика от концентрации аналита.

Проведенные исследования демонстрируют принципиальную возможность регистрации ионов металлов в водной среде спектрофлуориметрическим способом. Ранее[8] нами была продемонстрирована перспективность организации оптической сенсорной системы, в которой в качестве возбуждающего излучения используется не свободно распространяющийся световой поток, а эванесцентное поле направляемого волноводом излучения. Данный подход позволяет качественно и количественно увеличить область взаимодействия излучения с чувствительным слоем и позволит увеличить соотношение сигнал/шум измерительной системы, а, следовательно, и ее чувствительность.

Кроме того, процесс размыкания цикла лактама в присутствии ионов аналита, приводящий к изменению электронного трансфера в молекуле индикатора так же может приводить и к изменению времени жизни люминесценции. Зависимость данного эффекта от природы аналита может быть использована как дополнительный информативный параметр при регистрации сенсорного отклика, в первую очередь направленный на повышение селективности сенсорной структуры.

Исследования характеристик спектров возбуждения и эмиссии хемочувствительных структур в присутствии ионов серебра выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-50-00034). Исследования условий синтеза хемочувствительного компонента, обеспечивающих возможность сорбции ионов металлов в водной среде выполнено за счет гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых № МК-8089.2016.2.

1. L. Prodi, F. Bolletta, M. Montalti, N. Zaccheroni, *Coordination Chem. Rev.*, **205**, 59-83, (2000).
2. Y. Xiao, Y. Cui, Q. Zheng, S. Xiang, G. Qian, B. Chen, *Chem. Comm.*, **46**, 5503-5505, (2010).
3. M.H. Keefe, K.D. Benkstein, J.T. Hupp, *Coordination Chem. Rev.*, **205**, 201-228, (2000).
4. J.M. Corres, F.J. Arregui, I.R. Matías, *Sensor. Actuat. B.*, **122**, 442-449, (2007).
5. J. Courbat, D. Briand, J. Damon-Lacoste, J. Wöllenstein, N.F. de Rooij, *Sensor. Actuat. B.*, **143**, 62-70, (2009).
6. C. Malins, T. Butler, B. MacCraith, *Thin Solid Films.*, **368**, 105-110, (2000).
7. Y. Yang, Y. Ma, W. Yang, *Polym. Advan. Technol.*, **22**, 1042-1048, (2011).
8. A.Yu. Mironenko, A.A. Sergeev, A.E. Nazirov, E.B. Modin, S.S. Voznesenskiy, S.Yu. Bratskaya, *Sensor. Actuat. B.*, **225**, 348-353, (2016)

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СИСТЕМЫ CdS-Ag₂S

Бездетко Ю.С., Ключев В.Г.

ФГБОУ ВПО “Воронежский государственный университет”, Воронеж,
Россия

В данной работе показано, что введение примеси серебра при синтезе квантовых точек (КТ) сульфида кадмия позволяет получить люминесценцию как в видимом, так и в ближнем ИК диапазоне за счет независимого образования КТ CdS и КТ Ag₂S.

С развитием нанотехнологий открываются новые возможности получения и использования материалов на основе нанокристаллов A₂B₆, которые по ряду характеристик превосходят характеристики монокристаллов этих соединений. Эти материалы имеют большой технологический потенциал, так как многие их электрические и термодинамические свойства зависят от их размеров, и, следовательно, могут контролироваться во время технологического процесса. Так, при уменьшении размера наночастицы CdS от 8 до 3 нм, ширина запрещенной зоны увеличивается с 2.5 до 3.3 эВ. Это открывает новые возможности применения оптических свойств наноструктурированного CdS в видимом и ультрафиолетовом диапазоне оптического спектра.

В то время как у моно- и микрокристаллов этого соединения самоактивированная люминесценция весьма слаба, высокая интенсивность классических люминофоров обеспечивается введением в объем примесей таких металлов, как серебро, медь, алюминий, марганец и т.д. В данной работе приведены люминесцентные свойства КТ CdS, синтезированных в присутствии атомов серебра в различном отношении мольных концентраций серебра и кадмия $C_v = v_{Ag} / v_{Cd}$.

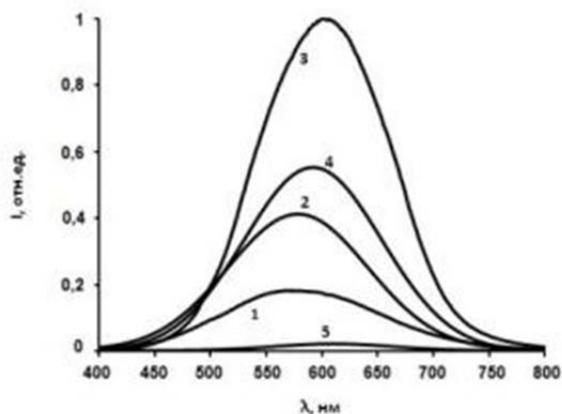


Рис. 1. Спектры люминесценции образцов в видимой области: НК CdS (1), НК CdS с примесью Ag в соотношении мольных долей $C_{Ag} = 10^{-2}$ (2), $2,2 \cdot 10^{-1}$ (3), $4,6 \cdot 10^{-1}$ (4), 1 : 1 (5).

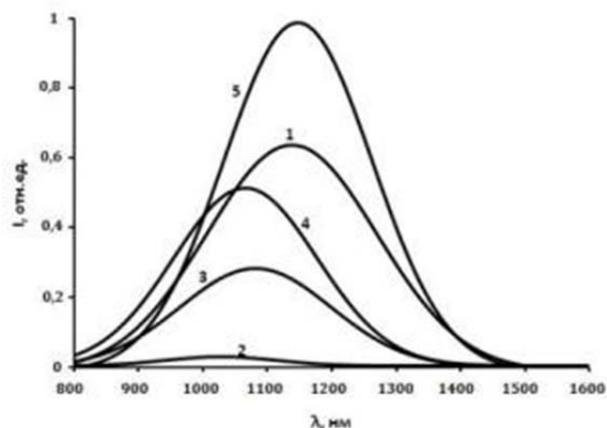


Рис. 2. Спектры люминесценции образцов в ИК области: НК Ag₂S (1), НК CdS с примесью Ag в соотношении мольных долей $C_{Ag} = 10^{-2}$ (2), $2,2 \cdot 10^{-1}$ (3), $4,6 \cdot 10^{-1}$ (4), 1 : 1 (5).

Синтез производился по золь-гель технологии. В реактор, содержащий расплавленную желатину, трехканальным перистальтическим насосом подавались водные растворы растворимых солей CdBr₂, Na₂S и AgNO₃. Образовавшаяся эмульсия поливалась на стеклянные подложки и высушивалась. Получены образцы со следующими значениями C_v : без Ag; 10^{-2} ; $2,2 \cdot 10^{-1}$; $4,6 \cdot 10^{-1}$; 1.

На рис. 1 приведены спектры люминесценции синтезированных образцов в видимой области спектра. При введении в эмульсию раствора азотнокислого серебра ширина спектра люминесценции не изменяется. При значении $C_v = 10^{-1}$ и более максимум спектра сдвигается с $\lambda_{\max 1} = 560$ нм к $\lambda_{\max 2} = 610$ нм.

Анализ спектров поглощения показал, что размер образующихся НК CdS при увеличении C_v практически не изменяется и равен ~ 3 нм. При увеличении C_v в спектре поглощения появляется немонотонность в области $1,6 \div 2,8$ эВ. Полосе поглощения в этом диапазоне соответствует поглощение КТ Ag_2S , полученных независимо.

На рис. 2 приведены спектры люминесценции образцов в ближней инфракрасной (ИК) области спектра. Видно, что с увеличением количества вводимого в эмульсию серебра возрастает интенсивность ИК люминесценции при $\lambda = 1170$ нм. Для сравнения на этом рисунке приведен спектр КТ Ag_2S , синтезированных этим же методом (кривая 1).

Кривая 2 на рис. 3 показывает, что по мере увеличения количества серебра v_{Ag} максимум, соответствующий НК Ag_2S , постепенно увеличивается. А при увеличении C_v от 10^{-2} до 1 в десять раз, интенсивность ИК люминесценции увеличивается более чем в 20 раз.

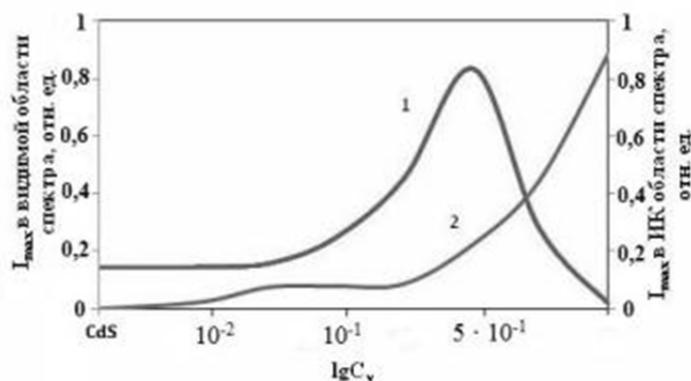


Рис. 3. Зависимость интенсивности в максимуме спектра люминесценции от $lg C_v$ в видимой области спектра (1) и в ИК области (2).

Перечисленные экспериментальные факты позволяют описать процесс образования НК в желатиновой эмульсии следующим образом. При появлении в реакторе одновременно ионов кадмия и серебра протекают несколько процессов. Во-первых, ионы серебра могут попадать в объем растущих КТ CdS и в виде примеси образовывать точечные дефекты, которые увеличивают квантовый выход люминесценции. Во-вторых, они могут вступить в конкуренцию с ионами кадмия в борьбе за соединение с ионами серы. В результате этой конкуренции в эмульсии образуется два вида квантовых точек CdS и Ag_2S . Твердый раствор они образовать не могут, так как их кристаллические решетки принципиально разные (гексагональная у CdS и моноклинная у Ag_2S). При этом возникает люминесценция в ближней ИК области спектра, за которую ответственны КТ Ag_2S .

Таким образом, варьируя концентрацию примеси серебра при синтезе КТ CdS, можно получать образцы имеющие две полосы люминесценции: в видимой области – полосу люминесценции КТ CdS, а в ближней ИК области – полосу люминесценции КТ Ag_2S .

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА САМООРГАНИЗОВАННЫХ НАНОСТРУКТУР ИНДОТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ

Белько Н.В., Гусаков Г.А.*, Самцов М.П.*, Тарасов Д.С.*

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

*НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ, Минск, Беларусь

Описывается получение самоорганизованных наноструктур на основе индотрикарбоцианинового красителя простым методом перекристаллизации. Исследуются оптические свойства наноструктур как в растворах, так и на подложках по спектрам поглощения и люминесценции, изучается морфология наноструктур с помощью электронной микроскопии.

Наноструктуры на основе малых органических молекул обладают свойствами, которые могут найти множество полезных применений при изготовлении элементов молекулярной электроники, транзисторов и лазеров нанометровых масштабов, нелинейных сред, биологических меток и других объектов[1].

С точки зрения образования наноструктур полиметиновые красители занимают особое положение среди органических соединений[2]. Полиметиновая цепь обладает высоким значением поляризуемости, благодаря чему молекулы полиметиновых красителей в растворах испытывают сильные дисперсионные взаимодействия между собой и, как следствие, склонны к самоорганизации и формированию наноструктур.

В данной работе сообщается о самоорганизации молекул индотрикарбоцианинового красителя (ИТКЦК) в растворах вода-этанол и вода-ацетон и образовании наноструктур. Актуальность исследования обусловлена тем, что данный краситель является представителем полиметиновых красителей и его наноструктуры могут обладать полезными свойствами.

Наноструктуры получали с помощью простого метода перекристаллизации[3]. Это было возможным благодаря тому, что ИТКЦК нерастворим в воде, но хорошо растворим в таких растворителях как этанол и ацетон. Сначала приготавливали концентрированные растворы красителя в этаноле либо ацетоне. Далее некоторое количество концентрированного раствора добавляли в воду, которая была в избытке. Изменение цвета растворов свидетельствовало о самоорганизации молекул красителя и формировании наноструктур.

При низких концентрациях ИТКЦК (0,5-2,5 мкМ) в растворах этанол-вода проявлялась широкая полоса поглощения в области 600-800 нм. Аналогичная полоса присутствует и в спектрах поглощения раствора красителя в этаноле. Формы полос близки, однако они сдвинуты друг относительно друга. Спектры поглощения с течением времени не изменялись. Известно, что данная полоса обусловлена поглощением мономеров, а также агрегатов низких порядков (димеры, тримеры) красителя[4], однако при низких концентрациях красителя вклад агрегатов незначителен.

Для более высоких концентраций красителя (2,5-5 мкМ) растворы в воде-этаноле после приготовления имели изумрудно-зеленую окраску, затем они постепенно становились прозрачными и после розовыми. Данное изменение проявлялось в спектре поглощения в виде возникновения узкой полосы поглощения с максимумом вблизи 515 нм полушириной около 20 нм, оптическая плотность которой постепенно увеличивалась. Одновременно с этим происходило уменьшение оптической плотности и заметная деформация упоминавшейся ранее широкой полосы в длинноволновой области, поглощение в которой обусловлено наличием мономеров и агрегатов низких порядков красителя. Можно видеть, что в спектре между двумя полосами наблюдалась изобестическая точка (с точностью 5-10 нм). Важно отметить, что в процессе деформации длинноволновой полосы поглощения оптическая плотность быстрее падала на ее коротковолновом краю. Постепенно значения оптической плотности в обеих полосах переставали изменяться, постоянные значения устанавливались через 60-120 минут после приготовления раствора, причем данное время зависело от концентраций как красителя, так и этанола (рис. 1 а).

Новая коротковолновая полоса поглощения в спектре была отнесена к образующимся в растворах наноструктурам. Характер деформации длинноволновой полосы поглощения, а также наличие изобестической точки позволяют утверждать, что строительным блоком для наноструктур являются не мономеры, а агрегаты низких порядков красителя.

Растворы ИТКЦК в воде-ацетоне меняли свою окраску за время порядка 1 секунды после приготовления. Как и в случае растворов в воде-этанолу, изменение окраски сопровождалось появлением узкой коротковолновой полосы поглощения на 515 нм. Оптическая плотность полосы уменьшалась при увеличении концентрации ацетона (рис. 1 б). Данный эффект подтверждает предположение о формировании наноструктур ИТКЦК: при низких концентрациях ацетона в растворе существуют малые объемы, где молекулы красителя присутствуют в высокой концентрации на границах раздела ацетон-вода, что повышает вероятность самоорганизации; при повышении концентрации ацетона влияние границ раздела уменьшается.

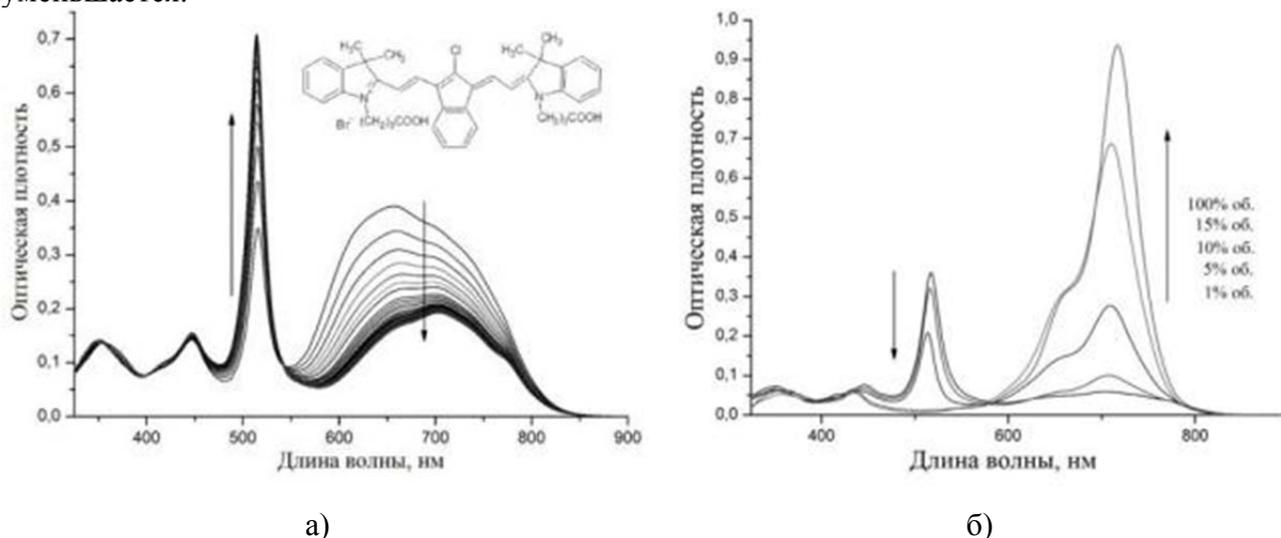


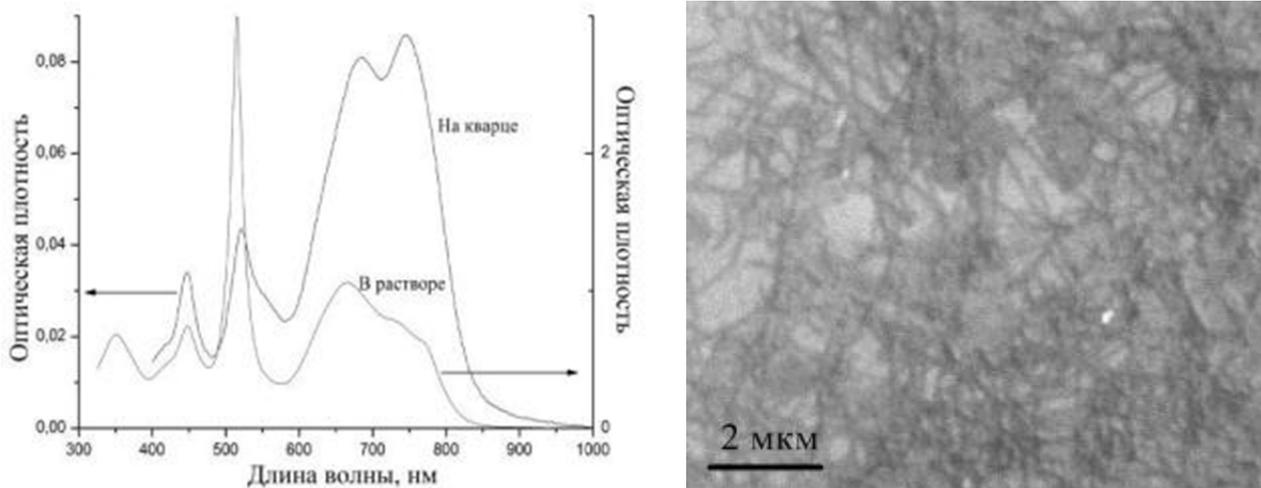
Рис. 1. а) Изменение спектра поглощения ИТКЦК в воде-этанолу со временем (5 мкМ красителя, 5% об. этанола), структурная формула ИТКЦК, б) Спектр поглощения ИТКЦК в воде-ацетоне в зависимости от концентрации ацетона (5 мкМ красителя)

Спектры люминесценции и возбуждения люминесценции показали, что наноструктуры ИТКЦК, характеризующиеся полосой поглощения на 515 нм, если и люминесцируют, то настолько слабо, что сигнал невозможно зарегистрировать. Это явление, а также смещение полосы поглощения наноструктур в сторону меньших длин волн относительно полосы поглощения мономеров позволяют сделать заключение о том, что полученные наноструктур представляют собой Н-агрегаты.

Для возможности исследования наноструктур с помощью большего числа методов были созданы их образцы на подложках. Для этого растворы ИТКЦК в воде-этанолу наносили на подложки с помощью микропипетки, после чего растворители испарялись при комнатной температуре.

В спектре поглощения образца на кварцевой подложке также присутствует коротковолновая полоса, однако ее максимум немного смещен по сравнению с полосой поглощения в растворе и расположен на 520 нм (рис. 2 а). Важным результатом является то, что наноструктуры ИТКЦК сохраняются даже после испарения растворителей. Тем не менее, часть из них разрушается, так как оптическая плотность коротковолновой полосы уменьшается по сравнению с оптической плотностью длинноволновой полосы при переходе из раствора на подложку.

Далее была исследована морфология наноструктур ИТКЦК на кремниевой подложке с помощью растровой электронной микроскопии. На микрофотографии (рис. 2 б) видны вытянутые наноструктуры с длиной до нескольких микрометров. В связи с тем, что увеличение недостаточно, по данной микрофотографии невозможно установить толщину наноструктур.



а)

б)

Рис. 2. а) Спектр поглощения на кварцевой подложке в сравнении со спектром исходного раствора ИТКЦК в воде-этанол (10 мкМ красителя, 5% об. этанола), б) Изображение образца на кремниевой подложке в растровом электронном микроскопе

Таким образом, молекулы ИТКЦК в растворах вода-этанол и вода-ацетон самоорганизуются в вытянутые наноструктуры, имеющие свою полосу поглощения на 515 нм. Абсорбционная и люминесцентная спектроскопия показали, что взаимная ориентация молекул в наноструктурах ИТКЦК соответствует Н-агрегации.

1. Y.S. Zhao, H. Fu, A. Peng, Y. Ma, D. Xiao, J. Yao, *Adv. Mater.*, **2008**, №20, 2859-2876, (2008).
2. F. Würthner, T.E. Kaiser, C.R. Saha-Möller, *Angew. Chem. Int. Ed.*, **2011**, №50, 3376-3410, (2011).
3. H. Kasai, H.S. Nalwa, H. Oikawa, S. Okada, H. Matsuda, N. Minami, A. Kakuta, K. Ono, A. Mukoh, H. Nakanishi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, 1132-1134, (1992).
4. M. Levitus, S. Ranjit, *Quarterly reviews of biophysics*, **44**, №1, 123-151, (2011).

ФИЛЬТРУЮЩИЕ ПОКРЫТИЯ НА ОСНОВЕ НАРУШЕННОГО ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Нгуен Ван Ба, Губанова Л.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследованы фильтрующие покрытия, принцип действия которых основан на явлении нарушенного полного внутреннего отражения. Проанализирован метод определения оптимальной структуры фильтрующих покрытий. Определено, что такая структура состоит из трёх слоёв.

В состав широко используемых фильтрующих покрытий входят десятки интерференционных слоёв, которые вызывают трудности в процессе их формирования, к возникновению отклонений в толщинах, формирующих эти покрытия, и, следовательно, к отклонению спектральных характеристик таких покрытий от расчётных. В настоящее время актуальной является задача создания нового типа узкополосных фильтрующих покрытий, работа которых может быть основана на явлении нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Исследование данного явления изложено в работах [1]-[2].

Создание узкополосных фильтрующих покрытий часто базируется на принципе действия интерферометра Фабри-Перо, который образован двумя полупрозрачными зеркалами, расположенными параллельно друг другу на некотором расстоянии. Очевидно, что узкополосные фильтрующие покрытия на основе НПВО должны содержать в себе, как минимум, три интерференционных слоя. На рис.1 показана типичная структура рассматриваемых покрытий. Здесь α_0 – угол падения излучения на интерференционную систему; n_0, n_m – показатели преломления обрамляющих интерференционную систему сред; n_1, n_2, n_3 – показатели преломления плёнообразующих материалов, из которых изготовлены слои, и Z_1, Z_2 – условные полупрозрачные зеркала.

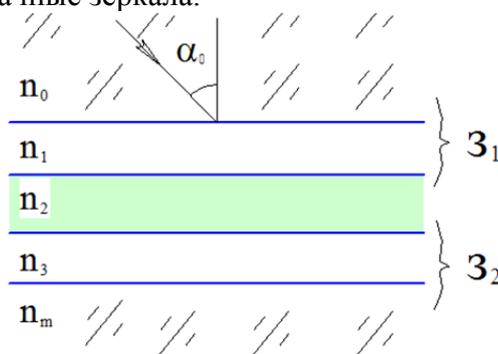


Рис. 1. Схема фильтрующих покрытий на основе НПВО

Условия для работы фильтрующих покрытий на основе НПВО является следующее соотношение между значениями показателей преломления плёнообразующих материалов: значение величин n_0, n_2, n_m – больше, чем у величин n_1, n_3 , а $\alpha_0 > \arcsin(n_1/n_0)$. На границе первого слоя со средой, из которой падает излучение, происходит нарушение полного внутреннего отражения, так как толщина этого слоя сравнима с длиной волны падающего излучения. Коэффициент пропускания фильтрующих покрытий, работающих как интерферометр Фабри-Перо, определяется выражением [3]:

$$T = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos 2\varphi_0 + R_1 R_2}, \quad (1)$$

где R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал Z_1, Z_2 соответственно. φ_0 – фазовая толщина второго слоя, который выполняет роль резонатора Фабри-Перо. Коэффициент пропускания максимален, когда $R_1 = R_2$ и $\cos(2\varphi_0) = 1$ или $\varphi_0 = n\pi$, где $n = 1, 2, 3, \dots$. Тогда пропускание в точке максимума: $T_{\max} = 1$. Как видно из рис.1 первый и третий слои выполняют роль двух полупрозрачных зеркал в интерферометре Фабри-Перо. Коэффициенты отражения этих зеркал

равны между собой, когда показатели преломления слоёв удовлетворяют условиям следующим условиям: $n_1 = n_3$ и $n_2 = n_0 = n_m$.

Энергетический коэффициент отражения двух слоёв, выполняющих функцию зеркала, зеркал принимает вид:

$$R_1 = \frac{(\tilde{n}_0^2 \tilde{n}_1^{-1} \sin \varphi - \tilde{n}_1 \sin \varphi)^2}{4\tilde{n}_0^2 \cos^2 \varphi + (\tilde{n}_0^2 \tilde{n}_1^{-1} \sin \varphi + \tilde{n}_1 \sin \varphi)^2}, \quad (2)$$

где φ – фазовая толщина первого слоя. \tilde{n}_0, \tilde{n}_1 – эффективные показатели преломления среды и первого слоя, соответственно. При падении излучения под углом энергетические коэффициенты отражения на границах раздела сред, которые имеются в интерференционном покрытии, различны для излучения, поляризованного в разных плоскостях, поэтому необходимо рассматривать коэффициент отражения интерференционной системы, состоящей из трёх слоёв, формирующих покрытия отдельно для s- и p- поляризаций. На рис.2 показана спектральная характеристика зеркал.

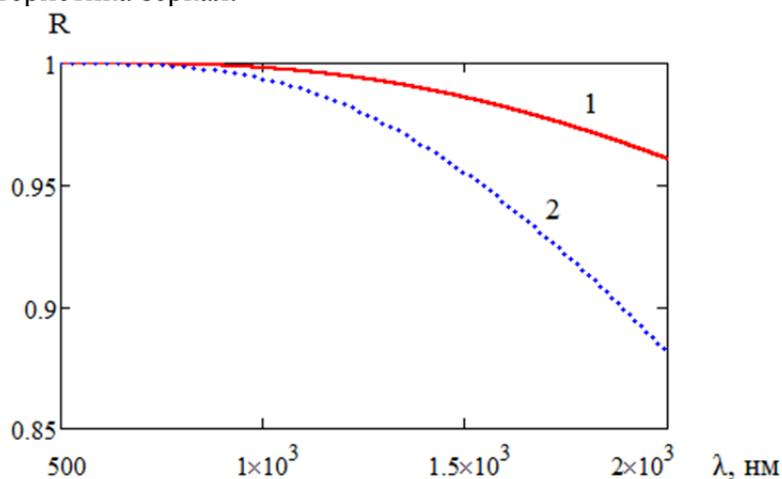


Рис. 2. Спектральная характеристика энергетического коэффициента отражения двух зеркал. Конструкция фильтрующего покрытия: $n_0 = 2, n_1 = 1,38, d_1 = 1515$ нм, $\alpha_0 = 45^\circ$; 1 – для s-поляризации и 2 – для p-поляризации

Как видно из рис.2, однослойное покрытие обеспечивает достаточно высокий коэффициент отражения в рассматриваемой конструкции, причём в узком спектральном диапазоне есть участки, где наблюдается несущественное отклонение значения коэффициента отражения от максимального и отличие отражений для различных поляризаций. Эти особенности позволяют обеспечить выделение узкого спектрального диапазона. Отсюда нетрудно догадаться, что коэффициент пропускания данного фильтрующего покрытия в точке максимума будет высоким при чрезвычайно низком коэффициенте пропускания в точке минимума. Коэффициент пропускания светофильтра минимален, когда $\cos(2\varphi_0) = -1$ или $\varphi_0 = \pi/2 + \pi l$. Пропускание в точке минимума находится из выражения:

$$T_{\min} = \frac{(1 - R_1)^2}{(1 + R_1)^2}. \quad (3)$$

Полуширина пропускания фильтрующих покрытий на основе НПВО может быть определена из следующего выражения:

$$\Delta\lambda_{0,5} = \frac{\lambda^2 (1 - R_1)}{2\pi n_0 d_0 \cos \alpha_0 \sqrt{R_1}}, \quad (4)$$

где d_0 – толщина разделительного слоя (второго слоя). Выражение (4) показывает, что чем больше значение коэффициента отражения зеркал R_1 (оно стремится к единице), тем меньше полуширина светофильтра.

Увеличение толщин первого и третьего слоёв или угла падения излучения приводит к увеличению коэффициента отражения зеркал. Следовательно, регулировать полуширину

фильтра можно изменением толщины этих слоёв или угла падения излучения. Таким образом, фильтрующие покрытия на основе НПВО позволяют получить светофильтры с различной полушириной пропускания.

1. S. Zhu, A.W. Yu, D. Hawley, R. Roy, *Am. J. Phys.*, **54**, 601-607, (1986).
2. P.W. Baumeister, *Appl. Opt.*, **6**, №5, 897-905, (1967).
3. О. Звелто, М.: «Мир», пер. с англ., 3-е, 168-175, (1990).

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ХЛОРИДНОГО ФТР СТЕКЛА

Крыкова В. А., Иванов С. А., Дубровин В. Д., Иванов С. А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе было исследовано хлоридное ФТР стекло с различной концентрацией NaCl. Показано, что голограммы в данном стекле являются амплитудно-фазовыми. Произведена оценка вклада амплитудной и фазовой составляющих в периодическую структуру.

В настоящее время голографические и дифракционные оптические элементы получили широкое распространение в науке и технике, область их применения продолжает стремительно расти благодаря простоте в использовании и совершенствованию объёмных голографических сред. Одним из перспективных материалов для создания таких элементов является фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло. Благодаря отсутствию поглощения в широком спектральном диапазоне, голограммы в ФТР стекле являются чисто фазовыми и могут достигать ~ 100% дифракционной эффективности. Во фторидном ФТР стекле в результате процесса фото-термо-индуцированной (ФТИ) кристаллизации образуются нанокристаллы NaF. Так как, кристаллы NaF обладают меньшим, по сравнению с матрицей стекла, показателем преломления, их рост снижает показатель преломления материала в облученной области, что затрудняет использование фторидного ФТР стекла для создания волноводных структур. С целью получить материал, в котором в результате схожих процессов ФТИ кристаллизации происходит увеличение показателя преломления, было разработано хлоридное ФТР стекло.

В работе было проведено исследование хлоридного ФТР стекла с переменным содержанием NaCl. По составу данный материал отличается от фторидного стекла практически полным отсутствием NaF, наличием NaCl, а также увеличенным содержанием Ag₂O.

Целью данной работы является определение влияния концентрации AgCl на голографические характеристики нового хлоридного ФТР стекла.

Для изучения характера дозовой зависимости модуляции показателя преломления хлоридного ФТР стекла был записан ряд голограмм с экспозициями в интервале от 1 до 30 Дж/см². Процесс термообработки всех образцов производился следующим образом: разогрев образца до температуры в 546 градусов, затем выдержка при заданной температуре в течение 3 часов. После термообработки голограммы измерялись в видимой и ИК области спектра. Предполагалось, что измерения в ИК области позволят абстрагироваться от амплитудной составляющей решетки и измерять только модуляцию показателя преломления. Для определения максимально возможного изменения показателя преломления, время выдержки образцов в термообработочном муфеле увеличивалось с шагом в 3 часа до тех пор, пока в образцах не переставали происходить изменения. Каждый раз, при увеличении времени обработки, образцы устанавливались в предварительно разогретую печь. Помимо измерения в ИК области, для разделения амплитудной и фазовой составляющей, было произведено обесцвечивание образцов, подвергшихся самой продолжительной ТО, с помощью 2 и 3 гармоники Nd:YAG лазера.

В результате исследования был установлен характер дозовой зависимости изменения показателя преломления хлоридного ФТР стекла. Была определена продолжительность процесса термообработки, при которой достигается максимальное значение модуляции коэффициента поглощения и показателя преломления стекла и продемонстрировано влияние концентрации NaCl на эти величины. Так же было показано, что решётки, записанные на этой среде, являются амплитудно-фазовыми. Произведено разделение амплитудной и фазовой составляющих и оценка их вклада в параметр взаимодействия голографической решетки.

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ СТЕКОЛ НА ОСНОВЕ ТЕТРАБОРАТА ЛИТИЯ, АКТИВИРОВАННЫЕ ИОНАМИ V^{5+}

Шавкунова А.Е., Шардаков Н.Т.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Определены оптические постоянные литий-боратных стекол, допированных ионами ванадия. Исследовано влияние рентгеновского излучения на оптические характеристики этих стекол.

Щелочноборатные стекла, активированные ионами редкоземельных и переходных металлов, являются полупроводниками n-типа и в сочетании с другими физическими, химическими и механическими свойствами представляют интерес при разработке различных элементов микро- и оптоэлектроники. Однако сведения об оптических характеристиках подобных стекол немногочисленны и носят разрозненный характер. Лишь эпизодически рассмотрены также вопросы влияния ионизирующих излучений на оптические свойства этих стекол.

Цель данной работы состояла в определении поглощающей способности стекол на основе тетрабората лития, содержащих и не содержащих ионы пентавалентного ванадия. Кроме того, было исследовано влияние рентгеновского облучения на поглощающую способность этих стекол.

Образцы для исследований представляли собой прозрачные диски диаметром 40 мм и толщиной 4 и 8 мм, спектры поглощения которых снимали на спектрометре Helios Delta в диапазоне 315-1100 нм. Содержание оксида ванадия в образцах составляло 0,4, 2 и 4 мас.%. Облучали образцы на рентгеновском спектрометре СРМ-25. В качестве источника излучения использовали рентгеновскую трубку ЗРХВ2 с положительной полярностью на аноде, материал анода - Rh. Напряжение на рубке составляло 40 кВ, ток – 30 мА, время экспозиции – 40 с. Число циклов облучения было равно 6. Спектры поглощения снимали перед облучением и после него.

Необлученные образцы были прозрачны во всем видимом диапазоне. Область фундаментального поглощения стекла $Li_2O \cdot 2B_2O_3$ без добавок начинается с $\lambda \approx 380$ нм (рис.1). Введение оксида ванадия смещает край фундаментального поглощения в длинноволновую область. Облучение приводит к слабому окрашиванию и повышению поглощающей способности стекла. Максимумы поглощения в облученных стеклах наблюдали при 360 и 550 нм (рис.2).

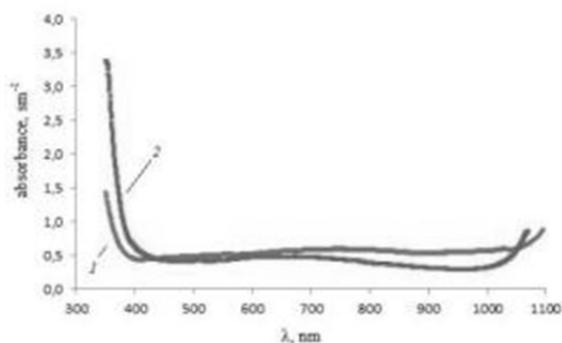


Рис. 1. Спектр поглощения стекол: 1 – $Li_2O \cdot 2B_2O_3$; 2 - $Li_2O \cdot 2B_2O_3:0.04$ мас.% V_2O_5

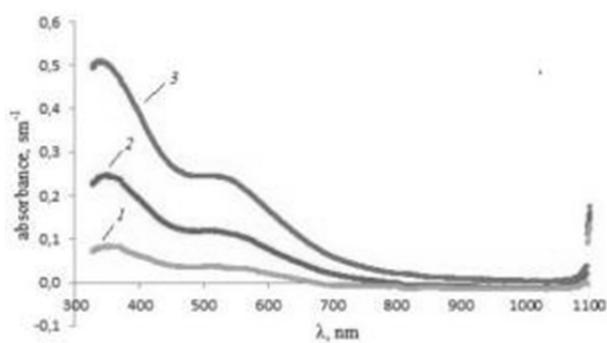


Рис. 2. Приращение поглощающей способности стекла $Li_2O \cdot 2B_2O_3$ после облучения в течение: 1- 80 с; 2 – 120 с; 3- 200 с

СЪЕДОБНАЯ ГОЛОГРАММА – ВОЗМОЖНО ЛИ ЭТО? Торопова А.П., Андреева О.В., Фокина М.И, Санталини И.Ю. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Предложен способ получения рельефно-фазовых голограмм методом формования на съедобном материале, допущенном к производству кондитерских изделий. Продемонстрирована эффективная дифракция лазерного излучения на изготовленных образцах.

Разработки метода изготовления съедобных голограмм на основе различных продуктов (шоколада, сахарного сиропа, меда и лактозы) ведутся со второй половины XX века в США, Мексике и Швейцарии [1-3]. Однако съедобная голограмма как готовый коммерческий продукт не имеет пока широкого распространения на международном рынке. В России публикаций на эту тему не выявлено.

Съедобная голограмма - инновационный способ повышения эстетических свойств кондитерских изделий. Разрабатываемая авторами технология дает возможность нанесения голограммы именно на продукт, а не на его упаковку, тем самым формирует предпосылки для развития нового способа защиты продуктов от подделок.

В работе рассмотрены материалы, допущенные к производству пищевых продуктов, такие как сахар, изомальт и патока. Проведены предварительные эксперименты по получению рельефно-фазовых голограмм на образцах этих материалов. На рисунке приведены картины дифракции лазерного излучения с длиной волны 655нм на голографических решетках в силиконовой матрице (а) и на образцах карамели двух видов (б,в), полученных методом формования.

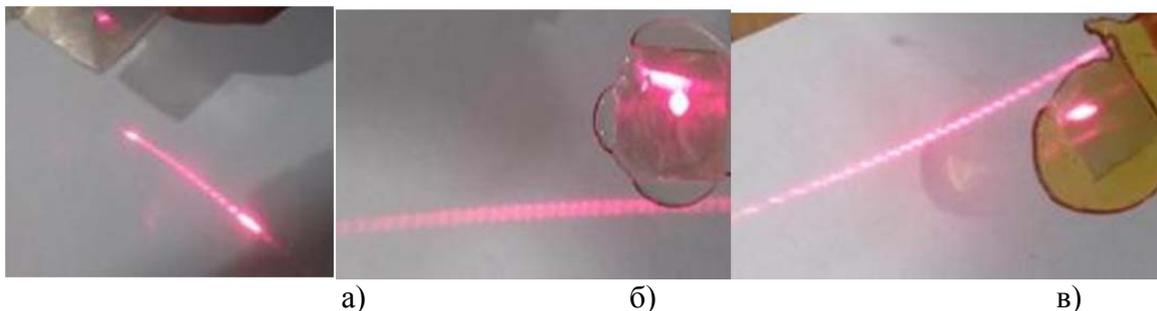


Рисунок. Картина дифракции лазерного излучения $\lambda=655\text{нм}$ на силиконовой матрице (а) и рельефно-фазовых съедобных голограммах (б, в)

Изготовленные рельефно-фазовые голограммы с высокой эффективностью на пищевых продуктах демонстрируют возможность получения «съедобной» голограммы, пригодной для использования в пищевой индустрии.

1. Begleiter, E. Holographic Products. *U.S. Patent 4,668,523*, 6 March 1985.
2. E.L. Ponce-Lee, A. Olivares-Pérez, I. Fuentes-Tapia. Sugar (sucrose) holograms. *Opt. Mater.* 2004, 26, 5–10. 3.
3. www.morphotonix.com

ЗАПИСЬ ЧИРПИРОВАННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ

Ангервакс А.Е., Иванов С.А., Климентьев С.И., Окунь Р.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Предложена, рассчитана и экспериментально апробирована схема записи чирпированных голографических решеток в фототерморефрактивном стекле для длин волн видимого и ближнего инфракрасного диапазона спектра. Определены голографические характеристики чирпированных решеток и их зависимость от условий записи.

В настоящее время голографические оптические элементы играют все более заметную роль во многих областях науки и техники, так или иначе связанных с управлением и/или преобразованием оптического излучения. Рост числа применений таких элементов связан, в первую очередь, с прогрессом в области создания и совершенствования голографических сред. Важную роль среди них играют объемные голографические среды, которые используются для создания спектральных и пространственных селекторов, сверхузкополосных фильтров, внутри- и внерезонаторных брэгговских зеркал для повышения спектральной яркости и термической стабилизации длины волны излучения полупроводниковых лазеров[1], [2].

Для растяжения/сжатия лазерных импульсов, а также для коррекции формы волновых пакетов в волоконных линиях связи используются чирпированные объемные голографические решетки[3],[4]. Такие решетки обладают переменным периодом вдоль одной координаты и обеспечивают выполнение условия Брэгга для разных длин волн в разных ее точках (рис. 1).

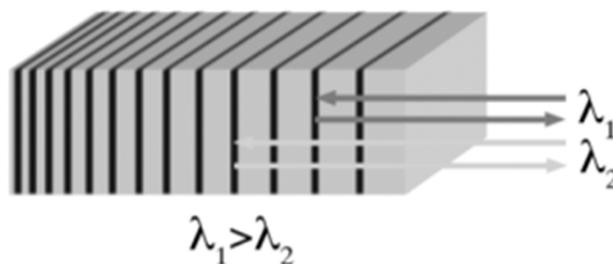


Рис. 1. Чирпированная голографическая решетка

Запись чирпированных решеток должна осуществляться в механически и химически стойких средах, выдерживающих, воздействие мощного непрерывного и импульсного лазерного излучения, обладающих малым коэффициентом линейного расширения и слабой температурной зависимостью показателя преломления. Таким требованиям в достаточной степени отвечают фототерморефрактивные стекла (ФТР-стекла)[5],[6]. Голограммы, записанные в данном материале, обладают высокой стабильностью, не подвержены старению и сохраняют свои свойства при нагреве до 400 °С. Благодаря отсутствию поглощения в видимой области спектра, в ФТР-стеклах можно записывать чисто фазовые объемные высокоселективные голограммы с высоким пропусканием и дифракционной эффективностью.

В настоящей работе был проведен расчет параметров оптической схемы для записи чирпированных голографических решеток в ФТР-стекле, произведенном на кафедре ОТиМ Университета ИТМО. Запись чирпированной решетки с голографической среде производится по пропускающей геометрии двумя когерентными пучками; система из двух линз в каждом из каналов записи формирует требуемую кривизну пучков, при этом один из пучков расходящийся, второй сходящийся[7]. Такая схема обеспечивает формирование параллельных плоскостей голограммы-чирпа по всей ее длине в объеме образца ФТР-стекла (рис. 2). Исходными данными для расчета служили параметры чирпированных решеток: центральная длина волны, ширина спектра, дисперсия, геометрические размеры образца с решеткой. Расчеты выполнены для решеток с центральной длиной волны из видимого (632 нм) и ближнего инфракрасного (1053 нм, 1550 нм) диапазона спектра. При расчете учтены геометрические

размеры и оптические параметры серийно производимых оптических элементов (линз, зеркал, светоделительных пластин). Проведена оптимизация их номенклатуры, в первую очередь линз, позволяющая записывать chirпированные решетки с различными параметрами при наличии ограниченного набора элементов.

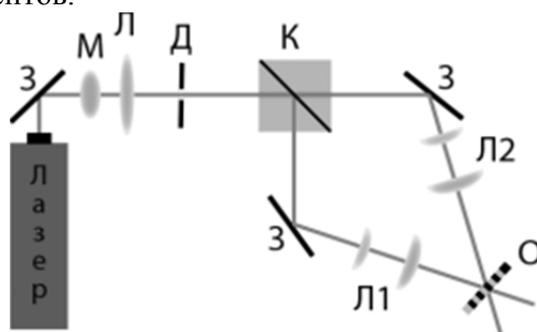


Рис. 2. Оптическая схема записи chirпированных голографических решеток (З – плоские зеркала, М – микробиъектив, Л – линзы, К – светоделительный кубик, О – образец ФТР-стекла)

Экспериментальная схема записи chirпированных решеток собрана на основе гелий-кадмиевого лазера с длиной волны излучения 325 нм на виброизолированной голографической плите. Запись проведена для нескольких значений экспозиции записывающего излучения. Проверка параметров записанных решеток производилась с помощью лазерных источников излучения с перестраиваемой длиной волны.

Полученные результаты позволяют сформулировать требования по усовершенствованию оптической схемы записи chirпированных решеток, а также оптимизировать параметры самой записи голограмм в ФТР-стекле.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки Российской Федерации (идентификатор ПНИЭР: RFMEFI58114X0006).

1. B.L. Volodin, S.V. Dolgy, E.D. Melnik, E. Downs, J. Shaw, V.S. Ban, *Opt. Lett.*, **29**, 1891-1893, (2004).
2. L. Glebov, *Rev. Laser Eng.*, **41**, 684-690, (2013).
3. I. Navruz, A. Altuncu, in *New Trends in Computer Networks*, ed. by F. Alagoz, Imperial College Press, (2005).
4. S. Frankinas, A. Michailovas, N. Rusteika, V. Smirnov, R. Vasilyeu, A.L. Glebov, *Proc. SPIE*, **9730**, 973017-1-973017-6, (2016).
5. L.V. Glebov, *J. Holography Speckle*, **5**, 1-8, (2008).
6. С.А. Иванов, А.И. Игнатьев, Н.В. Никоноров, В.А. Асеев, *Опт. журнал*, **81**, 72-77, (2014).
7. D.-D. Do, N. Kim, O-W. Kwon, J.-W. An, S.-H. Jeon, K.-Y. Lee, *Proc. SPIE*, **6488**, 648814-1-648814-8, (2007).

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ БРОМА НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ И СТЕКЛОКЕРАМИК НА ИХ ОСНОВЕ

Пичугин И.С., Игнатьев А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Разработан ряд фототерморефрактивных стекол с разной концентрацией брома. Исследовано влияние концентрации брома на положение пика плазмонного резонанса наночастиц серебра и изменение показателя преломления после УФ облучения и последующей термообработки.

Фототерморефрактивные (ФТР) стекла являются перспективным материалом для записи объемных амплитудно-фазовых голограмм[1]. Голограммы на ФТР стекле обладают рядом преимуществ, такие как высокая дифракционная эффективность, неограниченный срок хранения, высокая механическая, химическая и термическая прочность. Бром в ФТР стекле играет огромную роль в процессе фототермоиндуцированной кристаллизации[2] и влияет на его спектральные и оптические свойства[3], однако его оптимальные концентрации для максимального изменения показателя преломления облученной области к необлученной не достаточно изучены.

В работе были синтезированы и исследованы ФТР стекла натровоцинкалюмосиликатные системы ($\text{Na}_2\text{O-ZnO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-NaF-NaBr}$), содержащие в составе CeO_2 , Sb_2O_3 и Ag_2O , с концентрацией брома от 0 до 3 мол.%. Стекла синтезировались в воздушной атмосфере при температуре 1450°C в платиновых тиглях. Мешка осуществлялась платиновой мешалкой. Температура стеклования определялась методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) и составила для всех стекол около 470°C . Полученные образцы облучались УФ излучением ртутной лампы и обрабатывались в градиентной печи при температурах от 400°C до 540°C . Спектры поглощения измерялись на спектрофотометре Lambda 650. Показатели преломления измерялись на рефрактометре Аббе ИРФ-454.

В работе показано, что:

- при введении брома в ФТР стекло после термообработки меняется его показатель преломления в УФ облученной и необлученной областях.
- положение пика плазмонного резонанса наночастиц серебра в зависимости от концентрации брома в стекле меняется от 408 нм до 455 нм.
- для стекол с различной концентрацией брома прирост показателя преломления (Δn) составил от 0 до 10^{-3} .

1. Кучинский С.А., Никоноров Н.В., Панышева Е.И., Савин В.В., Туниманова И.В, Оптика и спектроскопия, **70**, № 6, 1296, (1991).

2. С. А. Иванов, А. И. Игнатьев, Н. В. Никоноров, В. А. Асеев, Оптический журнал, **81**, 6, 72-77, (2014).

3. Larissa Glebova, Julien Lumeau, Mikhail Klimov, Edgar D. Zanotto, Leonid B. Glebov, Journal of Non-Crystalline Solids, **354**, 456–461, (2008).

СИНТЕЗ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ Ce:YAG КЕРАМИКИ

Лукьяшин К.Е., Осипов В.В., Шитов В.А., Максимов Р.Н.,

Платонов В.В., Ищенко А.В.*

ФГБУН Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

*ФГАОУ ВО Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина, Екатеринбург, Россия

Впервые в России синтезирована сцинтилляционная Ce:YAG керамика с относительным световыходом, превосходящим монокристаллический аналог и составляющим 32% от эталонного сцинтиллятора CsI-Tl, со временем высвечивания 338 нс.

В работе продемонстрирована технология получения высокопрозрачных керамик на основе алюмоиттриевого граната. Показано, что керамика имеет ряд преимуществ по сравнению с монокристаллами аналогичного химического состава, включая сниженные энерго- и трудозатраты при её получении в условиях отсутствия габаритных ограничений, возможность синтеза керамик с повышенной концентрацией активных центров.

Основное внимание в представленной работе уделяется возможности использования в качестве исходного сырья нанопорошков отечественного производства, синтезируемых методом лазерной абляции. Продемонстрирована необходимость применения в технологии наночастиц данного типа за счёт их малого (~ 15 нм) размера, высокой химической частоты и возможности внедрения редкоземельного элемента в кристаллическую решётку непосредственно в процессе синтеза наночастиц, что на порядок улучшает однородность его распределения, особенно при малых концентрациях.

Впервые в России синтезирована сцинтилляционная Ce:YAG керамика с прозрачностью близкой к теоретической (Рис.). Концентрация ионов церия варьировалась и составляла 0.1, 1, 3, 5 ат.%. Исследованы её оптические, структурные и сцинтилляционные характеристики. Микротвёрдость керамики составляет порядка 14 ГПа, размер кристаллитов порядка 10 мкм. Показано, что относительный световыход Ce:YAG керамики превосходит монокристаллический аналог и составляет 32% от эталонного сцинтиллятора CsI-Tl, а время высвечивания составляет 338 нс. Благодаря возможности использования в любых устройствах с фотодиодной регистрацией и малому времени высвечивания Ce:YAG керамический сцинтиллятор может представлять интерес для ПЭТ-томографии и других подобного рода устройствах.

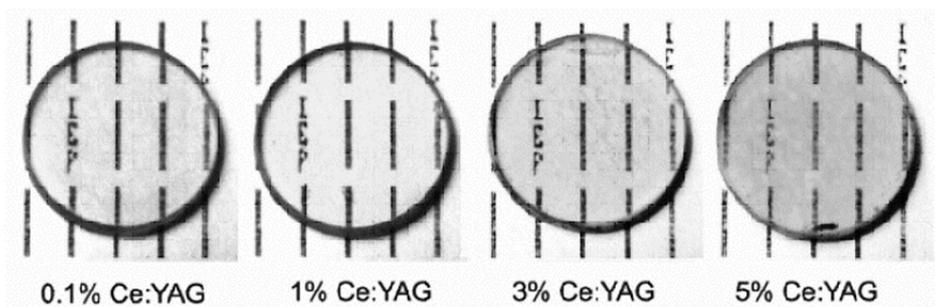


Рисунок. Фотографии синтезированных Ce:YAG керамик с различной концентрацией ионов церия

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ В КАНАЛАХ ХРИЗОТИЛА

Андроникова Д.А., Белотицкий В.И., Кумзеров Ю.А., Калмыков А.Е.,
Кириленко Д.А., Романов С.Г., Сорокин Л.М., Сысоева А.А.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Исследовались образцы хризотила, макроскопически упорядоченные поры которого были заполнены золотом или серебром. Внутренний диаметр каналов хризотила был меньше 5 нм, а длина до одного сантиметра. Наблюдалась сильная зависимость спектров пропускания от поляризации зондирующего света.

Структурные, механические, электрические, магнитные и оптические свойства наноматериалов могут значительно отличаться от свойств объемных образцов. Поэтому исследование наноструктур представляет большой интерес, как с фундаментальной, так и прикладной точки зрения. Существенное различие между оптической длиной и размерами наноструктур является одним из факторов, который не позволяет применять свет во многих приложениях. Данная проблема может быть решена при использовании плазмонов, связанных колебаний света и электронов в металлах. Например, необычные оптические и электрические свойства демонстрируют нанопроволоки металлов. Поэтому в последнее время уделяется много внимания исследованию таких объектов. В частности металлические нанопроволоки могут быть использованы при конструировании метаматериалов, плазмонных волноводов, наносенсоров[1]. Один из способов получения параллельного набора нанопроволок – это их синтез в материалах с параллельными порами. Большой интерес представляет естественный минерал хризотил, т.к. эта матрица может быть макроскопических размеров[2]. Она состоит из нанотрубок, внутренний диаметр которых порядка 5 нм, а наружный около 30 нм. Эти нанотрубки могут быть около 1 см длиной, и они упорядочены в упаковку, близкую к гексагональной. Структурные, электрические, сегнетоэлектрические, магнитные, тепловые и другие свойства нанопроволок в хризотиле были ранее исследованы[2]. Введение металлов в пористые матрицы представляет некоторую сложность, т.к. они (в жидком состоянии), как правило, не смачивают диэлектрики.

Химическая формула хризотила $Mg_3Si_2O_5(OH)_4$. Волокна хризотила формируются из скрученных плоскостей MgO и SiO_2 . Типичное волокно состоит из 12-20 двойных скрученных плоскостей. Хризотил оптически прозрачен в широком спектральном диапазоне, включая интервал от 400 до 1800 нм, который использовался в данной работе. Показатель преломления близок к величине 1,57. Микрофотография среза хризотила, полученная на электронном микроскопе пропускания JEM-2100F, приведена на Рис. 1.

Из фотографии видно, что в ближнем порядке трубки хризотила плотно упакованы. Однако в дальнем порядке хризотил может быть описан, как «аморфно» упакованный. Расстояние между волокнами много меньше длины волны светового излучения видимого диапазона и хризотил, в поры которого введено другое вещество, может рассматриваться, как эффективная среда при его использовании в оптических приложениях, таких, как метаматериалы, оптические датчики-сенсоры и другие. В данной работе исследовался хризотил, каналы которого были заполнены серебром и золотом. Т.к. температуры плавления благородных металлов выше $500^\circ C$, то использовались химические методы для синтеза металлов в порах хризотила.

Процесс заполнения заключался в следующем. В начале, каналы хризотила заполнялись водными растворами солей металлов. Для этого использовались нитрат серебра $AgNO_3$ и тетрахлоаурат(III) водорода $HAuCl_4$. Затем образцы высушивались на воздухе. Восстановление металлов проводилось в потоке водорода при нагревании (до $300^\circ C$) в течение нескольких часов (2-6 ч.). Контроль полноты восстановления осуществлялся анализом состава выходящих газов. При необходимости цикл «пропитка – восстановление» повторялся. Заполнение образцов составляло примерно 5 - 10 % от объема пор. Присутствие металлов

подтверждалось исследованием дифракции рентгеновских лучей. Размеры образцов составляли приблизительно 8 мм вдоль волокон, 3-4 мм перпендикулярно волокнам и 0,5 мм толщиной.

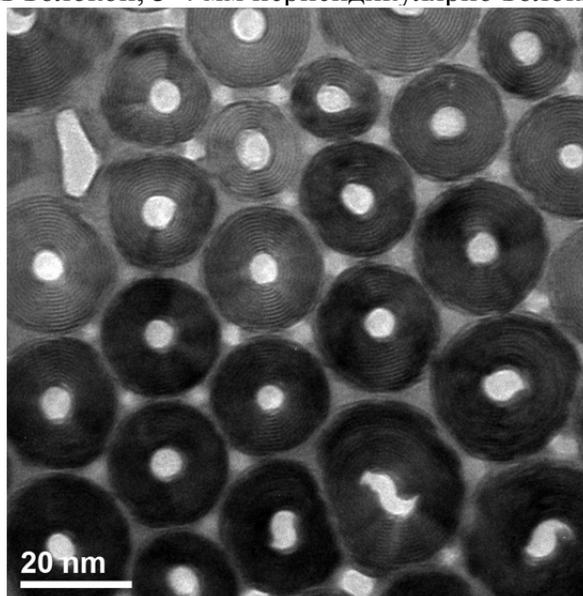


Рис. 1. Микрофотография среза хризотила, полученная на электронном микроскопе пропускания JEM-2100F

Измерения спектров отражения и пропускания проводились в белом свете лампы накаливания. Образец ориентировался так, что его волокна были направлены параллельно или перпендикулярно направлению вектора электрического поля оптического излучения. Далее прошедшее или отраженное излучение направлялось в оптический спектрометр. В диапазоне длин волн 400-1000 нм использовался спектрометр фирмы Ocean Optics QE 65000, а в диапазоне 900-1700 нм NIR 512.

Спектр пропускания хризотила при введении в каналы золота показан на Рис. 2.

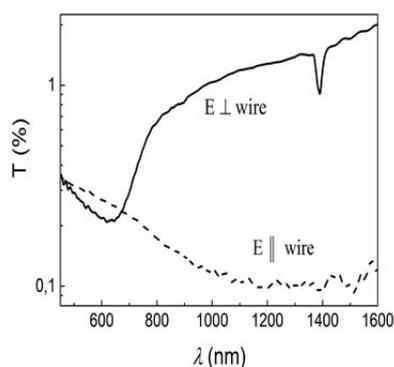


Рис. 2. Спектр пропускания хризотила при введении в каналы золота

Хризотил достаточно прозрачен в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне. Линейные оптические свойства хризотила с незаполненными порами исследовались ранее[3]. Экспериментально было показано, что отношение коэффициентов поглощения для различных поляризаций остается приблизительно одинаковым в используемом оптическом диапазоне и коэффициенты поглощения «чистого» хризотила уменьшаются с увеличением длины волны. Для поляризации оптического излучения, перпендикулярной нанотрубкам, наблюдается увеличение поглощения в области 1400 нм[3]. Этот эффект связан с обертоном продольных колебаний гидроксильной группы.

Спектры оптического поглощения и отражения для золота и серебра были похожи. Из Рис. 2 (для золота) видно, что для поляризации света, перпендикулярной нановолокнам, также, как и в чистом хризотиле наблюдается тенденция уменьшения коэффициента поглощения с

увеличением длины волны. При этом наблюдается два максимума в коэффициенте поглощения в области 630 и 1400 нм. Последний максимум связан с поглощением гидроксильной группы[3]. А второй широкий максимум (~100 нм) можно рассматривать, как резонанс, связанный с локализованным плазмоном[4].

Более неожиданный результат получен при исследовании пропускания в оптическом излучении, которое было поляризовано вдоль нанотрубок хризотила. В отличие от чистого хризотила пропускание значительно уменьшается с увеличением длины волны оптического излучения. Полученные экспериментальные результаты по исследованию пропускания света могут быть качественно объяснены выводами работы[5]. Так излучение, поляризация которого перпендикулярна нанотрубкам хризотила, возбуждает локализованные плазмоны в «голубой» части спектра, а излучение с поляризацией, направленной вдоль каналов возбуждает резонансы в «красной» области спектра. Наблюдаемая разница в длинах волн резонансов связана с взаимодействием металлических наночастиц, которые образуют цепочки в хризотиле.

Для объяснения этого эффекта надо рассмотреть поля, с которыми частички действуют на своих соседей при различной поляризации света. Для поляризации света, перпендикулярной нанотрубкам возвращающая сила увеличивается и наблюдается «синее» смещение резонанса. При поляризации вдоль нанотрубок возвращающая сила уменьшается и при расстоянии между частичками меньше 25 нм частота резонанса может уменьшиться даже в два раза. Если расстояние между частичками имеет большой разброс, то может наблюдаться большой разброс длин волн для продольных плазмонных мод и в результате наблюдается широкий минимум[5]. Приведенные предположения были полностью подтверждены исследованиями используемых образцов рентгеноструктурными и электронно-микроскопическими методами.

Таким образом, в данной работе показано, что нанотрубки хризотила могут быть заполнены металлами, в которых наблюдаются плазмонные свойства. Возможность заполнения нанотрубок хризотила красителями[6] и возможность перекрытия полос усиления красителей и плазмонных резонансов позволяет надеяться на уменьшение эффектов, связанных с затуханием в плазмонных устройствах.

Электронно-микроскопические исследования были проведены на оборудовании Центра коллективного пользования «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях», функционирующего на базе ФТИ им.А.Ф.Иоффе.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (RFBR 15-02-01413).

1. Y. Fang, M. Sun, *Light: Science&Applications*, **4**, e294, (2015).
2. Yu.A. Kumzerov, S.B.Vakhrushev, Nanostructures within Porous Materials in Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology. Ed. by H. S. Nalva (American Sci. Publ., Los Angeles). **8**, 811, (2004).
3. С.Б. Вахрушев, А. Иванов, Ю.А. Кумзеров, А.А. Набережнов, А.А. Петров, В.Н. Семкин, А.В. Фокин, *Физика твердого тела*, **53**, 381-385, (2011).
4. M. Ranjan, T.W.H. Oates, S. Fasko, W. Muller, *Optics letters*, **35**, 2576-2578, (2010).
5. S.A. Maier, M.L. Brongersma, P.G. Kik, H.A. Atwater, *Phys. Rev.*, **В 65**, 193408, (2002).
6. А.А. Старовойтов, В.И. Белотицкий, Ю.А. Кумзеров, А.А. Сысоева, *Оптика и спектроскопия*, **113**, 565-570, (2012).

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНЫХ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Гладских П.В., Гладских И.А., Торопов Н.А., Вартанян Т.А.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы серебряные наноструктуры, полученные методом вакуумного осаждения на поверхность монокристаллического арсенида галлия. Показано, что островковые серебряные пленки снижают отражение подложки в области 350-480 нм. Обнаружен гистерезис проводимости и усиление фототока при подаче напряжения до 10 В.

Плазмонные наноструктуры на поверхности полупроводников активно исследуются в связи с возможностью их применения в тонкопленочных солнечных батареях[1]. Одним из простых и распространённых методов получения плазмонных наноструктур является метод физического осаждения металла в условиях глубокого вакуума. Существенный недостаток данного метода – неконтролируемый разброс по форме и размеру полученных наночастиц. Однако данный метод позволяет получить наноструктуры, обладающие уникальными электрическими свойствами. В частности, целью данной работы было получение поверхностных металлических наноструктур на пороге перколяции.

Пленки серебра на поверхности нелегированного атомарно-гладкого GaAs были получены методом осаждения металлов из паровой фазы с использованием вакуумной установки Kurt J. Lesker PVD 75 при давлении остаточных газов не выше $\sim 10^{-7}$ Торр. Температура подложки изменялась от комнатной до 265 °С. Толщины исследуемых пленок составили от 5 нм до 10 нм.

Как известно, частоты плазмонных колебаний серебряных наночастиц лежат в видимой и ближней инфракрасной области спектра. В связи с непрозрачностью GaAs в данном спектральном диапазоне оптические свойства исследовались по спектрам отражения. Для оценки вклада частиц Ag в отражение были выполнены измерения отражения от поверхности чистого GaAs и GaAs с нанесенной металлической пленкой, после чего была построена их разность. На рис. 1 приведены такие спектры для отожженных пленок эквивалентной толщиной 5 нм, 7,5 нм и 10 нм.

На рис. 1 видно, что серебряные наноструктуры демонстрируют широкий спектр с максимумом на длине волны порядка 887 нм, обусловленный коллективными эффектами отражения света наночастицами.

Очевидно, что отражательная способность пленок возрастает с количеством осаждаемого серебра. В спектральном диапазоне от 900 нм до 1000 нм на образцах с толщиной 7,5 нм и 10 нм наблюдается увеличение отражательной способности. По-видимому, данные пленки имеют структуру близкую к сплошной. В то время как на образце с эквивалентной толщиной серебра 5 нм подобного увеличения не наблюдается из-за малого коэффициента заполнения поверхности арсенида галлия серебром.

Спектр отражения пленок после отжига при температуре 200 °С в течение 2 часов сужался по сравнению с неотожженными образцами. Это связано с изменением морфологии серебряных наноструктур: нерегулярная лабиринтная пленка меняет свою структуру на островковую. При этом островки способствуют эффективному захвату света за счет переотражения и возникновения ближних полей серебряных частиц.

В процессе отжига также наблюдался скачкообразный рост сопротивления при распаде лабиринтной пленки на островковую. Наиболее ярким данный эффект был для серебряной пленки толщиной 7,5 нм, напыленной на поверхность GaAs. Сопротивление самой серебряной пленки составляет ~ 330 Ом, что значительно меньше сопротивления чистого GaAs (~ 11 ГОм). Зависимость тока от напряжения практически линейная, однако с ростом напряжения значительно увеличиваются флуктуации тока. После напыления пленка отжигалась при 100 °С в течении 30 минут. На рис. 2 представлена ВАХ после такого отжига. При малых напряжениях

(нижняя кривая) пленка находится в высокоомном состоянии с сопротивлением ~ 80 МОм. Однако при приложении порогового напряжения 7 В сопротивление пленки уменьшилось более чем на порядок. Дальнейший рост напряжения приводил к небольшому росту проводимости. При уменьшении напряжения (верхняя кривая) ВАХ практически линейна, а сопротивление пленки составляло ~ 1 МОм. После снятия напряжения пленка возвращалась в высокоомное состояние.

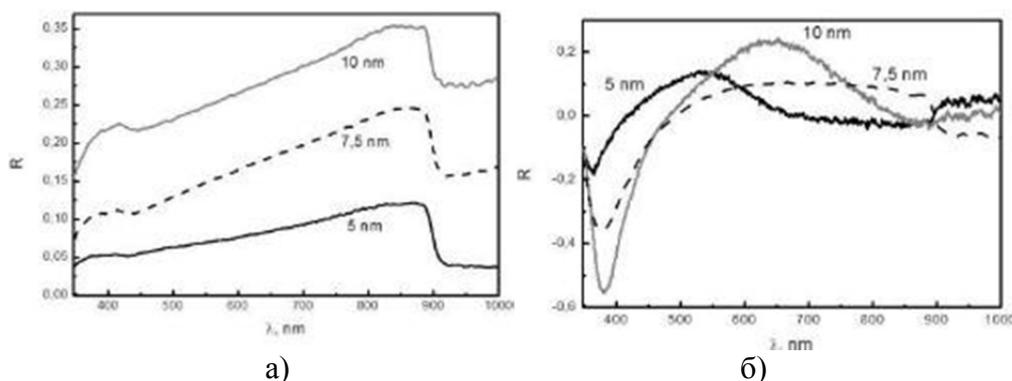


Рис. 1. Разностные спектры отражения, измеренные при угле падения 30° для эпитаксиальных подложек GaAs с различной толщиной серебряной пленки: 5 нм, 7,5 нм, 10 нм: а) после напыления, б) подвергшиеся термическому отжигу при 200°C в течении 2 часов

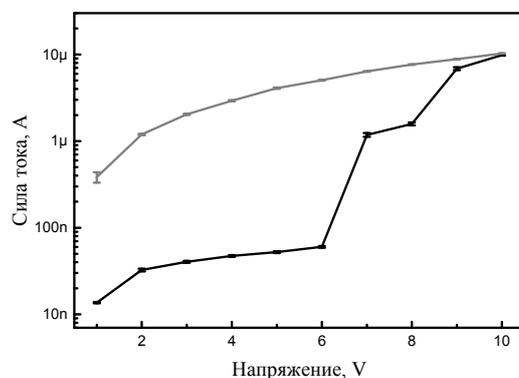


Рис. 2. ВАХ пленки серебра (7,5 нм) на пороге перколяции

Кроме того, в присутствии островковых пленок наблюдались эффекты увеличения проводимости и фотопроводимости.

Таким образом, в работе представлены результаты экспериментального исследования электрических свойств серебряных наноструктур на подложке из арсенида галлия, показана связь морфологии поверхности, оптических и электрических свойств, а также возможность их модификации. Исследуемые пленки серебра толщиной 7,5 нм на пороге перколяции демонстрировали гистерезис проводимости, а также увеличение проводимости и фотопроводимости.

Работа частично поддержана грантами РФФИ (16-32-60028, 16-32-00165, 16-02-00932), грантом Президента РФ (МК-4694.2015.2) и государственным заданием №1230.

1. K. Nakayama, K. Tanabe, H.A. Atwater, Appl. Phys. Lett. **93**, 121904, (2008).

КАЛИЕВО-АЛЮМО-БОРАТНОЕ СТЕКЛО С СЕРЕБРОМ И СУРЬМОЙ – НОВЫЙ ПЛАЗМОННЫЙ МАТЕРИАЛ

Никоноров Н.В., Цехомский В.А., Лихачёв И.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В последнее время боратные стёкла привлекают большое внимание у исследователей. Это можно, прежде всего, объяснить относительно низкой температурой варки этих стёкол, что уменьшает энергозатраты на их изготовление.

С другой стороны, склонность к стеклообразованию у боратных стёкол чрезвычайно велика, что объясняет огромное многообразие составов боратных стёкол. Не говоря даже о том, что чистый борный ангидрид очень сложно получить в кристаллическом состоянии.

Уникальным представителем боратных стёкол являются стёкла системы $K_2O-Al_2O_3-B_2O_3$. На основе этой системы получены магнитооптические стёкла, содержащие нанокристаллы кислородных и сульфидных соединений железа, марганца и хрома, УФ фильтры с резкой границей поглощения, содержащие нанокристаллы $CuCl$. Для стёкол этой системы характерна широкая область стеклообразования [1], наблюдается широкая область ликвации, зависящая от состава стекла. В этих стёклах можно управлять размером и свойствами выделяющихся кристаллических и аморфных агрегатов от кластеров до частиц в несколько десятков нанометров, иногда не реализующихся при обычных технологиях. Всё выше сказанное позволяло предположить, что $K_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ матрица является оптимальным кандидатом для получения стёкол с наночастицами серебра.

Однако решение этой задачи оказалось не такой простой. Прямое введение $AgNO_3$ в стёкла этой системы столкнулось с низкой растворимостью Ag_2O : содержание ≤ 0.15 мол% Ag_2O

приводит к негомогенному выделению Ag_n сразу после выработки. При меньшем содержании Ag_2O и при воздействии рентгеновского излучения наводится интенсивное добавочное поглощение, которое полностью рассасывается при термической обработке. Дополнительное введение в состав стёкол этих Ag -содержащих стёкол SeO_2 , $NaCl$, KBr и P_2O_5 [2] несколько увеличивало чувствительность к рентгеновскому излучению, однако, индуцированное поглощение полностью релаксировало при термической обработке при температурах 100-300С. В фототерморефрактивные стёкла дополнительно вводится Sb_2O_3 [3], которой, чаще всего, приписывают роль мягкого восстановителя. В условиях рентгеновского облучения отсутствует необходимость в дополнительном восстановлении. Тем не менее, для получения нового плазмонного стекла именно введение Sb_2O_3 в состав шихты оказалось ключевым для выделения наночастиц серебра.

В настоящее время стало ясно, что главную роль в процессе выделения наночастиц Ag играет $Sb(5)$, возникающая в процессе варки стекла, концентрация $Sb(5)$ зависит от условий варки, присутствия или отсутствия восстановителей в составе стекла. Именно $Sb(5)$ акцептирует электроны, возникшие при рентгеновском облучении, и передаёт эти электроны ионам серебра в широком температурном интервале.

На рисунке приведена эволюция спектров поглощения, индуцированного рентгеновским облучением (РО) образца $K_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ стекла содержащего 0,06мол% Ag_2O и 0,07мол% Sb_2O_3 . Фактически (кривая 1), сразу после облучения образца можно увидеть увеличение поглощения в УФ области от 250нм, появление новой полосы поглощения в ~ 310 нм и «плато» поглощения в области $\sim 330-350$ нм. Что касается поглощения в области ~ 310 нм, можно предположить, что это молекулярный центр, содержащий атомное серебро (методом ЭПР обнаружен сигнал атомарного серебра после РО). Относительно «плато» 330-350 нм можно предположить, что оно связано с узкополосными пиками взаимодействия между $Sb(5)$ и Ag^0 . Есть основание предположить, что этот центр служит определённым указателем наличия активной $Sb(5)$ в стекле после РО. Выдержка образца при комнатной температуре в течение 7-30 дней приводит к уменьшению интенсивности поглощения, полоса 310 смещается в УФ область, а поглощение в области $\sim 330-350$ вырождается. Дальнейшее исчезновение этих полос поглощения наблюдается вплоть до 380°С. Интересно отметить, что до температуры 380°С

наблюдаются сигналы ЭПР. При температурах обработки 300-380°C наблюдается новое поглощение в области 350-450 нм с максимумом 405 нм. Есть все основания полагать, что ответственными за это поглощения является поверхностный плазмонный резонанс (ППР) наночастиц серебра. На вставке более отчётливо показано, как влияет длительность термической обработки (1-9ч) при температуре 380С на интенсивность ППР. При этом размер НЧ изменяется от 1.8 до 3 нм.

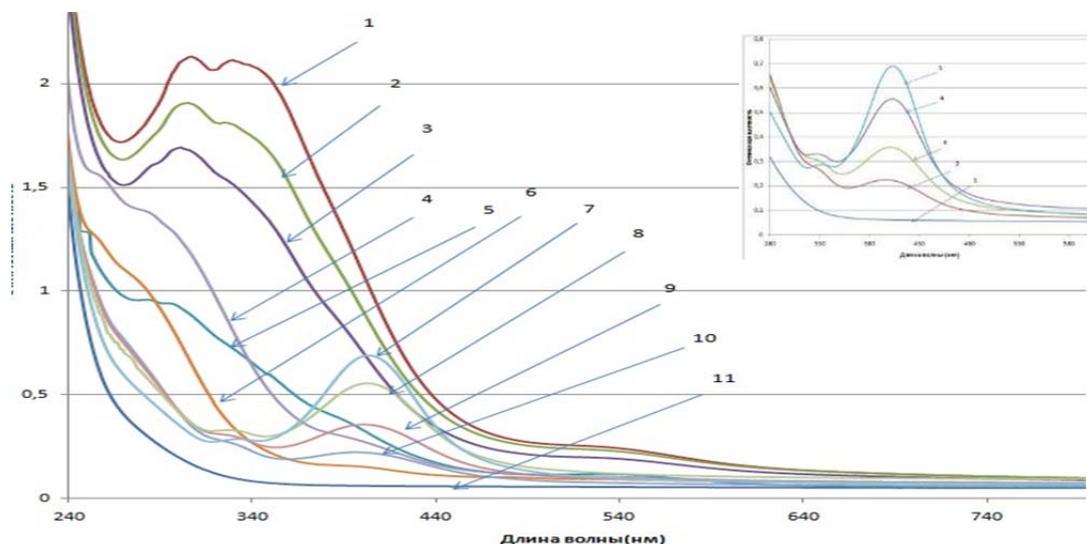


Рисунок. Спектры поглощения образцов $K_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ стекла толщиной 1мм (11 – исходное стекло), после рентгеновского облучения и термической обработки: 1 – через 1ч после облучения, 2 – через 7д, 3-через 30д, 4 – 100С 1ч, 5 – 200С, 6 – 300С, 10 – 380С 1ч, 9 -380С 3ч, 8 – 380С 6ч, 380С -9ч. Вставка Спектры поглощения облучённых рентгеном стёкол после обработки при температуре 380С 1ч – 2, 3 - 3, 4 - 6, 5 – 9.

При этом остаётся удивительным, как при такой низкой температуре ($T_g = 440^\circ C$) вырастают такие относительно крупные частицы. Возможное объяснение состоит в том, что $K_2O-Al_2O_3-B_2O_3$ стекла, содержащие серебро и $Sb(V)$, являются нанопористые или микропористые структурами. Такое предположение означает, что при повышении температуры термической обработки увеличивается размер пор. Это создаёт условия, что в температурной области ниже T_g ($\sim 380^\circ C$) могут образовываться достаточно крупные наночастицы серебра. Дополнительное подтверждение этого предположения показали люминесцентные температурные исследования данных стёкол. Эти исследования показали, что при изменении температуры обработки изменяются спектры эмиссии и возбуждения, что объяснено увеличением размера молекулярных кластеров (Ag_2, Ag_3, Ag_4 и т.д.)

1. Скороспелова В.И., Степанов С.А. Известия АН СССР, Неорганические материалы 1974, т.10, №3, с. 1864-1871

2. Авраменко Д. Никоноров Н.В, Степанов С.А., Цехомский В.А. Физ. Хим. Стекла, 2015, Т41, №5, С. 145-151

3. Nikonorov N., Tsekhomskii V. Spectral and Photosensitive Properties of Silver doped Glasses in book Properties and Structure of Oxide Glasses, 2010, P. 143-199

ЭФФЕКТЫ В НЕСЕРЕБРЯНЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Плаченев Б.Т., Плаченев А.Б.* **

Балтийский государственный технический университет «Военмех»,
Санкт-Петербург, Россия

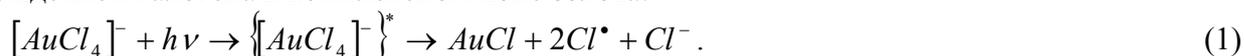
*Московский технологический университет, Москва, Россия

**Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

Даётся краткий обзор эффектов, обнаруженных в системах записи информации на основе комплексных соединений поливинилового спирта (ПВС) – металл (*Au, Cu, Pt, Bi*). В результате воздействия света происходит цепной процесс разложения комплексов с последующей агрегацией атомов металла или молекул соли в точечные центры или фрактальные структуры. Описаны некоторые специфические свойства указанных процессов.

В докладе даётся краткий обзор результатов цикла работ, выполненных в 80-х — начале 90-х годов прошлого века на базе, главным образом, Ленинградского Механического института и Хабаровского педагогического института, и посвящённых исследованию фото- и радиационно-иницированных процессов в тонких плёнках поливинилового спирта (ПВС), содержащих в составе полимерных цепочек комплексные ионы золота, меди, платины, висмута и других металлов. Эти исследования были связаны с необходимостью поиска новых фотоматериалов в связи с перспективой быстрого исчерпания запасов серебра. В настоящее время развитие цифровой фотографии радикально снизило остроту проблемы. Тем не менее, в некоторых областях традиционные методы записи фотографической информации всё ещё остаются предпочтительными, и новые материалы, основанные на проведённых исследованиях, могут оказаться полезными. В то же время мы хотим подчеркнуть, что физические процессы, обнаруженные в рассматриваемых материалах, сами по себе представляют интерес, и некоторые из них так и не имеют до сих пор удовлетворительного объяснения.

Как было установлено в работах [1]-[3], процесс фото- и радиационно-иницированного разложения галогенсодержащих соединений некоторых металлов в плёнках ПВС — таких как твёрдые растворы $H[AuCl_4]$ -ПВС — имеет цепной характер. Начало процесса инициируется возбуждением галогена в комплексном ионе золота:



В результате первичной реакции (1) образуются хлор-радикалы Cl^\bullet , которые перемещаются вдоль полимерной цепи и вызывают разложение ионов:



Реакция продолжения цепи (2) многократно повторяется, длина цепи оказывается не меньше 10^3 . Этой реакции способствуют одновременно идущие реакции между Cl^\bullet -радикалами и ПВС, также имеющие цепной характер. В процессе распространения радикалы могут захватываться ловушками или взаимодействовать между собой, образуя молекулы хлора, что ведёт к обрыву цепи. Аналогичные процессы происходят в плёнках ПВС, содержащих комплексные ионы других металлов.

После разложения комплексных ионов металлов могут происходить некоторые дополнительные реакции, продукты которых — атомы металла или молекулы соли — диффундируют и агрегируют.

Если плёнка засвечивается равномерно, продукты распада агрегируют в точечные центры, которые также равномерно распределены (см. Рис.1), причём с возрастанием концентрации металла (соли) возрастает и концентрация центров агрегации, в то время как их размеры уменьшаются, поскольку вероятность образования центра растёт нелинейно с увеличением концентрации металла. Если же плёнка засвечивается неравномерно, то, как правило, концентрация агрегированного металла (соли) растёт с ростом плотности поглощённого

излучения. Тем не менее, если такая плотность имеет скачок, причём в освещённой области она очень высока, а в неосвещённой пренебрежимо мала, то наблюдается дополнительный рост точечных центров вблизи границы этих областей (эффект окантовки [4]), см. Рис.2. При этом концентрация точечных центров в окрестности границы остаётся приблизительно такую же, как и в глубине освещённой области, а в зоне тени вблизи границы наблюдаются редкие центры большого размера.

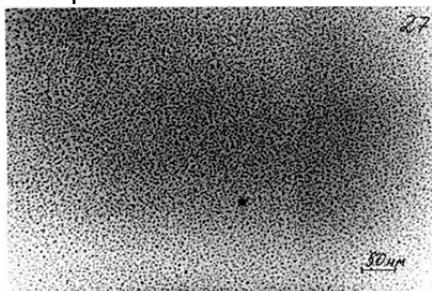


Рис. 1. Центры агрегации атомов меди

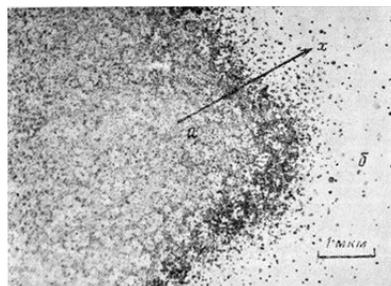


Рис. 2. Центры фазы хлорида золота на границе засвеченной области в плёнке $\text{PVC-H[AuCl}_4\text{]}$

Для объяснения этого эффекта была предложена следующая модель. После интенсивной засветки почти все комплексные ионы в освещённой зоне разлагаются, и атомы металла (молекулы соли) агрегируют в точечные центры приблизительно одинакового размера и концентрации. При этом возникающие в первичной реакции (1) Cl^\cdot -радикалы перемещаются в зону тени и вызывают там вторичную реакцию (2). Возникающие при этом атомы металлы (молекулы соли) также диффундируют. Поскольку скорость реакции (2) невелика, концентрация металла (соли) также мала. В этих условия основная часть металла не образует центров в зоне тени, а оседает на приграничных центрах засвеченной области, вызывая их рост. Для описания этих процессов была предложена упрощённая математическая модель и получены явные формулы. Результаты вычислений находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Если первоначальная реакция инициируется не светом, а высокоэнергетическим пучком электронов, то при определённых условиях (например, первоначальная концентрация комплексных ионов должна лежать в некотором диапазоне) в результате агрегации продуктов реакции образуются не точечные центры, а ветвистые кристаллы — дендриты [5]. Рост таких кристаллов начинается либо на границе области (Рис.3), либо на неоднородностях — например, на точечных центрах, сформированных ранее (Рис.4).

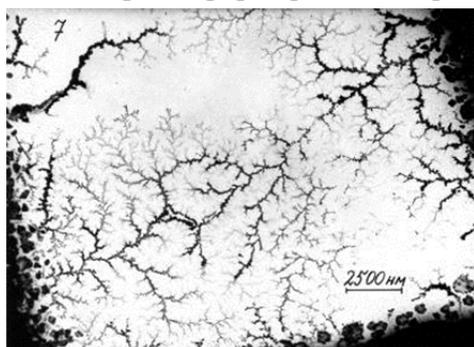


Рис. 3. Дендрит AuCl вблизи границы плёнки

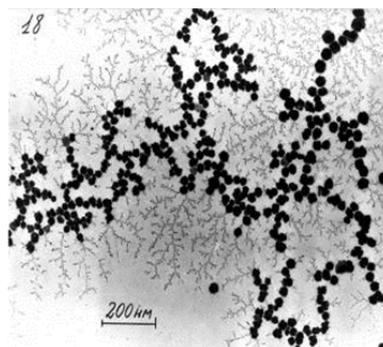


Рис. 4. Точечные центры и дендрит AuCl

В широком диапазоне размеров такие кристаллы могут рассматриваться как фрактальные структуры. Их фрактальные размерности были найдены прямым вычислением с помощью электронного микроскопа, причём для ветвистых кристаллов AuCl (Рис.5) и Cu (Рис.6) эти размерности оказываются различными [6]. Как видно из рисунка 7, ветви дендритов состоят из микрокристаллов диаметром ~ 10 нм.

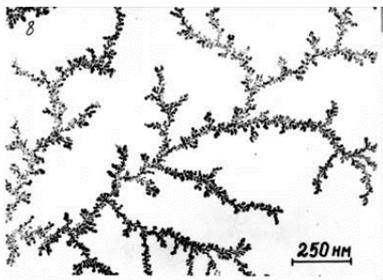


Рис. 5. Дендрит $AuCl$, фрактальная размерность 1.63 ± 0.04



Рис. 6. Дендрит Cu , фрактальная размерность 1.76 ± 0.05

В этих экспериментах электронный микроскоп служил источником электронов, вызывавших разложение комплексных ионов, и он же использовался для наблюдения за результатами реакций. В процессе этих наблюдений происходило дальнейшее облучение дендритов, сформированных на предшествующих этапах. Такое облучение вызывало растворение ветвистых кристаллов. Этот процесс сопровождался пульсацией плотности кристаллов внутри каналов, ветви и их части неоднократно исчезали, а затем восстанавливались на том же месте. В конце процесса кристалл полностью исчезал, оставляя на своём месте полость в полимерной плёнке (Рис.8).

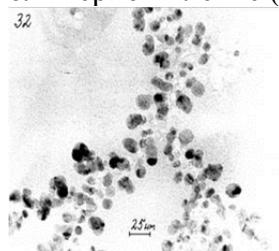


Рис. 7. Микрокристаллы Cu

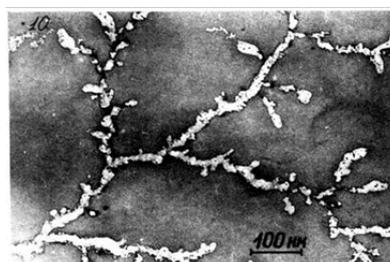


Рис. 8. След на месте дендрита $AuCl$

1. А.Р. Fedorova et all, *Radiat. Phys. Chem.*, **26**(3), 273-276, (1985).
2. А.Б. Плаченнов и др., *Изв. АН Латв. ССР, сер. Физ. Техн.*, №5, 52-61, (1987).
3. Ю.А. Захаров и др., *ЖНУПФУК*, **32**, №3, 161-167, (1987).
4. А.Б. Плаченнов и др., *ЖФХ А*, **65**, №6, 1447-1453, (1991).
5. А.Б. Плаченнов и др., *Тез. 8 конф. Физ. Хим. Неорг. Матер.*, **II**, 75, Томск, (1993).
6. А.В. Plachenov, В.Т. Plachenov, *Nanosystems: Phys., Chem., Math.*, **6**(1), 133-139, (2015).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ Ag-Cu В ЦИНКФОСФАТНЫХ СТЕКЛАХ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

Столярчук М.В., Кочетков П.В. Сидоров А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты квантовохимического анализа оптических свойств биметаллических молекулярных кластеров Ag_nCu_m и взаимодействие последних с дефектами в цинкфосфатных стеклах, образованных после рентгеновского облучения. Показано, что замещение атомов серебра в кластере на атомы меди приводит к смещению электронных спектров в область малых энергий. Проводится сравнение с ранее полученными экспериментальными данными.

Наноматериалы являются актуальной темой исследования в последние десятилетия. Их оптические, магнитные и химические свойства интенсивно исследуются не только из-за фундаментального интереса, но и для многочисленных технологических применений. В связи с этим, особенно стоит выделить субнаноразмерные молекулярные кластеры (МК) благородных металлов (Cu, Ag, Au), состоящие из нескольких атомов и представляющие промежуточное состояние между отдельными атомами и плазмонными наночастицами[1]. Электронная структура таких МК зависит от их размера и структуры, что отражается на необычных физико-химических свойствах. Добавление одного или более иных химических элементов может выступать в качестве дополнительного фактора, позволяющего создавать материалы с более гибкими, контролируруемыми свойствами. Ранее экспериментально было продемонстрировано[2], что в цинкфосфатных стеклах, легированных ионами серебра и меди, после облучения рентгеновским излучением образуются люминесцентные центры, предположительно представляющие смешанные МК Ag_nCu_m .

В данной работе для более детального изучения структурных и оптических свойств возможных люминесцентных центров проведено теоретическое исследование методом теории функционала плотности (DFT) МК Ag_nCu_m , как изолированных, так и с учетом окружения цинкфосфатной стеклообразной матрицы. Расчеты производились в программном комплексе Amsterdam Density Functional (ADF). Возбужденные состояния учитывались в рамках DFT, зависящей от времени (TDDFT). В работе обсуждается эффект замещения атомов серебра на атомы меди, который выражается для случая изолированного четырехатомного МК в смещении электронных спектров поглощения в длинноволновую область спектра (Рис.). Обсуждается природа электронных переходов. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

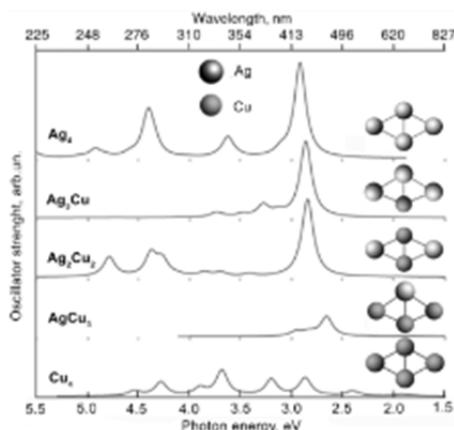


Рисунок. Рассчитанные электронные спектры поглощения Ag_nCu_m ($n + m = 4$)

1. A. Mathew, T. Pradeep, *Part. Part. Syst. Charact.*, **31**, 1017–1053, (2014).
2. D.A. Klyukin, A.S. Pshenova, A.I. Sidorov, M.V. Stolyarchuk, *J. Phys. Conf. Ser.* (2016, in press).

ПЛАЗМОН-ЭКСИТОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГИБРИДНЫХ ПЛЕНКАХ J-АГРЕГАТОВ ПСЕВДОИЗОЦИАНИНА И СЕРЕБРЯНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Набиуллина Р.Д., Старовойтов А.А., Гладских И.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию плазмон-экситонного взаимодействия в гибридных структурах, состоящих из наночастиц Ag и агрегатов псевдоизоцианинового красителя. Наблюдаемый провал в спектре поглощения гибрида соответствует энергии расщепления Раби порядка 150 мэВ.

Плазмон-экситонные гибридные наноструктуры привлекает значительное внимание благодаря уникальным оптическим свойствам. Такие гибридные системы обычно состоят из геометрии металлическое ядро/органическая оболочка, в которой взаимодействуют локализованные поверхностные плазмонные резонансы металлических наночастиц с экситонными резонансами J-агрегатов красителя. Способность контролировать морфологию и размеры составных элементов, а также управлять их оптическими свойствами открывает возможность для использования таких структур в качестве объектов для создания солнечных батарей, химических сенсоров, плазмонных лазеров, оптических устройств [1].

В работе исследовались гибридные наноструктуры серебро/псевдоизоцианин на сапфировых подложках, прозрачных в видимой области. Наночастицы серебра в виде островковой пленки были получены в установке вакуумного физического напыления Kurt Lesker PVD 75. Поверх островковой пленки методом центрифугирования был нанесен слой псевдоизоцианинового красителя, формирующего J-агрегаты.

При нанесении одинаковой концентрации красителя на островковые пленки разной толщины, в спектрах поглощения гибрида наблюдался спектральный провал в максимуме поглощения J-агрегатов, глубина которого уменьшалась по мере роста толщины пленки (рис.).

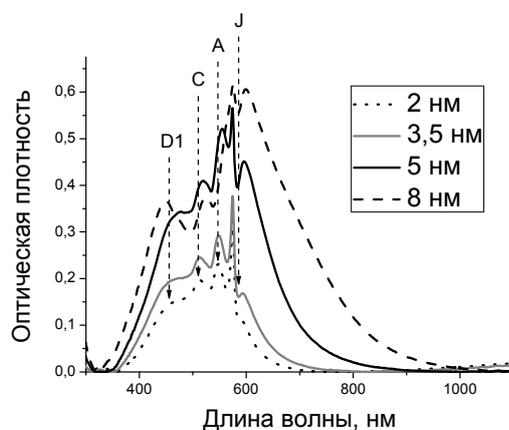


Рисунок. Спектры поглощения гибрида серебро/псевдоизоцианин, полученные на островковых пленках разной толщины

Спектральный провал в области J-агрегатов характеризуется двумя пиками поглощения по обе стороны от него. В случае равенства энергий плазмонного и экситонного резонансов, разность энергии между пиками соответствует энергии расщепления Раби или энергии связи плазмон-экситона [2]. Для исследованных образцов она составила около 150 мэВ.

1. B. G. DeLacy, O. D. Miller, C. W. Hsu, Z. Zander, S. Lacey, R. Yagloski, A. W. Fountain, E. Valdes, E. Anquillare, M. Soljačić, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, *Nano Lett.*, **15**, 2588-2593, (2015).

2. S. Balci, *Opt. Lett.*, **38**, №21, 4498-4501, (2013).

ОПТИЧЕСКИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С МЕТАЛЛОМ

Пятнов М.В. *, Ветров С.Я. ***, Тимофеев И.В. ***

*Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

**Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

Предложена новая модель для наблюдения локализованных оптических состояний в структуре, включающей холестерический жидкий кристалл. Изучены спектральные свойства рассматриваемой структуры.

В последние годы исследуются различные типы поверхностных электромагнитных волн в фотоннокристаллических структурах. Одним из таких типов являются оптические таммовские состояния (ОТС). ОТС может возбуждаться на границе фотонного кристалла и среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью. В спектре пропускания на частоте, соответствующей данному состоянию, возникает узкий пик. Продемонстрирована возможность реализации локализованного состояния, аналогичного ОТС в структуре, включающей холестерический жидкий кристалл (ХЖК)[1],[2]. Изменение поляризации волны при отражении от металла и особые поляризационные свойства ХЖК вынуждают использовать четвертьволновую фазовую пластинку, внедренную между ХЖК и слоем металла. При этом было показано, что на параметры фазоизменяющего элемента и ХЖК накладываются достаточно жесткие условия. Была поставлена задача найти другую возможность реализации состояний, локализованных на границе ХЖК-металл, без использования четвертьволнового слоя. Для этого мы предлагаем использовать ещё один слой холестерика, имеющий противоположную закрутку спирали. В результате, предлагаемая система имеет вид «правозакрученный холестерик – левозакрученный холестерик – металлическая плёнка». В спектре пропускания такой структуры возникает несколько пиков, соответствующих волноводным поверхностным модам (Рис.). Каждый из пиков соответствует локализованному состоянию. Свет локализован вблизи металлической пленки с максимальным значением электрического поля на границе ХЖК и металла.

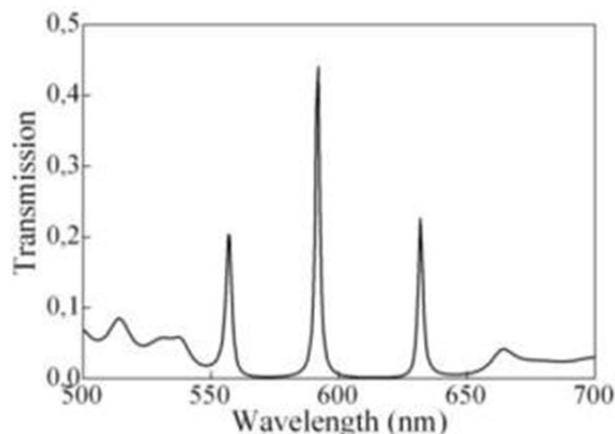


Рисунок. Спектр пропускания структуры для правой круговой поляризации падающего света

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР и при поддержке РФФИ (грант № 14-02-31248).

1. S. Ya. Vetrov, M. V. Pyatnov, I. V. Timofeev, *Opt. Lett.*, **39**, 2743-2746, (2014).
2. S. Ya. Vetrov, M. V. Pyatnov, I. V. Timofeev, *Journal of Optics*, **18**, 015103, (2016).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АГРЕГИРОВАННЫХ ФОРМ РОДАМИНА 6Ж ВБЛИЗИ НАНОЧАСТИЦ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Камалиева А.Н., Торопов Н.А., Вартанян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы оптические свойства твердотельных структур на основе наночастиц серебра и золота в тонкой пленке родамина 6Ж. Показано, что наночастицы благородных металлов усиливают флуоресценцию агрегированных форм красителя.

Флуоресценция является мощным и широко используемым методом исследования и диагностики в различных областях науки и производства. В частности, флуоресцентные метки успешно используются для анализа биологических тканей. Среди органических красителей, применяющихся в качестве флуоресцирующих меток, особую популярность приобрел родамин 6Ж[1]. Это произошло благодаря таким его качествам, как большое сечение поглощения оптического излучения, возможность связываться с биологическими молекулами, высокий квантовый выход флуоресценции. Несмотря на то, что родамин 6Ж давно используется в прикладных задачах, некоторые его фотохимические и спектральные свойства изучены недостаточно. Известно, что при определенных концентрациях в растворах родамина образуются молекулярные агрегаты[2]. Контролируемую агрегацию молекул родамина в растворах можно использовать для создания спектроскопических зондов и оптических переключателей. Особый интерес для приложений мог бы представить переход к тонкопленочным системам. Однако процессы агрегации молекул родамина 6Ж в тонких пленках не изучены. Кроме того, согласно литературным данным, интенсивность флуоресценции красителя в тонких пленках резко снижается. С другой стороны известно, что наночастицы благородных металлов могут увеличить интенсивность флуоресценции красителей на несколько порядков[3]. Это связано с явлением плазмонного резонанса при возбуждении частицы излучением с частотой, резонансной ее колебаниям, и усилением поля вблизи частицы по сравнению с полем падающей волны[4]. Также, ранее наблюдалась тенденция к увеличению агрегированных форм для цианиновых пленок в присутствии серебряных наночастиц. Таким образом, в данной работе исследуется возможность усиления флуоресценции тонких пленок родамина 6Ж за счет введения наночастиц благородных металлов, причем особое внимание уделяется образованию агрегированных форм в тонких пленках и влиянию наночастиц на этот процесс.

Наночастицы серебра и золота были получены напылением металла на кварцевые подложки в вакуумной камере Kurt J. Lesker. Эквивалентная толщина пленки определялась кварцевым измерителем толщины и составляла 10 нм. После напыления образцы подвергались термическому отжигу.

Для покрытия наночастиц был приготовлен этанольный раствор родамина 6Ж. Известно, что флуоресценция красителя может быть потушена из-за близкого расположения к поверхности металлической наночастицы[5]. Для того чтобы избежать эффекта тушения, наночастицы золота и серебра были покрыты нанометровым слоем ПММА. Этанольный раствор родамина методом центрифугирования наносился на поверхность наночастиц золота и серебра с ПММА. Для определения вклада ближнего поля наночастиц были также приготовлены тонкие родаминовые пленки без металлических наночастиц.

На рис. 1 представлены спектры флуоресценции полученных образцов. Кривая 1 – тонкая родаминовая пленка, 2 – тонкая родаминовая пленка с наночастицами серебра, 3 – тонкая родаминовая пленка с золотом. Все образцы возбуждались на длине волны 500 нм. В присутствии серебряных и золотых наночастиц наблюдается длинноволновый пик на 630 нм, который практически не различим в образце без наночастиц. Данный пик обусловлен свечением агрегатов. Максимальное усиление флуоресценции возникает в ближнем поле золотых наночастиц.

На рис. 2 представлены нормированные спектры поглощения (1), возбуждения флуоресценции (2) и флуоресценции (3) тонкой родаминовой пленки с наночастицами золота.

При возбуждении на длине волны 530 нм максимум флуоресценции, связанный с интенсивным свечением агрегатов молекул родамина, наблюдался на длине волны 625 нм.

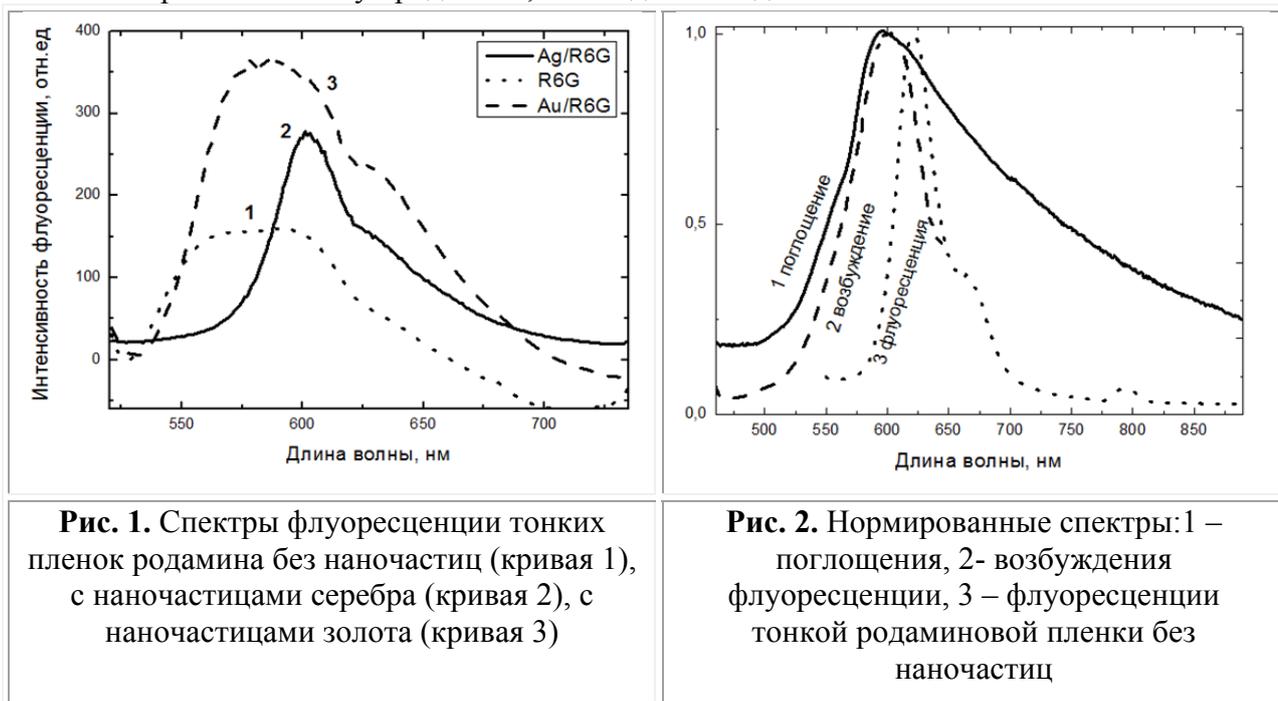


Рис. 1. Спектры флуоресценции тонких пленок родамина без наночастиц (кривая 1), с наночастицами серебра (кривая 2), с наночастицами золота (кривая 3)

Рис. 2. Нормированные спектры: 1 – поглощения, 2- возбуждения флуоресценции, 3 – флуоресценции тонкой родаминовой пленки без наночастиц

Таким образом, показано, что наночастицы благородных металлов влияют на агрегацию молекул родамина в тонкой пленке.

Работа поддержана грантом Президента РФ (МК-4694.2015.2) и проектом в рамках госзадания (2014/190).

1. Kreis T.E., Geiger B., Schlessinger J., *Cell*. **29**, 835-845 (1982).
2. Martinez M.V., Lopez A.F., Banuelos P.J., Lopez A.L. et. al., *J. Phys. Chem. B*. **109**, 7443-7450 (2005).
3. Sun G., Khurgin J.B., and Soref R.A. Pr *Applied Physics Letters*. **94**, 101103 (2009).
4. Kelly, K.L., Coronado, E., Zhao, L., Schatz, G.C., *J. Phys. Chem.*, **107**, 668-677 (2003).
5. Kulakovich O., Strekal N., Yaroshevich A., Maskevich S., Gaponenko S., Nabiev I., Woggon U., and Artemyev M. *Nano Letters*. **2**, 1449-1452 (2002).

ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

Тепляков Н.В., Баймуратов А.С., Гунько Ю.К.*, Баранов А.В., Федоров А.В.,
Рухленко И.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Trinity College, Дублин, Ирландия

Мы предлагаем и развиваем новый метод создания оптической активности в полупроводниковых нанокристаллах. Наш метод основывается на смешивании электронных состояний разной четности, что может быть достигнуто путем возбуждения определенных уровней размерного квантования электронной подсистемы нанокристалла.

Оптическая активность хиральных неорганических наноструктур имеет множество применений в различных разделах современной фотоники по двум основным причинам. Во-первых, оптический отклик таких наноструктур может превышать отклик хиральных молекул более чем на два порядка величины и может контролироваться параметрами наноструктур.[1]-[7] В течение последнего десятка лет было предложено большое число подходов к созданию оптической активности в неорганических наноструктурах. В нашей работе мы предлагаем новый метод создания оптической активности в полупроводниковых нанокристаллах, основанный на смешивании электронных состояний разной четности. Наш подход применим при индуцировании оптической активности точечными дефектами, винтовыми дислокациями, примесным ионами, дефектами формы нанокристаллов, магнитными полями и т.д.

Если размер нанокристалла много меньше длины волны возбуждающего света, то его оптическая активность при переходе $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ может быть описана вращательной силой перехода

$$R_{fi} = \text{Im}\langle i|\mathbf{d}|f\rangle\langle f|\mathbf{m}|i\rangle, \quad (1)$$

где \mathbf{d} и \mathbf{m} – электрический и магнитный дипольные моменты электрона. Как можно видеть из данного уравнения, переход оптически активен только в том случае, если он является одновременно и дипольно-разрешенным, и дипольно-запрещенным, что невозможно в нанокристаллах с ахиральной электронной подсистемой. Допустим, что конечное состояние представлено смесью двух других квантовых состояний,

$$|f\rangle = c_a|a\rangle + c_b|b\rangle, \quad (2)$$

выбранных таким образом, что переходы $|i\rangle \rightarrow |a\rangle$ и $|i\rangle \rightarrow |b\rangle$ являются дипольно-разрешенным и дипольно-запрещенным переходами соответственно. Вводя обозначения $\langle i|\mathbf{d}|a\rangle = \mathbf{d}_{ia}$ и $\langle b|\mathbf{m}|i\rangle = \mathbf{m}_{bi}$, мы получаем

$$R_{fi} = (\mathbf{d}_{ia} \cdot \mathbf{m}_{bi}) \text{Re}(c_a c_b^*). \quad (3)$$

Так как $c_a^2 + c_b^2 = 1$, то максимум R_{fi} достигается при $c_a = \pm c_b$. Коэффициенты c_a и c_b могут быть сделаны равновесными следующим образом.

Рассмотрим ситуацию, когда квантовые состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ с близкорасположенными энергиями E_a и $E_b = E_a - \Delta E$ связываются неким взаимодействием, сила которого характеризуется матричным элементом

$$\langle b|\hat{V}|a\rangle = V e^{i\varphi}. \quad (4)$$

Из стационарной теории возмущений известно, что связанные квантовые состояния гибридизуются, формируя два новых состояния

$$|f^{(\pm)}\rangle = c_a^{(\pm)}|a\rangle + c_b^{(\pm)}|b\rangle, \quad (5)$$

энергии которых равны

$$E_f^{(\pm)} = (E_a + E_b \pm \beta)/2, \quad (6)$$

а коэффициенты определяются выражениями

$$c_a^{(\pm)} = e^{-i\varphi/2} \sqrt{(1 \pm \Delta E/\beta)/2}, \quad c_b^{(\pm)} = \pm e^{i\varphi/2} \sqrt{(1 \mp \Delta E/\beta)/2}, \quad (7)$$

где $\beta = \sqrt{\Delta E^2 + 4V^2}$. В данном случае вращательные силы переходов в два гибридизованных состояния равняются

$$R_{fi}^{(\pm)} = \pm (\mathbf{d}_{ia} \cdot \mathbf{m}_{bi}) (V/\beta) \cos \varphi. \quad (8)$$

Выражение (8) достигает максимума в случае точного резонанса между связываемыми состояниями, когда $\Delta E = 0$. Значения вращательных сил при резонансе,

$$R_{fi}^{(\pm)} = \pm (\mathbf{d}_{ia} \cdot \mathbf{m}_{bi}) \cos \varphi / V, \quad (9)$$

не зависят от величины возмущения V , таким образом оптическая активность определяется лишь свойствами электронной подсистемы нанокристалла.

В дальнейшей части работы мы изучаем наиболее общий случай, когда вырожденные состояния в электронной подсистеме нанокристалла отсутствуют, и все состояния связываются друг с другом малым возмущением. Так как между невозмущенными состояниями присутствуют и дипольно-разрешенные, и дипольно-запрещенные переходы, то в результате смешивания оптически активными становятся все переходы в электронной подсистеме нанокристалла. Однако наиболее заметной оптической активностью обладают лишь переходы, соответствующие дипольно-разрешенным и дипольно-запрещенным переходам в невозмущенном нанокристалле. Вращательные силы этих двух типов переходов совпадают по порядку величины, в то время как факторы дисимметрии дипольно-запрещенных переходов оказываются на 3-5 порядка больше, чем у дипольно-разрешенных переходов. В нашей работе мы показываем принципиальную возможность достижения полной диссимметрии оптического поглощения при дипольно-запрещенных переходах и выводим условия, необходимые для этого.

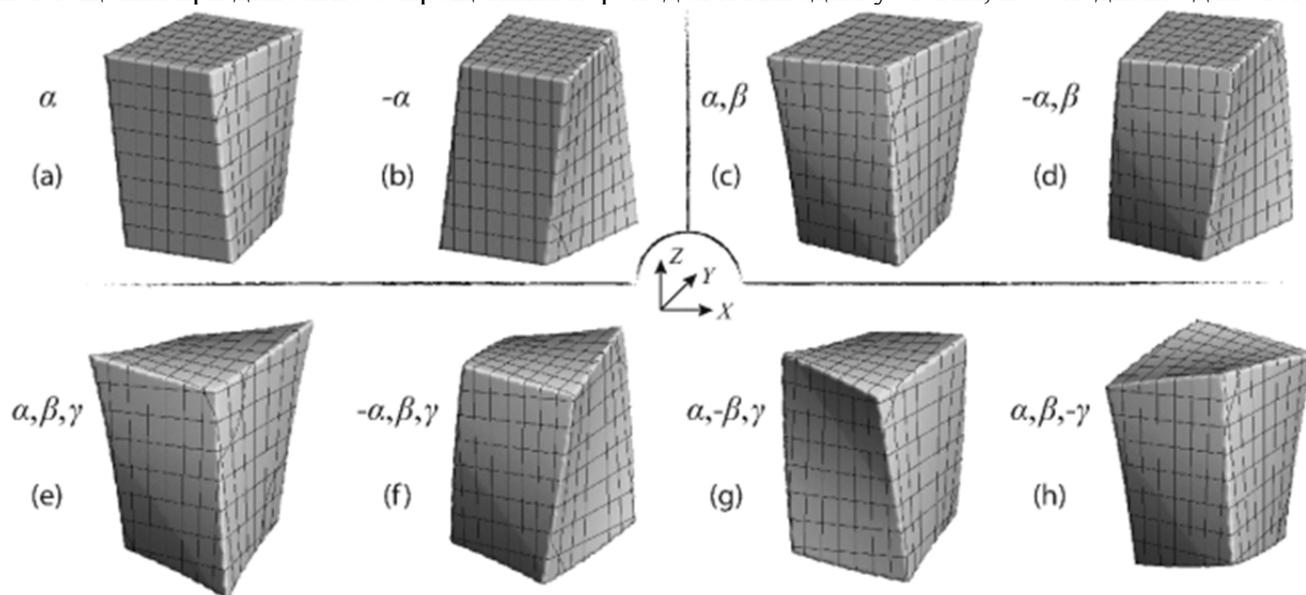


Рисунок. Восемь типов нанокристаллов с хиральной деформацией формы. В нанокристаллах (a) и (b) деформирована одна грань, в нанокристаллах (c) и (d) – две грани, в нанокристаллах (e), (f), (g) и (h) – все три грани.

В конечной части работы мы применяем разработанную теорию для описания оптической активной нанокристаллов с хиральной деформацией их формы, показанной на Рис. Данная деформация приводит к появлению хирального возмущения в удерживающем потенциале нанокристалла, действующем на электроны, в результате чего нанокристалл становится оптически активным. Мы анализируем величину оптической активности нанокристаллов с хиральной формой и показываем, что даже слабые деформации формы, составляющие около одного межатомного расстояния в нанокристалле, способны индуцировать оптическую активность нанокристалла на два порядка превышающую активность типичных органических молекул.

2. A.S. Baimuratov, I.D. Rukhlenko, R.E. Noskov, P. Ginzburg, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Sci. Rep.*, **5**, 14712, (2015).
3. A.S. Baimuratov, I.D. Rukhlenko, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Nano Lett.*, **15**, 1710-1715, (2015).
4. M.V. Mukhina, V.G. Maslov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, A.O. Orlova, F. Purcell-Milton, J. Govan, Y.K. Gun'ko, *Nano Lett.*, **15**, 2844-2851, (2015).
5. S.D. Elliot, M.P. Moloney, Y.K. Gun'ko, *Nano Lett.*, **8**, 2452-2457, (2008).
6. I.D. Rukhlenko, A.S. Baimuratov, N.V. Tepliakov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Opt. Lett.*, **41**, 2438-2441, (2016).
7. N.V. Tepliakov, A.S. Baimuratov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *J. Appl. Phys.*, **119**, 194302, (2016).

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЫ И НАНОКОМПОЗИТА

Бикбаев Р.Г.^{*}, Ветров С.Я.^{*,**}, Тимофеев И.В.^{*,**}

^{*} Сибирский Федеральный университет 660074, Красноярск, Россия

^{**} Институт Физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, Красноярск, Россия

Исследуются поверхностные волны, локализованные на границе фотонного кристалла и нанокompозита. Решена задача расчета спектра объемных и поверхностных мод. Установлена существенная зависимость характеристик поверхностной волны от концентрации наночастиц в пленке нанокompозита.

В последние годы интенсивно исследуются поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) на границе между двумя фотонными кристаллами (ФК). Также огромный интерес представляют ПЭВ на границе ФК и изотропной среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью (ДП) $\varepsilon < 0$ [1]. ПЭВ на границе ФК и среды с $\varepsilon < 0$ представляют собой неразрывное целое с поверхностным плазмоном – колебаниями свободных электронов вблизи поверхности проводника. Такая связанная мода поля излучения и поверхностного плазмонного возбуждения называется поверхностным плазмон-поляритоном, который широко используется для исследования поверхностей при помощи света в видимом и инфракрасном диапазонах. Новые возможности управления светом возникают в наноструктурированных металл-диэлектрических ФК[2].

В данной работе представлены результаты расчета спектров ПЭВ на границе одномерного ФК и металл-диэлектрического нанокompозита., Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной диэлектрической матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью ε_{mix} [3], тогда как оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Резонанс лежит в видимой области спектра. Его частота зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц.

В соответствии с моделью Максвелл-Гарнетта выражение для эффективных ДП имеет вид[4]

$$\varepsilon_{mix} = \varepsilon_d \left(1 + \frac{f(\varepsilon_m - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_m - \varepsilon_d)1/3} \right), \quad (1)$$

где f -фактор заполнения, то есть, доля металлических сферических наночастиц в матрице, ε_d и $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы; ω – частота излучения.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

где ε_0 – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов, ω_p – плазменная частота, γ – величина затухания, обратная времени релаксации электронов.

Дисперсионное уравнение для ПЭВ ТМ-типа на границе полубесконечных ФК и нанокompозита имеет вид[5]

$$(\varepsilon_{mix}^2 q_1^2 + \alpha^2 \varepsilon_1^2 F^2) \cos(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2) + F(\varepsilon_{mix}^2 q_1^2 + \alpha^2 \varepsilon_1^2) \sin(q_1 d_1) \cos(q_2 d_2) + (1 - F^2) \varepsilon_{mix} \varepsilon_1 \alpha q_1 \sin(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2) = 0, \quad (3)$$

$$F = q_1 \varepsilon_2 / q_2 \varepsilon_2, \quad (4)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и d_1, d_2 соответственно диэлектрические проницаемости и толщины чередующихся слоев фотонного кристалла.

$$\alpha = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon_{mix}}{c^2}}, \quad q_i = \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_{mixi}}{c^2} - k^2} \quad i = 1, 2, \quad (5)$$

здесь k – проекция волнового вектора на границу раздела сред, ω – частота излучения, c – скорость света.

Дисперсионную зависимость между ω , k и блоховским волновым числом K неограниченной слоистой среды дает уравнение:

$$\cos(Kd) = \cos(q_1 d_1) \cos(q_2 d_2) - 1/2(F + F^{-1}) \sin(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2), \quad (6)$$

здесь период решетки $d = d_1 + d_2$.

Для определенности в качестве материалов чередующихся слоев ФК рассмотрим двуокись кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 = 2,10$ и двуокись циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 = 4,16$. Толщины слоев соответственно $d_1 = 74$ нм и $d_2 = 50$ нм. Диэлектрический слой нанокompозита состоит из серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра $\varepsilon_0 = 5,00$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0,02$ эВ, для стекла $\varepsilon_d = 2,56$.

Численное решение дисперсионного уравнения (6) изображено на рисунке 1.

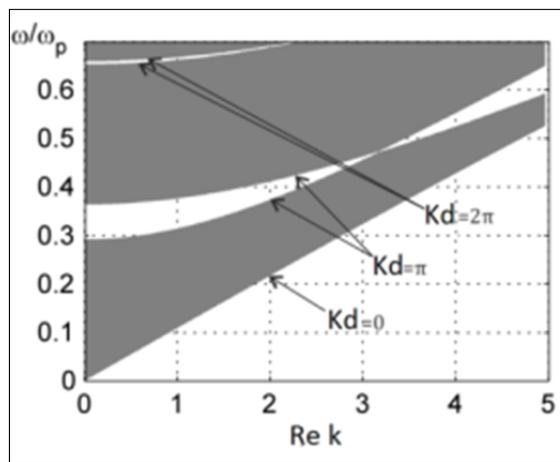


Рис. 1. Зонная структура объемных ТМ-мод в плоскости ω - k , ω нормирована на плазменную частоту, k – в единицах $1/d$. Сплошная заливка соответствует разрешенным зонам

Заштрихованные области отвечают разрешенным зонам, для которых k вещественно. Отметим, что ширина запрещенной зоны для ТМ-волн сокращается до нуля при $k = (\omega/c)n_2 \sin \theta_B$, где θ_B – угол Брюстера, поскольку при этом угле френелевское отражение на границах раздела исчезает, в результате падающая и отраженная волны оказываются несвязанными. На рисунке 2а приведены дисперсионные кривые поверхностных электромагнитных мод для волн ТМ-типа при различных величинах фактора заполнения нанокompозита, расположенных в первой запрещенной зоне исходного ФК.

Следует отметить, что за пределами интервала частот, в котором нанокompозит подобен металлу, поверхностная волна продолжает формироваться, при этом вещественная часть эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{mix}(\omega) < 1$. Так при $k = 2$ и $f = 0,3$ эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{mix}(\omega) = 0.3874 + 0.0326i$.

Поверхностная мода с частотой, совпадающей с предельной частотой ПЭВ ($k=0$) ранее была выявлена в спектре пропускания при нормальном падении света на ФК, ограниченный слоем нанокompозита (рис.2б)[6], откуда видно, что вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны фотонного кристалла возникает полоса пропускания, соответствующая оптическому таммовскому состоянию, локализованному на границе фотонного кристалла, сопряженного с пленкой нанокompозита. Диэлектрическая проницаемость нанокompозита, соответствующая частоте поверхностной моды: $\varepsilon_{mix}(\omega) = -0.8996 + 0.0882i$, то есть нанокompозит подобен металлу.

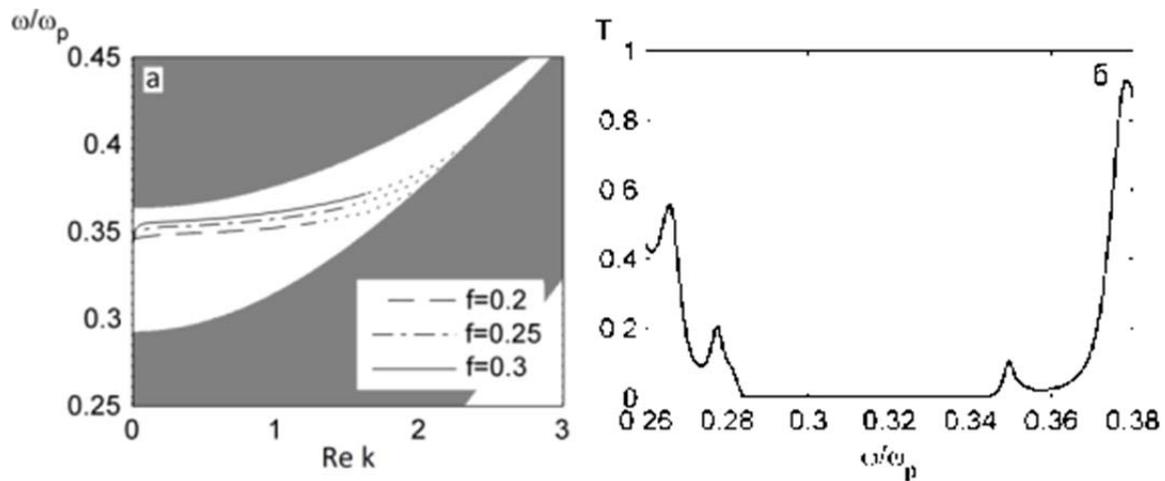


Рис. 2. Зонная структура объемных мод в плоскости ω - k и поверхностные состояния, локализованные на границе ФК-НК при различных величинах фактора заполнения f для мод ТМ-типа, ω нормирована на плазменную частоту, k – в единицах $1/d$. Сплошная заливка соответствует разрешенным зонам. Точками обозначены моды за пределами области металлоподобности нанокompозита (а) и коэффициент пропускания как функция частоты при нормальном падении света на ФК, сопряженный со слоем нанокompозита. Толщина слоя нанокompозита 150 нм, фактор заполнения $f=0.2$ (б)

1. А.П. Виноградов и др., *УФН*, **180**, №3, (2010).
2. С.Я.Ветров и др., *ЖЭТФ*, **140**, № 5, 871-878, (2011).
3. А.Н Ораевский и др., *Письма в ЖЭТФ*, **72**, № 9, 641, (2000).
4. J.C. Maxwell-Garnett, *Philos. Trans. Roy.*, **203**, № 385, (1904).
5. H. Shi, C-H. Tsai, *Solid State Comm.*, **52**, № 12, 953-954, (1984).
6. С.Я. Ветров и др., *ЖЭТФ*, **144**, № 6, 1129-1139, (2013).

ОДНОМЕРНЫЕ И ДВУМЕРНЫЕ МАССИВЫ АЛЬТЕРНИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДОВ И ПЛОСКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ

Маймистов А. И. ***

*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

**Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл, Россия

Решетка волноводов, элементарная ячейка которой содержит три волновода, два из которых с положительным, а один – с отрицательным показателем преломления, рассматриваются как фотонный кристалл. Спектр линейных электромагнитных волн содержит как запрещенную, так и плоскую оптическую зону.

В настоящем докладе рассмотрены некоторые устройства дискретной фотоники, которые представляются одномерными или двухмерными массивами волноводов, обычно интерпретируемых как одномерные или двумерные фотонные кристаллы. Особенность данных дискретных фотонных структур заключается в том, что они образованы при чередовании волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления. Кроме того, элементарная ячейка такого альтернированного фотонного кристалла содержит три узла решетки или "атома". Здесь будет рассматриваться случай, когда электромагнитные волны могут распространяться в виде бегущих волн только вдоль волноводов, в поперечном направлении перенос энергии происходит только за счет туннельной связи между соседними волноводами. В этой ситуации дискретная природа системы упорядоченных волноводов играет существенную роль, что позволяет говорить о фотонных решетках и о дискретной фотонике. В электронных системах это условие отвечает представлению о сильной связи электрона с ионом кристаллической решетки. Известно, что в двумерной электронной системе присутствие третьего узла в элементарной решетке или учет дополнительного взаимодействия между не ближайшими соседями приводит к появлению плоской зоны между двумя обычными зонами. В данной работе в качестве "атомов" фотонной решетки были волноводы. Хотя, на роль "атомов" подходят микрорезонаторы, которые можно рассматривать как фотонные квантовые точки.

Показано, что помимо запрещенной фотонной зоны, существуют плоские зоны. Это означает, что часть излучения, переносимая плоской зоной модой не участвует в дифракции и не расходится по соседним волноводам. В двумерном случае излучение, частота которого принадлежит плоской зоне не испытывает дискретной дифракции.

Нам доставляет удовольствие поблагодарить коллег Н.В. Быкова, Ж. Кудашева и Е.В. Казанцеву. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 15-02-02764),

ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Долганов П.В.

Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия

Проведены комплексные экспериментальные исследования оптических свойств жидкокристаллических фотонных кристаллов. Измерены спектры отражения, вращения плоскости поляризации света, люминесценции совершенных образцов холестерических фотонных кристаллов. Экспериментальные результаты сопоставлены с теорией.

Жидкокристаллические фотонные кристаллы образованы ориентационно упорядоченными хиральными молекулами. Благодаря своей необычной структуре и восприимчивости к внешним воздействиям, жидкокристаллические фотонные кристаллы обладают рядом уникальных особенностей, в том числе перспективных для практических приложений. В докладе представлены результаты экспериментальных исследований холестерических жидкокристаллических фотонных кристаллов с одномерным упорядочением. Проведено описание оптических свойств холестерического фотонного кристалла на основе фундаментальных соотношений Крамерса-Кронига[1]. Предложен и реализован метод определения плотности фотонных состояний холестерических фотонных кристаллов с помощью измерений спектров вращения плоскости поляризации света[2].

В данной работе на образцах высокого совершенства проведены измерения спектров отражения, вращения плоскости поляризации света, люминесценции холестерических фотонных кристаллов. В исследованиях люминесценции использовался краситель с преимущественной ориентацией дипольного момента перехода вдоль длинной оси молекул.

Фотонная структура существенно модифицирует спектры люминесценции по сравнению со средой без фотонных зон. Вблизи границ фотонной запрещённой зоны интенсивность люминесценции имеет резкие максимумы, а внутри зоны существенно уменьшается. Спектры люминесценции сопоставлены с измеренной и рассчитанной плотностью фотонных состояний холестерика. Спектральные положения максимумов и минимумов люминесценции совпадают с положениями максимумов и минимумов плотности фотонных состояний. Поляризационные особенности собственных световых мод в жидкокристаллической фотонной структуре приводят к отличию относительной интенсивности максимумов люминесценции и плотности фотонных состояний.

Проведён расчёт спектров люминесценции на основе теории, учитывающей ориентационное упорядочение молекул красителя. Наблюдается количественное согласие экспериментальных и расчётных спектров. Трансформация плотности фотонных состояний и спектров люминесценции осуществлялась изменением спектрального положения фотонной запрещённой зоны, толщины фотонного кристалла, параметра ориентационного порядка.

Жидкокристаллические фотонные кристаллы благодаря своей уникальной структуре и свойствам являются перспективными материалами фотоники.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект №16-29-11702.

1. P.V. Dolganov, G.S. Ksyonz, V.E. Dmitrienko, V.K. Dolganov, *Phys. Rev. E*, **87**, 032506-1-032506-4, (2013).

2. P.V. Dolganov, *Phys. Rev. E*, **91**, 042509-1-042509-5, (2015).

ОДНОМОДОВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С УВЕЛИЧЕННЫМ РАЗМЕРОМ СЕРДЦЕВИНЫ НА ОСНОВЕ МИКРОСТРУКТУР НЕГЕКСАГОНАЛЬНОГО ТИПА

Демидов В.В.

Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Проанализированы возможности структур с негексагональной (круговой) ориентацией пустот и сердцевинной диаметром 30-40 мкм для улучшения направляемых свойств фундаментальной (LP_{01}) моды в условиях изгиба. Установлено, что критерием достижения одномодового режима является высокий уровень дискриминации высшей (LP_{11}) моды.

Кварцевые волоконные световоды с оболочкой, образованной геометрически упорядоченной системой продольных пустот круглого сечения, рассматриваются в качестве перспективных оптических элементов для создания волоконных лазеров с высокой средней/пиковой мощностью и дифракционной расходимостью излучения, охватывающих область спектра от 1000 до 2200 нм, ввиду отсутствия технических ограничений на размер сердцевинной в одномодовом режиме [1]-[3]. Однако недостатком волокон такого типа, выполненных, как правило, на основе гексагональной системы пустот, является снижение устойчивости фундаментальной (LP_{01}) моды к микро- и макроизгибам по мере увеличения размеров сердцевинной, что имеет своим следствием сокращение спектрального диапазона работоспособности световода со стороны его коротковолновой части [4],[5]. Попытки улучшения слабой направляемости моды LP_{01} традиционными методами – за счет повышения контраста показателей преломления сердцевинной и оболочки – обычно приводят к установлению режима распространения нескольких пространственных мод [6],[7].

Цель настоящей работы заключалась в исследовании возможностей структур с негексагональной ориентацией пустот для улучшения слабой направляемости LP_{01} -моды в условиях изгиба при передаче гауссовых пучков по сердцевинной диаметром в несколько десятков микрометров.

Объектом исследования был выбран волоконный световод из нелегированного кварцевого стекла с круговым расположением пустот в оболочке, характеризуемых, с одной стороны, равными поперечными размерами в пределах каждого из трех циклов вокруг сердцевинной, но, с другой, последовательным увеличением их доли от цикла к циклу при смещении к периферии.

Применительно к гексагональным структурам известно [8], что по причине большего, чем у мод высокого порядка, значения поперечной эффективной длины волны мода LP_{01} отличается меньшей степенью проникновения электрического поля вглубь оболочки. Как видно из Рис. 1, данный процесс правомочен и для волокон с круговой системой пустот благодаря отмеченному выше увеличению их доли при удалении от сердцевинной. В частности, расчетные значения поперечной эффективной длины волны пространственных мод LP_{01} (HE_{11}), LP_{11} (TE_{01}), LP_{21} (HE_{31}) и LP_{02} (HE_{12}) для оптического элемента с сердцевинной диаметром 30 мкм и долей пустот 0.30, 0.40 и 0.50 в каждом из трех последовательных циклов составляют 42.62, 26.95, 20.50 и 19.43 мкм соответственно. С учетом размеров кварцевых промежутков в циклах (5.97, 8.09 и 10.67 мкм соответственно) это свидетельствует об усилении дискриминации (вытекания за пределы сердцевинной и оболочки) упомянутых мод по мере увеличения их порядка. Отмеченная тенденция может быть основной для совмещения в рамках указанной геометрии двух, казалось бы, противоречивых требований – сравнительно низкой чувствительности LP_{01} -моды к микро- и макроизгибам и затухания высших распространяющихся мод на уровне 1000-10000 дБ/км, достаточного для реализации одномодового режима передачи излучения.

Анализ оптических свойств микроструктурированных световодов с круговой ориентацией пустот осуществлялся методом конечных элементов [9] с использованием идеального

согласованного слоя в качестве неотражающего граничного условия для системы уравнений Максвелла [10],[11].

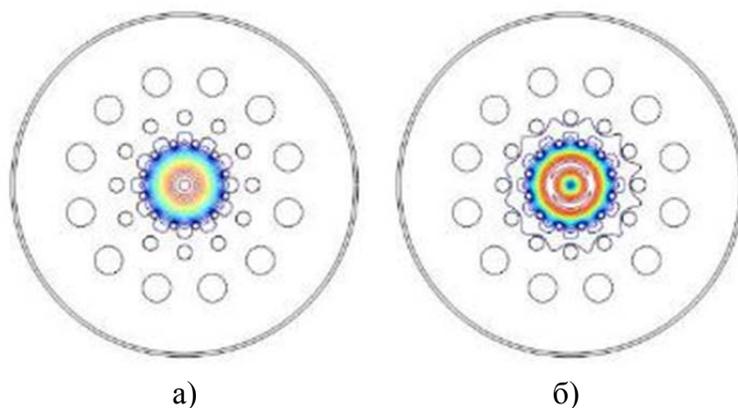


Рис. 1. Изображение структуры поперечного сечения световода и распределение электрического поля направляемых мод LP_{01} (а) и LP_{11} (б)

На Рис. 2 приведены результаты исследований ряда свойств волокон с сердцевинной диаметром 40 мкм, не имеющих, в отличие от элементов с сердцевинной меньшего размера, одномодовых аналогов с поперечной структурой гексагонального типа (подразумевается, что светоотражающая оболочка образована 3-4 циклами пустот для минимизации потерь моды LP_{01} на вытекание излучения в конструктивную оболочку).

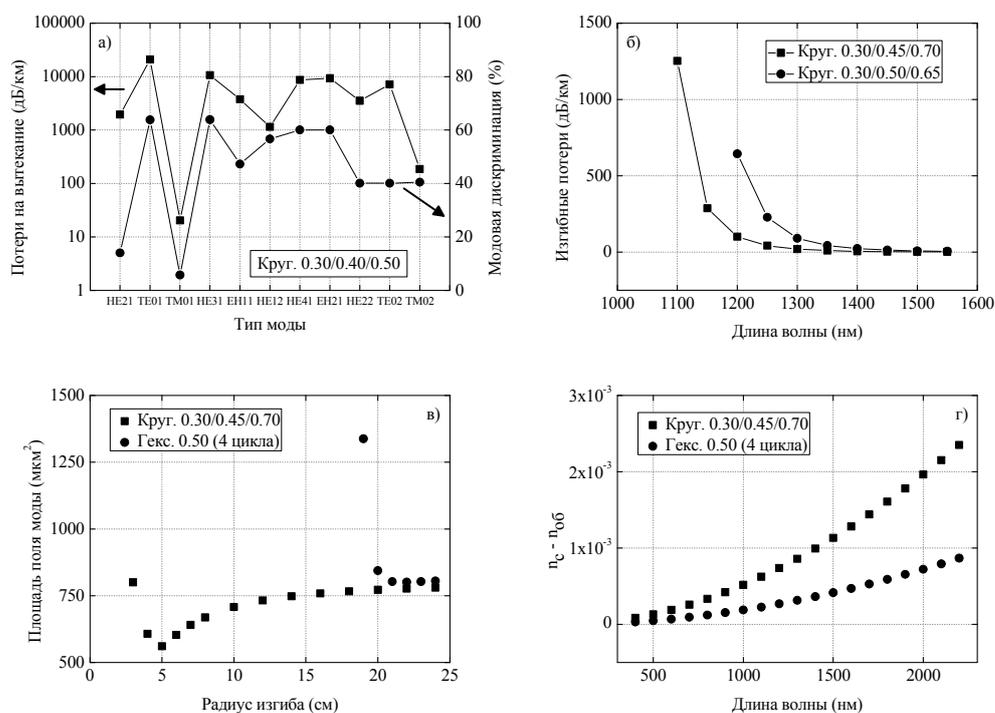


Рис. 2. Оптические свойства микроструктурированных световодов с сердцевинной диаметром 40 мкм и круговой системой пустот: а) характеристики затухания высших распространяющихся мод на длине волны 1550 нм в распрямленном волокне; б) потери моды LP_{01} при изгибе волокон с различной долей пустот по радиусу 8 см; в) зависимость эффективной площади поля моды LP_{01} от радиуса изгиба для волокон с круговой и гексагональной системой пустот на длине волны 1550 нм; г) зависимость разности показателей преломления сердцевинны и оболочки от длины волны излучения для волокон с круговой и гексагональной системой пустот

Из Рис. 2 (а) видно, что волоконный световод с выбранным неравномерным заполнением оболочки пустотами (доля пустот 0.3 в ближнем к сердцевине цикле, 0.4 в следующем и 0.5 в наиболее удаленном от сердцевинны) в прямом состоянии обнаруживает высокий (более 40 %) уровень дискриминации модовых компонент, имеющих порядок более двух. Для всех представленных типов мод, за исключением TM_{01} и TM_{02} , значение потерь на вытекание

излучения превышает 1000 дБ/км. Это обстоятельство позволяет прогнозировать сопоставимый уровень потерь компонент наиболее конкурентной первой высшей моды HE_{21} и TE_{01} при изгибе волокна по радиусу 8 см (многослойная намотка световода на стандартную транспортировочную катушку).

Заметим, что проблема обеспечения высокой направляемости излучения моды LP_{01} в условиях изгиба может быть решена тривиально – за счет увеличения доли пустот в одном или нескольких циклах. Однако необходимость работы в режиме фундаментальной моды накладывает ограничения на максимальный размер пустот в оболочке. В процессе исследования были определены две вариации световода, отвечающие критерию максимальной устойчивости LP_{01} -моды к изгибам совместно с высоким уровнем дискриминации поляризационных компонент LP_{11} -моды. Как оказалось, для получения такого оптического элемента, обладающего расширенным в коротковолновую область спектральным диапазоном по сравнению с одномодовым аналогом гексагональной геометрии [4],[5], целесообразно увеличивать размер пустот в наиболее удаленном от сердцевины цикле (Рис. 2 (б)).

Результаты численной оценки эволюции эффективной площади поля моды LP_{01} при изменении условий намотки световода (Рис. 2 (в)) показывают преимущество волокон с круговым расположением пустот относительно волокон с гексагональной поперечной структурой, достигаемое вследствие более чем двукратного увеличения разности показателей преломления сердцевины и оболочки (Рис. 2 (г)). Последнее стало возможным из-за оттока электрического поля моды оболочки вглубь круговой структуры.

Таким образом, в представленной работе продемонстрированы потенциально высокие возможности, которыми обладают микроструктурированные световоды из кварцевого стекла с сердцевиной диаметром 30-40 мкм и круговой системой пустот для увеличения направляемости фундаментальной моды совместно с достижением одномодового режима распространения излучения.

1. T.A. Birks, J.C. Knight, P.St.J. Russell, *Opt. Lett.*, **22**, 961-963 (1997).
2. J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, J.P. de Sandro, *J. Opt. Soc. Am.*, **15**, 748-752 (1998).
3. N.A. Mortensen, M.D. Nielsen, J.R. Folkenberg, A. Petersson, H.R. Simonsen, *Opt. Lett.*, **28**, 393-395 (2003).
4. N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **5**, 163-167 (2003).
5. M.D. Nielsen, N.A. Mortensen, M. Albertsen, J.R. Folkenberg, A. Bjarklev, D. Bonacinni, *Opt. Express*, **12**, 1775-1779 (2004).
6. M.D. Nielsen, J.R. Folkenberg, N.A. Mortensen, *Electron. Lett.*, **39**, 1802-1803 (2003).
7. Ю.А. Гатчин, К.В. Дукельский, И.Б. Бондаренко, А.А. Садыков, В.В. Демидов, Е.В. Тер-Нерсесянц, *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **15**, 246-252 (2015).
8. P.St.J. Russell, *J. Lightwave Technol.*, **24**, 4729-4749 (2006).
9. www.comsol.com
10. Y. Tsuchida, K. Saitoh, M. Koshiba, *Opt. Express*, **13**, 4770-4779 (2005).
11. J. Olszewski, M. Szpulak, W. Urbanczyk, *Opt. Express*, **13**, 6015-6022 (2005).

ФОТОДЕСТРУКЦИЯ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В НАНОПОРИСТЫХ СТЕКЛАХ С ПОМОЩЬЮ НАНОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Ларин А.О., Пшенова А.С., Ключкин Д.А., Сидоров А.И.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследовано воздействие наносекундных лазерных импульсов на нанопористые стекла, содержащие наночастицы серебра. Исследованы зависимости дозы и энергии лазерных импульсов на изменение оптических свойств стекла. Также обсуждаются механизмы фотодеструкции наночастиц серебра в нанопористых стеклах.

Нанопористые (НП) стекла - это прозрачные силикатные стекла с соединительными порами. Размер пор зависит от технологии изготовления и варьируется от 2 до 50 нм. Каждая пора может быть использован в качестве нанореактора, в котором может быть осуществлена многоступенчатая химическая реакция с внешним воздействием (облучение, термическая обработка, воздействие электрическим полем и т.д.), которые могут изменить некоторые свойства стекол [1,2]. Наночастицы благородных металлов (Au, Ag, Pt), которые обладают плазмонным резонансом [3,4], могут использоваться в создании химических и биосенсоров на основе люминесценции и усиления комбинационного рассеяния света [5], а также на основе спектрального сдвига плазмонного резонанса при изменении показателя преломления окружающей среды [6]. Синтез металлических наночастиц в НП стекле представляет интерес для развития сенсорной технологии.

В данной работе исследовались процессы модификации состояния наночастиц серебра в НП стеклах с различным средним размером пор при наносекундном лазерном облучении (532 нм). Представлены зависимости оптической плотности от дозы облучения и энергии импульса, а также рассмотрены механизмы перераспределения серебряных наночастиц в стекле при воздействии лазерных импульсов.

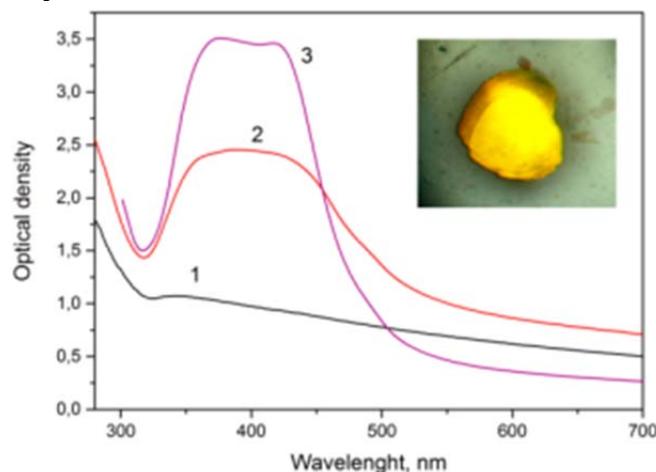


Рисунок. Спектры оптической плотности стекла NPG7 до и после облучения наносекундным лазером с дозами: 1 – исходное, 2 – 28.7 мДж/мм², 3 – 315.3 мДж/мм². Вставка: фотография облученной области

В экспериментах использовались НП стекла со средним размером пор 7 нм (NPG7) и 17 нм (NPG17), синтезированных в Университете ИТМО [7]. Вначале образцы погружали в слабый водный раствор нитрата серебра (0,00025: 1), а затем сушили при комнатной температуре в темноте. Формирование серебряных наночастиц происходило из-за фотолиза нитрата серебра при облучении ртутной лампой в течение 30 мин. Лазерное облучение проводили второй гармоники наносекундного YAG: Nd лазера ТП LS-2131М (Lotis) с длиной волны 532 нм, длительностью импульса 9 нс, частотой повторения 10 Гц и максимальной одной

энергии импульса 75 мДж. Спектры оптической плотности были получены с спектрофотометра Lambda 650 (Perkin-Elmer) .

Подготовленные образцы NPG7 были серого цвета и обладали широкой полосой поглощения с максимумом на 340 нм. Такие поглощающие свойства могут быть результатом взаимодействия малых серебряных наночастиц, образующихся в порах [8]. Последующее лазерное облучение НП стекол с серебряными наночастицами приводило к перераспределению серебряных наночастиц. Это сопровождалось появлением желтого цвета в облученной области с широкой полосой поглощения с максимумом на 400 нм. Обычно, появление выраженного максимума на 400 нм может соответствовать о формировании сферических наночастиц серебра в воздушном окружении. Тем не менее, практически, полоса имеет несколько перекрывающихся друг друга максимумов. Это может быть вызвано различными причинами: отклонение формы частицы от сферической, высокая концентрация или большой размер частиц. Кроме того, амплитуда длинноволновой части полосы постепенно уменьшается с увеличением дозы облучения. Визуально это наблюдается как увеличение прозрачности стекла (Рис.).

Такое поведение наночастиц серебра при интенсивном импульсном лазерном облучении позволяет контролировать оптические свойства пористого диоксида кремния. Формирование и модификация серебряных наночастиц с помощью импульсных лазеров в пористом диоксиде кремния может быть применена для записи и хранения информации, построения биосенсоров и плазмонных устройств.

1. A.N. Babkina, N.V. Nikonorov, T.A. Shakhverdov, P.S. Shirshnev, A.I. Sidorov. *Opt. Mat.*, **36**, 773–777, (2014)

2. E. Rysiakiewicz-Pasek , J. Polanska, S.A. Gevelyuk, I.K. Doycho, V.T. Mak, S.A. Zhukov, *Optica Applicata XXXVIII*, **1**, 93, (2008).

3. I.K. Doycho, S.A. Gevelyuk, O.O. Ptashchenko, E. Rysiakiewicz-Pasek, M. Tolmachova, O.V. Tyurin, S.A. Zhukov, *Optica Applicata XXXVIII*, **1**, 323, (2008).

4. V.V. Klimov, *Nanoplasmonics*, 2008.

5. U. Kreibig, M. Vollmer *Optical properties of metal clusters*, 1995.

6. M. I. Stockman, *Electromagnetic Theory of SERS*, 2006

7. A.I. Sidorov, N.V. Nikonorov, V.A. Tzechomskii, *Silver nanoparticles*, 2010.

8. O.V. Andreeva, I.E. Obyknovennaya, E.R. Gavrilyuk, A.A. Paramonov, A.P. Kushnarenko *J. Opt. Tech.*, **72**, 916, (2005).

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО УФ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА БОРАТНЫХ СТЁКОЛ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ ХЛОРИДА МЕДИ

Троць К.И., Бабкина А.Н., Ширшнев П.С., Никоноров Н.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты исследований по влиянию лазерного УФ излучения на спектральные свойства неорганических стёкол, активированных нанокристаллами хлорида одновалентной меди различных размеров. Выявлено, что при облучении в стеклах образуются стабильные центры окраски с поглощением в видимой области.

Кристаллы CuCl довольно хорошо изучены [1]: они отличаются интенсивным экситонным поглощением на краю запрещенной зоны и инверсным расположением Z_3 , $Z_{1,2}$ экситонов по сравнению с другими полупроводниковыми галогенидами меди [1]. Кристаллы CuCl, имеющие размеры порядка нескольких нанометров и выделенные в диэлектрической матрице, наделяют материал фотохромными [2] и нелинейно оптическими свойствами [3].

В качестве объекта исследования настоящей работы было использовано стекло калиевоалюмооборатной матрицы следующего состава: $18K_2O-29Al_2O_3-35,4B_2O_3-4,3SiO_2-1,8Cu_2O-5P_2O_5-2,8Na_2O-1,4Cl^- - 0,78F^-$ (мас%), который был определен с помощью рентгеновского флуоресцентного спектрометра ARL PERFORM'X 4200 (*ThermoScientific*). Выделение в матрице стекла нанокристаллической фазы, содержащей хлорид меди (I), происходило в процессе закалки после термической обработки (ТО) при температурах, превышающих или равных температуре стеклования ($T_g=381^\circ C$), а именно $390^\circ C$, $400^\circ C$, $410^\circ C$, $420^\circ C$, $430^\circ C$. При охлаждении образцов до температуры кипения жидкого азота полосы поглощения $Z_{1,2}$ и Z_3 экситонов CuCl монотонно увеличиваются в интенсивности, уменьшаются в полуширине и сдвигаются в область меньших энергий. Сдвиг полос поглощения связан с уменьшением ширины запрещенной зоны полупроводниковых нанокристаллов (НК), а, следовательно, и уменьшением энергии экситонных переходов. С повышением температуры термообработки полосы экситонного поглощения CuCl смещаются в область меньших энергий, что говорит об увеличении среднего размера ансамбля кристаллов (рисунок (А)), который был определен с помощью формулы, представленной в [4] и составил 76 \AA , 56 \AA , 80 \AA , 86 \AA , 89 \AA для температур термообработок $390^\circ C$, $400^\circ C$, $410^\circ C$, $420^\circ C$, $430^\circ C$ соответственно. Видно, что при наименьшей температуре термообработки средний размер кристаллов оказывается слишком большим. В работе [5] показано, что с появлением в матрице стекла нанокристаллов с кристаллической решеткой другой модификации спектральное положение спин-орбитально отщепленного уровня может сдвигаться в сторону меньших энергий. Таким образом, с образце с температурой ТО $390^\circ C$ были выделены кристаллы как с кубической, так и с гексагональной решёткой.

Облучение стекла производилось лазером ИАГ:Nd³⁺ с приставкой 3-й гармоники ($\lambda=355\text{nm}$) в импульсном режиме с частотой в 10 Гц, длительностью импульса 9 нс и плотностью мощности 1Вт/см^2 . Диаметр пучка лазера был 4 мм. После облучения спектры поглощения образцов регистрировались при температуре кипения жидкого азота с помощью термостата фирмы Spescas, в качестве источника излучения использовалась лампа широкого спектра, приёмника - волоконной спектрометр AvaSpec-2048L (фирмы Avantes). Облучение УФ излучением КАБ стёкол с НК CuCl привело к изменению поглощения в видимой области спектра. На рисунке (Б) представлено изменение уровня поглощения образцов на длине волны 500 нм в зависимости от количества импульсов лазерного излучения, нормированное на уровень поглощения образцов до облучения.

Анализ литературы показал, что поглощение в боратных стёклах в области 400-500 нм соответствует дырочным центрам немостиковых кислородов вблизи ионов металлов, связанных со структурными группами, и электронам, захваченным трёхкоординированным атомом бора

для завершения своего октета[6]. Центры наведённого лазером поглощения являются стабильными при комнатной температуре и распадаются только при температурах порядка 300°C.

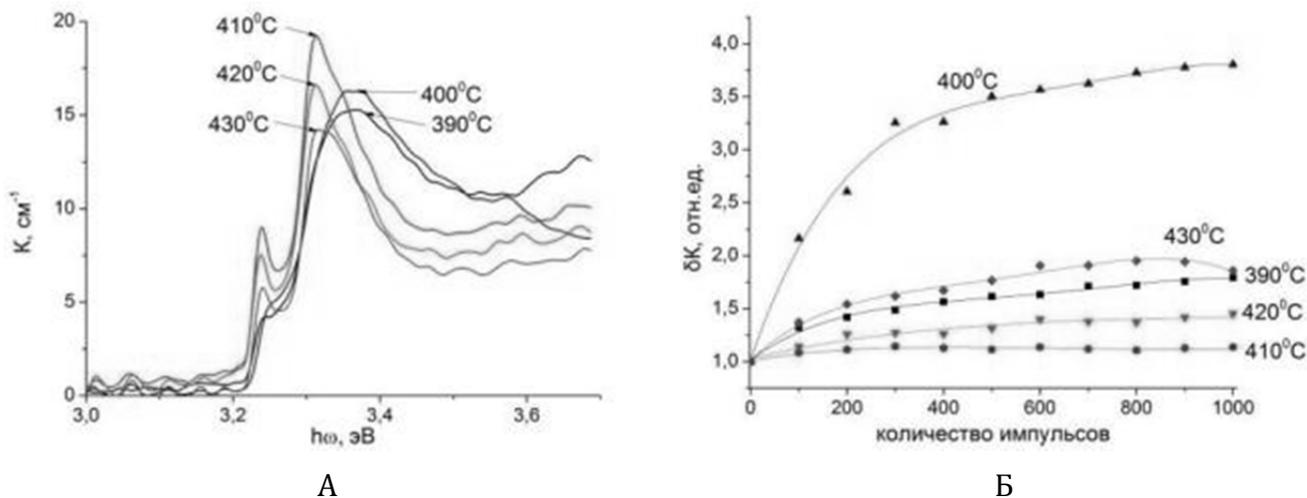


Рисунок. (А) – спектры поглощения образцов КАБ стекла с НК CuCl после термообработок с разными температурами, (Б) – изменение поглощения образцов стекла в зависимости от количества поглощенных импульсов лазерного излучения

Уменьшение пропускания в видимом диапазоне за счет образования центров окраски при облучении УФ излучением свидетельствует о том, что фосфатные стекла с нанокристаллами хлорида одновалентной меди обладают необратимым фотохромизмом.

1. A. Goldmann, *Band Structure and Optical Properties of Tetrahedrally Coordinated Cu- and Ag-Halides* // *Phys. Stat. Sol.*, **81**, № 9, 9–47, (1977).
2. A. V. Dotsenko, L. B. Glebov, V. A. Tsekhomsky, *Physics and Chemistry of Photochromic Glasses*. New York: CRC Press, 208, (1998).
3. T. Itoh et al., *Subpicosecond dynamics of confined excitons in CuCl nanocrystals* // *Mater. Sci. Eng. A*. 1996, **217-218**, 167–170, (1996).
4. А.Л.Эфрос, А.Л. Эфрос, *Межзонное поглощение света в полупроводниковом шаре* // *Физика и техника полупроводников.*, **16**, № 7, 1209–1214, (1982).
5. А.А. Onushchenko, G. T. Petrovskii, *Size effects in phase transitions of semiconductor nanoparticles embedded in glass* // *J. Non-Cryst. Sol.* 1996, **196**, 73–78, (1996).
6. A. Bishay, *Radiation Induced Color Centers in Multicomponent Glasses* // *J. Non-Crystalline Solids.*, **3**, 54–114, (1970).

УПРОЧНЕНИЕ ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ИОННЫМ ОБМЕНОМ

Лучун А.В., Сгибнев Е.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

На сегодняшний день изучение фото-термо-рефрактивных стекол представляет огромный практический интерес [1]-[3]. Фото-термо-рефрактивные стекла относятся к разряду полифункциональных материалов, которые объединяют в себе свойства нескольких монофункциональных материалов: фоточувствительные, фоторефрактивные, лазерные, люминесцентные, плазмонные. На основе этого стекла созданы разнообразные дифракционные голографические элементы и устройства фотоники как в объемном, так и в волоконном исполнении. Фототерморефрактивные стекла являются перспективным материалом для интегральной оптики, голографии, плазмоники и др. приложений.

Сегодня возникает необходимость помимо объемных и волоконных элементов и устройств на основе ФТР стекла создавать планарные волноводы, в том числе активные, которые можно объединять в интегрально-оптические схемы. Важная особенность ФТР стекол заключается в том, что к ним применима ионообменная технология, с использованием которой возможно создание градиентных волноводов. Ионообменные волноводы на стеклянной подложке имеют несколько преимуществ: низкие потери (менее 0.2 дБ/см), совместимость с оптоволоконном, высокую механическую и тепловую стабильность.

Ионообменный процесс производства волноводов также является простым и экономичным, не требующим сложного оборудования. Другой важной особенностью ИО является упрочнение поверхности стекла для повышения его механической прочности, химической устойчивости, термической и оптической прочности. Таким образом, открывается перспектива значительного улучшения эксплуатационных характеристик оптических элементов и устройств на основе ФТР стекла.

Целью исследования является формирование волноводов в фото-термо-рефрактивных стеклах методом низкотемпературного ионного обмена, а также исследование упрочнения фото-термо-рефрактивных стекол методом ионного обмена.

В работе был проведен ионный обмен в расплаве 100% KNO_3 при $T=350^\circ\text{C}$. Исследование полученных на ФТР стекле волноводов проводилось путем измерения эффективных показателей преломления волноводных мод ортогональных поляризаций ТМ и ТЕ. Измерение микротвердости образцов по методу Виккерса проводилось с помощью микротвердомера (Микротвердомер ПМТ-3М ОАО "ЛОМО"). В ходе исследования были сформированы ионообменные градиентные волноводы на ФТР стекле, максимальный прирост показателя преломления для K^+ -волноводов достигает $\Delta n = 0.0107$.

Величина двойного лучепреломления на поверхности достигает $\delta = n^{\text{TM}} - n^{\text{TE}} = 0.0024$, величина напряжений на поверхности достигает 880 МПа. Для уменьшения погрешности при исследовании характера зависимости двулучепреломления и напряжений от времен ионного обмена были использованы значения эффективных показателей преломления нулевых мод для ТМ и ТЕ поляризаций, а не расчетные значения показателей преломления на поверхности. В ФТР стекле формируются сжимающие механические напряжения большой величины.

Эти диффузионные напряжения помимо формирования волноводного слоя могут приводить к существенному изменению физико-химических свойств стекла, как, например, к увеличению механической прочности, микротвердости, термостойкости и оптической прочности.

По результатам измерения микротвёрдости исходного ФТР стекла по методу Виккерса, можно судить об увеличении значения микротвёрдости после калиевого ионного обмена ($T=350^{\circ}\text{C}$, $t=9\text{ч}$) до 795МПа, по сравнению с его значением до ионного обмена, которое составляет 602МПа.

1. Киселев С.С., Никоноров Н.В. Создание градиентных волноводов на фототерморелактивном стекле и измерение их профиля показателя преломления, *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, **52**, –№4, –С. 50-55. (2008).

2. Н.В. Никоноров, Влияние ионообменной обработки на физико-химические свойства поверхности стекол и волноводов, *Физика и химия стекла*. **25**. № 3. с.271-308,(1999).

3. Никоноров Н.В., Петровский Г.Т. “Стекла для ионного обмена в интегральной оптике: современное состояние и тенденции дальнейшего развития (обзор)”, *Физ. и хим. стекла*, **25**, № 1, С. 21—69, (1999).

ЛАЗЕРНАЯ ИНТРОСКОПИЯ КРЕМНИЕВЫХ ПЛАСТИН

Азаматов З.Т., Акбарова Н.А.*, Кулагин И.А.

Ташкентский университет информационных технологий, Ташкент,
Узбекистан

*Экспериментально-учебный центр высоких технологий, Ташкент, Узбекистан

Показана возможность обнаружения дефектов кремниевых пластин на основе Фурье анализа цифровых изображений, полученных с помощью лазерной интроскопии.

В последнее время для развития элементной базы фотоники все более актуальной становится разработка методов неразрушающей диагностики и контроля на всех технологических этапах: контроль исходных материалов, полуфабрикатов и готовых изделий, а также анализ причин отказов, возникающих в процессе испытаний и эксплуатации. Незаменимыми для локальной диагностики являются различные микрозондовые методы, наиболее приемлемыми и универсальными среди которых являются электронно-зондовые и оптические зондовые методы. По сравнению с электронно-зондовыми методами оптическая диагностика в инфракрасном диапазоне позволяет визуализировать объемные электрически нейтральные дефекты, такие как кислородные и металлические преципитаты, дефекты упаковки, дислокации, линий скольжения и пустоты в пластинах кремния, арсенид галлия, германия и в изделиях на их основе, а также визуализировать существующие в них различные микрополя. Значительная глубина проникновения ИК-излучения в полупроводниковых материалах в сочетании с регистрацией сигналов-откликов различной физической природы позволяет реализовать комплексную диагностику микроэлектронных изделий и материалов с применением компьютерной и аппаратурной томографии. Таким образом, для визуализации и анализа структуры оптических материалов и изделий фотоники большую важность приобретает задача создания многофункционального оборудования и технологии диагностики, рассмотрения физических особенностей формирования контраста изображений электронейтральных дефектов и элементов в полупроводниковых кристаллах и применение полученных результатов для решения научных и практических задач.

В настоящей работе проведены исследования по развитию методов лазерной интроскопии кремниевых пластин. Разработанная схема интроскопа представлена на рис.1. Схема состоит из 2-х каналов лазерного излучения, которые формируются на разделительном клине 2. В канале излучения, отраженного от клина 2, формируется опорный пучок. В канале прошедшем через клин излучения формируется объектный пучок. В полном объеме схема работает как голографическая система с разным увеличением вплоть до увеличения микроскопа. В режиме съемки голограмм Френеля схема позволяет послойно восстанавливать изображение микрообъектов внутри полупроводниковых пластин. При соответствующем восстановлении цифровых голографических изображений схема может работать как микроскоп-интроскоп.

В качестве источника излучения был выбран сравнительно недорогой DPSS лазер. Данный твердотельный лазер с диодной накачкой излучает на длине волны 1060 нм. Ширина спектра лазерного излучения менее 2 нм. Длина когерентности составляет несколько метров. Мощность лазера составляла 200 мВт в одномодовом или двухмодовом режимах. Лазер не термостабилизирован, и его основная частота изменяется с нагревом активного элемента. Однако, при съемке цифровых интерферограмм с интервалом десятки секунд изменение частоты со временем практически не сказывается на интерференционной картине.

В качестве исследованных объектов были выбраны пластины кремния, отличающиеся толщиной и степенью полировки поверхности. Проведенные исследования показали, что внутренние точечные дефекты пластины играют роль микролинз и создают точечные изображения. Для получения более полной информации о внутренних дефектах пластин для каждой электронной фотографии тестируемой пластины программным образом строился Фурье образ изображения, рассеянного на дефектах лазерного излучения, который служил критерием дефектности пластины. На рис.2 представлены изображения Фурье образов двух кремниевых

пластин. Толщина данных пластин составляла 0,5 мм. Пластина, Фурье образ которой представлен на рис.2,а, была полирована с одной стороны, тогда как другая пластина была полирована с двух сторон (рис.2,б).

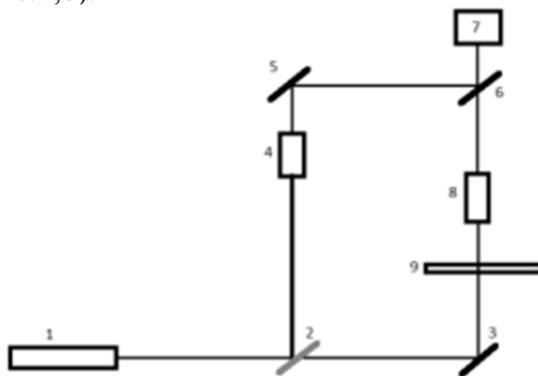


Рис. 1. Оптическая схема интроскопа. 1- лазер, 2,6 – оптический клин, 3,5 – зеркало, 4,8 – объектив, 7 – CCD камера, 9 – пластина кремния

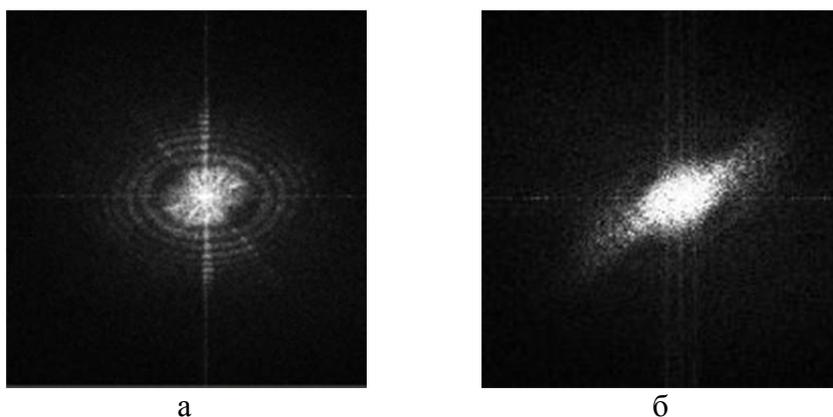


Рис. 2. Фурье образы изображений для двух кремниевых пластин

Из сравнения рисунков, видно, что Фурье образы двух изображений кремниевых пластин значительно отличаются, что служит основой для методики обнаружения дефектов кремниевых пластин.

Таким образом, проведенные исследования показали перспективность использования данной методики анализа Фурье образов изображений, полученных с помощью лазерной интроскопии, для диагностики кремниевых пластин.

МНОЖЕСТВЕННЫЕ СТОП-ЗОНЫ В МЕЗОПОРИСТЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

Щавлев В.В., Горелик В.С.*, Войнов Ю.П.*, Би Дунсюэ**, Guo Liang Shang***, Guang Tao Fei***

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

** Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*** Key Laboratory of Materials Physics and Anhui Key Laboratory of Nanomaterials and Nanotechnology, Institute of Solid State Physics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, P. O. Box 1129, Hefei, 230031, P. R. China

Синтезированы мезопористые одномерные фотонные кристаллы на основе оксида алюминия методом анодного травления тонких алюминиевых пластинок. Приводятся спектры отражения синтезированных образцов в широком спектральном диапазоне, охватывающем несколько стоп-зон. Рассчитаны микроскопические параметры образцов и построены спектры отражения для первых шести стоп-зон.

В настоящее время активно исследуются фотонные кристаллы – периодические структуры с периодом, сравнимым с длиной волны видимого излучения [1]. Характерной особенностью таких материалов является наличие в их спектре фотонных стоп-зон – областей сильного отражения излучения в определённых диапазонах частот. Простейшим примером подобных структур являются одномерные фотонные кристаллы, состоящие из чередующихся слоёв толщиной a_1 и a_2 с показателями преломления n_1 и n_2 [2]. Одним из способов изготовления подобных структур является метод электрохимического травления [3]. Большой интерес представляют мезопористые фотонно-кристаллические плёнки на основе оксида алюминия [4],[5], характеризующиеся высокой температурой плавления, химической инертностью, высокой теплопроводностью и т.д. В данной работе были синтезированы образцы одномерных фотонно-кристаллических плёнок оксида алюминия с различными периодами кристаллической решётки в диапазоне 350-450 нм. Такие образцы обеспечивают возможность присутствия стоп-зон в широком спектральном диапазоне: от ближней инфракрасной области спектра до ультрафиолета.

Фотографии образцов, полученные при различных геометриях наблюдения, приведены на рис. 1 (а-в). Фотонно-кристаллическая плёнка оксида алюминия изменяет свой цвет при изменении угла наблюдения (рис.1 а-в).



Рис.1. Внешний вид поверхности фотонно-кристаллических плёнок при различных геометриях наблюдения

Для исследования микроскопических параметров образцов были сделаны электронные фотографии с помощью сканирующего электронного микроскопа (Рис. 2(а-в)). На рис. 2а представлена микроскопическая структура лицевой поверхности плёнки. В результате анализа лицевой поверхности были определены диаметр пор $d = 55 - 85$ нм и пористость $\delta = 0.40$

верхнего слоя образца, которая определялась методом пиксельного анализа монохромного изображения лицевой поверхности плёнки. Электронные изображения боковой поверхности позволили определить толщину плёнки $H = 77$ мкм (рис. 2б), и период фотонного кристалла $a = 386$ нм (рис. 2в).

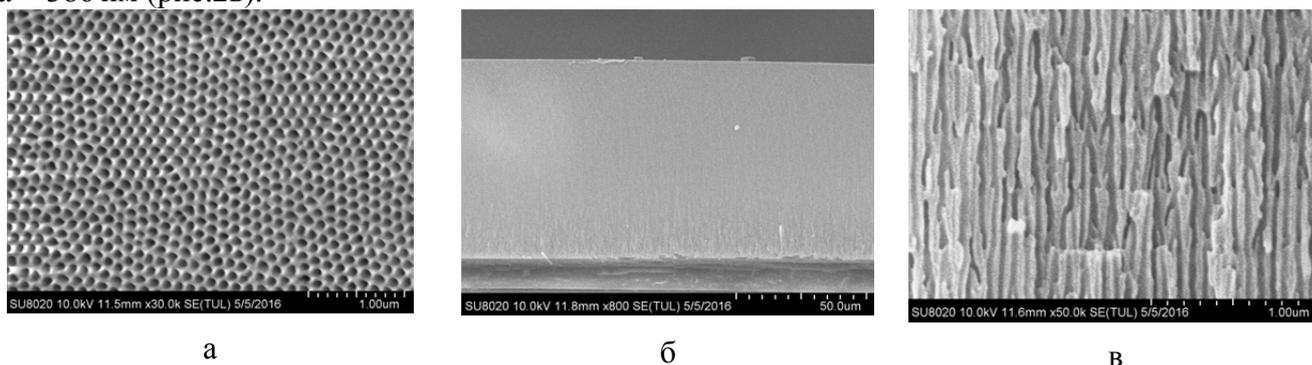


Рис. 2. Электронные фотографии: верхней поверхности плёнки, полученные с при сканировании с ценой деления 0.1 мкм (а); боковой поверхности, полученные при сканировании с ценой деления 5 мкм (б); 0.1 мкм (в)

В ходе экспериментов были записаны спектры отражения широкополосного излучения для исследуемых фотонно-кристаллических пленок на основе оксида алюминия. Спектр отражения в области первых трёх стоп-зон, полученный различными способами, представлен на рис. 3а.

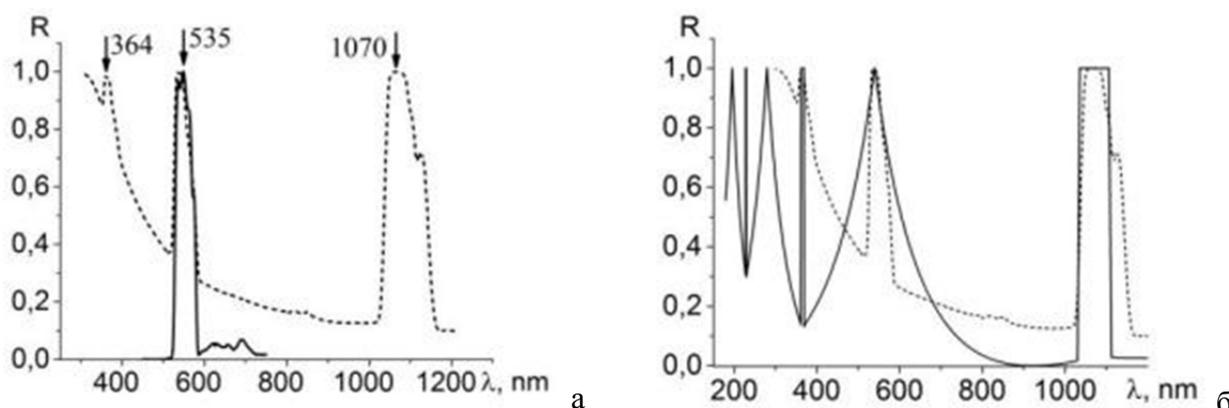


Рис. 3. а) Спектр отражения образца мезопористого одномерного фотонного кристалла на основе оксида алюминия, полученный экспериментально; б) Спектры отражения, полученные экспериментально (пунктирная линия) и расчётом (сплошная линия)

Для описания оптических свойств периодических структур можно использовать модель Кронига – Пенни [6]. Закон дисперсии $\omega(k)$ электромагнитных волн в одномерных периодических структурах в этом случае запишется в виде:

$$\cos(ka) = \cos(k_1 a_1) \cos(k_2 a_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \sin(k_1 a_1) \sin(k_2 a_2) \quad (1)$$

где n_1, n_2 - показатели преломления слоёв, $a = a_1 + a_2$ - период структуры, состоящей из чередующихся слоёв толщиной a_1 и a_2 , $k_1 = n_1 \frac{\omega}{c}$; $k_2 = n_2 \frac{\omega}{c}$, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. На основе закона дисперсии $k(\omega)$ рассчитывается дисперсионная зависимость коэффициента отражения и строится спектр отражения образца (рис. 3б):

$$R(\omega) = \left| \frac{\left(\frac{ck(\omega)}{\omega} - 1 \right)}{\left(\frac{ck(\omega)}{\omega} + 1 \right)} \right|^2 \quad (2)$$

В таблице 1 приводится сопоставление рассчитанных и экспериментальных данных для обсуждаемого фотонного кристалла.

Таблица 1. Сопоставление спектральных и микроскопических характеристик образца, полученных экспериментально (индекс «e») и из расчёта (индекс «t»); m – номер стоп-зоны, λ – спектральное положение центра стоп-зоны, $\Delta\lambda$ – ширина стоп-зоны, n_{ef} – эффективный показатель преломления, a – период структуры.

| m | λ_e , нм | λ_t , нм | $\Delta\lambda_e$, нм | $\Delta\lambda_t$, нм | n_{ef} | n_1 | n_2 | a_e , нм | a_t , нм |
|---|------------------|------------------|------------------------|------------------------|-----------|-----------|-----------|------------|------------|
| 1 | 1070 | 1072 | 78 | 7 6 | 1 .376 | 1 .452 | 1 .295 | 386 | 388.8 |
| 2 | 535 | 539 | 44 | 1 28 | 1 .387 | 1 .459 | 1 .311 | 386 | 388.8 |
| 3 | 364 | 365 | - | 8 | 1 .404 | 1 .469 | 1 .336 | 386 | 388.8 |
| 4 | - | 279 | - | 61 | 1.426 | 1.483 | 1.369 | 386 | 388.8 |
| 5 | - | 228 | - | 2.1 | 1.453 | 1.499 | 1.408 | 386 | 388.8 |
| 6 | - | 196 | - | 38 | 1.482 | 1.516 | 1.450 | 386 | 388.8 |

Таким образом, предложенный в работе метод определения значений микроскопических характеристик образца позволяет строить расчётные спектры отражения и определять по ним спектральное положение и ширину стоп-зон, а также показатели преломления слоёв, учитывая дисперсию образца. Созданные фотонно-кристаллические плёнки могут использоваться в качестве узкополосных фильтров в инфракрасной и видимой областях спектра, в качестве селективных зеркал в лазерных резонаторах и подложек для сенсоров молекулярных структур.

1. E. Yablonovich, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059-2062, (1987).
2. В. С. Горелик, *Квант. электроника*, **37**, № 5, 409-432, (2007).
3. L. Pavesi, *Rivista del nuovo cimento*, **20**, №10, 1-76, (1997).
4. В. С. Горелик, С.О. Климонский, В.В. Филатов и др, *Оптика и спектроскопия*, **120**, № 4, 32-38, (2016).
5. Liu Yisen, Yi. Chang, Ling Zhiyuan, Li. Yi. Hu Xing, *Electrochemistry Communications*, **13**, 1336-1339, (2011).
6. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, 179-189, (1987).

СОБСТВЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

Уклеев Т.А.^{*,**}, Шевченко Н.Н.^{***}, Юрасова Д.И.^{***}, Селькин А.В.^{*,**}

^{*}Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

^{**}Санкт-Петербургский государственный университет

^{***}Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург

Предложен механизм собственной поляризационной анизотропии кубического фотонного кристалла, объясняющий эффект резонансного усиления электромагнитного поля при брэгговском отражении света во взаимно ортогональных состояниях поляризатора и анализатора. Показано, что эффект обусловлен многоволновой брэгговской дифракцией света и не связан с дополнительной анизотропией, нарушающей кубическую симметрию кристалла.

Известно, что обычные кристаллы кубической симметрии по своим оптическим свойствам, как правило, изотропны (по крайней мере, в рамках классической кристаллооптики, когда не идет речь о тонких эффектах пространственной дисперсии) [1, 2]. Этот факт тесно связан с возможностью описания общих оптических свойств кристаллов путем введения тензора диэлектрической проницаемости, не зависящего от пространственных координат. При этом характерный масштаб a неоднородности (например, размер постоянной решетки) должен быть существенно меньшим по отношению к длине волны λ света. Однако в случае пространственно структурированных систем типа фотонных кристаллов (ФК), для которых $a \approx \lambda$, принципиальное значение имеет пространственная модуляция диэлектрической проницаемости [3]. Поэтому, связь симметрии оптических свойств ФК с симметрией его кристаллической решетки, может быть существенно иной по сравнению с обычными кристаллами. В частности, ФК кубической симметрии, в отличие от своих симметричных аналогов из класса обычных кристаллов, могут демонстрировать заметные эффекты оптической анизотропии [4].

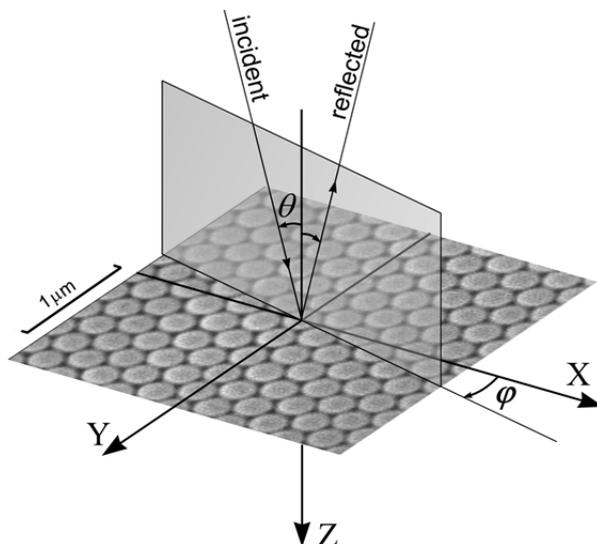


Рис. 1. Геометрия отражения света от опалоподобного ФК: азимут φ отсчитывается от плоскости, перпендикулярной наклонным плоскостям (11-1)

В настоящей работе исследованы спектры брэгговского отражения света от опалоподобных ФК (относящихся к классу симметрии O_h) в зависимости от ориентации плоскости падения относительно кристаллографических осей ФК. В качестве объектов экспериментального изучения использовались ФК, изготовленные из глобул полистирола диаметром $a_{00} \sim 280$ nm. Спектры измерялись от отражающей поверхности (111) в p - p , s - s , p - s и s - p конфигурациях поляризатора-анализатора при разных углах падения θ . Основное внимание обращено на эффект узкополосной оптической анизотропии ФК, проявляющийся в виде

резонансного усиления отраженного сигнала в скрещенных состояниях поляризатора и анализатора (p - s или s - p конфигурация). Эффект практически отсутствует при любых θ , если плоскость падения света перпендикулярна одновременно системам латеральных (111) и наклонных (11-1) кристаллических плоскостей (рис.1, азимут $\varphi = 0^\circ$ плоскости падения). Сигнал в скрещенных, p - s или s - p , состояниях поляризатора и анализатора также отсутствует, когда угол φ кратен 60° . Однако при промежуточных значениях φ в небольшом интервале углов падения вблизи $\theta=55^\circ$ в спектрах p - s и s - p обнаруживается узкий пик отражения, свидетельствующий об оптической анизотропии ФК.

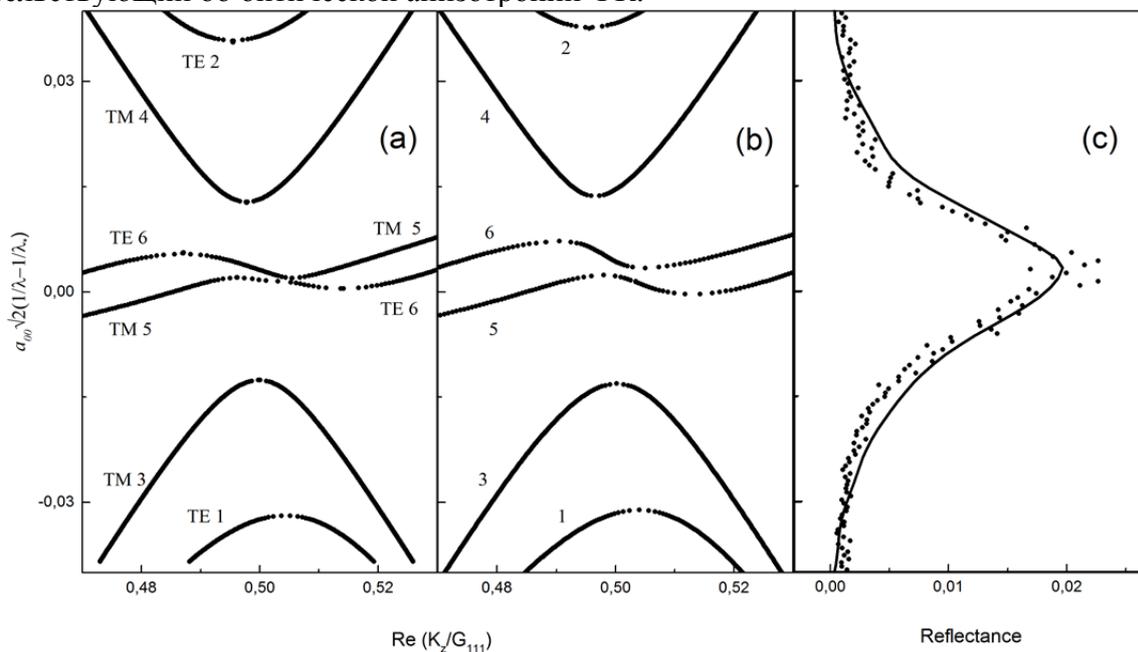


Рис. 2. Энергетический спектр собственных мод (a,b) опалоподобного ФК в сравнении с измеренным (с, точки) и рассчитанным (с, линия) спектрами отражения в p - s поляризации для углов падения $\theta = 54^\circ$ (a), 56° (b,c) и азимута $\varphi = 0^\circ$ (a), 15° (b,c).

Расчет теоретических спектров собственных мод выполнен в рамках динамической теории дифракции света [5, 6] с учетом векторов G_{111} , G_{11-1} and G_{020} обратной решетки. Из рис.2(a) видно, что при $\varphi = 0^\circ$ моды внутри кристалла разделяются на моды (ТЕ- и ТМ-типов), пересекающиеся в области многоволнового дифракционного резонанса (ТЕ6 и ТМ5 в точке λ^*). В то же время при $\varphi \neq 0^\circ$, а именно при $\varphi = 15^\circ$ на рис.2(b), эти же кривые (5 и 6) образуют область антипересечения. Одновременно наблюдается поляризационное смешение всех мод 1-6, наиболее явно выраженное вблизи точки антипересечения 5-6, что должно соответствовать максимуму сигнала кросс-поляризационной спектроскопии. Представленные на рис.4(c) теоретический и экспериментальный спектры хорошо согласуются друг с другом и со спектром собственных мод. Ширина контура отражения в p - s поляризации определяется временем жизни $\tau = \Gamma^{-1}$: в наших расчетах мы использовали $\Gamma = 50$ meV, полученное при сопоставлении экспериментальных и теоретических контуров отражения как для p - p , так и для s - s конфигураций.

Из результатов анализа наблюдаемого эффекта анизотропии следует, что наиболее заметно анизотропия проявляется вблизи значений θ и φ , удовлетворяющих кинематическому условию многоволновой брэгговской дифракции одновременно на двух системах кристаллических плоскостей типа (111) и (11-1). При таком условии осуществляется многомодовый режим распространения света внутри ФК. Этот вывод подтверждается сопоставлением экспериментальных спектров брэгговского отражения с теоретическими кривыми дисперсии собственных мод ФК, рассчитанными для разных значений θ и φ . Именно в результате многомодового характера распространения света, возникает эффект узкополосной оптической анизотропии ФК.

Полученные нами результаты показывают, что, несмотря на высокую симметрию опалоподобных фотонных кристаллов, их оптические свойства обладают сильной анизотропией, что выражается особенно ярко в условиях многоволновой брэгговской дифракции. При азимутальной ориентации плоскости падения, которая не соответствует наиболее симметричным направлениям распространения света в ФК (угол φ не кратен 60°), собственные моды электромагнитного поля становятся эллиптически поляризованными. В результате при p - или s -поляризации падающего луча отраженный свет приобретает эллиптическую поляризацию, что проявляется экспериментально в виде резонансного сигнала отражения в скрещенных поляризациях поляризатора и анализатора. Таким образом, можно заключить, что обсуждаемый эффект представляет собой новое, специфическое проявление многоволновой брэгговской дифракции в трехмерных фотонных кристаллах.

1. В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. 1979. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Москва: Наука. 432 стр.
2. Е.Ф. Гросс, А.А. Каплянский. 1960. Оптическая анизотропия кубических кристаллов, вызванная явлением пространственной дисперсии. "ДАН СССР". **132**:98.
3. Galisteo-López J F, Ibisate M, Sapienza R, Froufe-Pérez L S, Blanco Á, López C. 2011. Self-Assembled Photonic Structures. *Adv. Matter.* **23**(1):30-69.
4. Romanov S G. 2010. Specific features of polarization anisotropy in optical reflection and transmission of colloidal photonic crystals. *Physics of the Solid State.* **52**(4):844.
5. Bazhenova A G, Sel'kin A V, Men'shikova A Yu, Shevchenko N N. 2007. Polarization - dependent suppression of Bragg reflections in light reflection from photonic crystals. *Physics of the Solid State*, **49**(11):2109-2120.
6. Fedotov V G, Sel'kin A V, Ukleev T A, Men'shikova A Yu, Shevchenko N N. 2011. Resonant multiple diffraction of light in 3D opal-like photonic crystals. *Phys. Status Solidi B.* **248**(9):2175-2179.

**СТРУКТУРНЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ
ЛОКАЛИЗОВАННОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В 2D РЕШЕТКЕ ИЗ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ,
ПОМЕЩЕННЫХ В ТОНКИЙ СЛОЙ ДИЭЛЕКТРИКА**

Шайманов А.Н.^{*,}, Хабаров К.М.^{*,****}, Мерзликін А.М.^{*,****,*****},
Барышев А.В.^{*,****,*****}**

*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им.
Н.Л.Духова, Москва, Россия

**Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Москва, Россия

***Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

****Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
Москва, Россия

*****Московский физико-технический институт, 141700 Москва, Россия

В данной работе представлены способы управления оптическими свойствами плазмонных структур с помощью варьирования периода квадратной решетки и добавления вложенной решетки. Были экспериментально и теоретически изучены оптические и поляризационные спектры таких структур.

Наночастицы благородных металлов, привлекают к себе особое внимание вследствие того, что в неупорядоченных и периодических структурах на их основе наблюдаются поверхностные плазмонные резонансы (ППР). Известно, что данный резонанс определяется размером, диэлектрической проницаемостью и формой наночастиц, а также их пространственным расположением. В периодической структуре из наночастиц наблюдается ППР, который зависит от периода решетки и поляризации падающего излучения. Интерпретация поляризационной зависимости является дискуссионной в настоящее время[1],[2], а понимание этой зависимости может расширить применимость плазмонных структур. Было показано, что ППР квадратной решетки из металлических наночастиц, помещенных в слой диэлектрика, зависит от расстояния между наночастицами и эффективного показателя преломления таких структур[3].

В работе исследованы структурные особенности и интерпретированы оптические свойства плазмонных 2D структур – 2D решетка из частиц металла внутри диэлектрического слоя. В спектрах пропускания образцов обнаружены полосы поглощения как на частоте плазмонного резонанса уединенной частицы, так и на 2D ансамбле частиц. Результаты исследования поляризационных спектров пропускания в геометрии наклонного падения показали, что смещение ППР полосы для *p*-поляризованного света не происходит. Тогда как с увеличением угла падения в случае *s*-поляризованного света, смещение ППР полосы происходит в длинноволновую область спектра. В работе демонстрируется появление новых ППР полос в оптических спектрах 2D структур и их необычное спектральное смещение при добавлении вложенной решетки.

1. S.Z. Malynych, G.D. Chumanov, *J. Am. Chem. Soc.*, **125**, 2896–2898 (2003).
2. C.P. Burrows, W.L. Barnes, *Opt. Express*, **18**, 3187–3198 (2010).
3. A.V. Baryshev, A.M. Merzlikin, *JOSA B.*, **33** (in production, 2016).

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ KGW И YVO₄ В ПРИСУТСТВИИ АП-КОНВЕРСИИ НА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНАХ В «СЛЕДОВОЙ» КОНЦЕНТРАЦИИ

Ходасевич И.А., Грабчиков А.С.

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

В докладе рассматриваются данные по исследованию изменения пропускания в кристаллах KGW и YVO₄, реализуемом параллельно с развитием ап-конверсии на «следовых» концентрациях редкоземельных ионов, возбуждаемых непрерывным лазерным излучением. Полученные результаты подтверждают возникновение нелинейного поглощения при плотностях мощности на уровне кВт/см².

Распространение лазерного излучения в кристаллических средах может сопровождаться развитием нелинейно-оптических процессов, в том числе ап-конверсионных. Наиболее ярко это проявляется при взаимодействии излучения лазерных источников с пико- и фемтосекундной длительностью импульсов.

Однако, как было показано в [1, 2], при воздействии на кристаллы непрерывным лазерным излучением развитие ап-конверсии также возможно даже при незначительной концентрации редкоземельных ионов (РЗИ). Отличительной особенностью развития этого процесса является относительно высокая плотность мощности лазерного излучения (1 – 100 кВт) и продолжительность его воздействия.

Известно, что в случае ап-конверсионного процесса в кристаллах с высоким содержанием РЗИ может возникать нелинейное поглощение среды и формироваться фотонная лавина [3]. Недавнее исследование характеристик ап-конверсионного свечения на низкоконцентрированных РЗИ показало аномально низкое значение показателя n в зависимости интенсивности люминесценции от мощности возбуждающего излучения [4]. Одной из причин снижения величины показателя может являться высокий уровень потерь [5], например, вследствие наведенного нелинейного поглощения.

В докладе представлены данные по регистрации нелинейного поглощения, наблюдаемого в условиях развития ап-конверсионной люминесценции на «следовых» РЗИ в кристаллах KGW и YVO₄ при варьировании плотности мощности воздействующего лазерного излучения.

Для возбуждения использовалось непрерывное лазерное излучение на длинах волн 1064 и 970 нм. С целью получения необходимой плотности мощности использовалась жесткая фокусировка пучков мощностью до 8 Вт линзой с фокусным расстоянием 2 см. Экспериментальная установка представляла собой модификацию известной схемы однопучкового Z-scan, в которой использовалось относительное перемещение кристалла вдоль перетяжки пучка лазерного излучения, с одновременной регистрацией ап-конверсионной люминесценции низко концентрированных РЗИ.

Регистрация сигнала люминесценции осуществлялась под углом 90° к направлению распространения пучка возбуждающего лазерного излучения. В такой схеме кристалл и система регистрации ап-конверсионной люминесценции покоились, а прохождение кристалла через фокальную плоскость линзы осуществлялось перемещением системы фокусирующей и коллимирующей линз, как целого, вдоль направления распространения лазерного пучка. Для точного контроля положения перетяжки пучка относительно кристалла линзы устанавливались на общую платформу, перемещаемую шаговым двигателем. Применённый подход позволял одновременно регистрировать ап-конверсионную люминесценцию и пропускание кристаллической среды.

Характерный результат одновременного измерения ап-конверсионной люминесценции и пропускания показан на примере воздействия на кристалл KGW излучения диодного лазера с длиной волны 970 нм и мощностью 7 Вт (рис.).

Следует отметить несовпадение максимумов сигналов при прохождении кристалла вдоль перетяжки лазерного пучка.

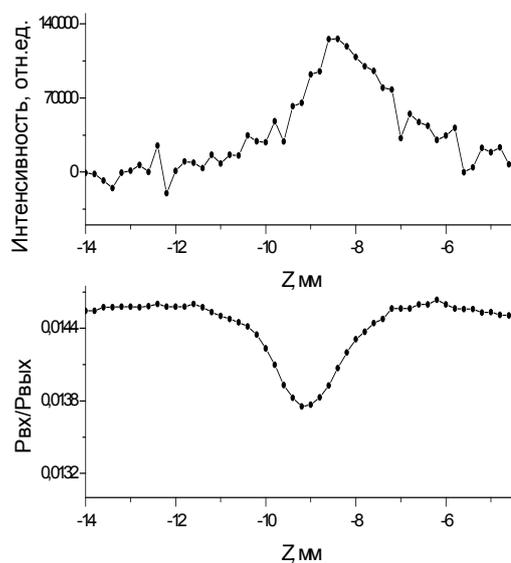


Рисунок. Зависимость ап-конверсионной люминесценции в области 475 нм (верхний график) и пропускания (нижний график) кристалла KGW.

Полученные данные по изменению пропускания кристаллов YVO_4 и KGW в присутствии ап-конверсии, могут рассматриваться как свидетельство режима, подобного фотонной лавине [3].

Работа частично поддержана Фондом фундаментальных исследований РБ, грант Ф15-116.

1. I. A. Khodasevich, A. A. Kornienko, E. B. Dunina, A. S. Grabtchikov, *Opt. Spectrosc.* **115**, 372-382, (2013).
2. J. J. Neto, Ch. Artlett, A. Lee, J. Lin, D. Spence, J. Piper, N. U. Wetter, and H. Pask, *Opt. Mater. Express* **4**, 889-902 (2014).
3. J. S. Chivian, W. E. Case, D. D. Eden, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 124-125 (1979).
4. I. A. Khodasevich, A. S. Grabtchikov, A. A. Kornienko, E. B. Dunina, *Optics and Spectroscopy*, **119**, 759-765, (2015).
5. M. Pollnau, D. R. Gamelin, S. R. Luethi, and H. U. Guedel, *Phys. Rev. B*, **61**, 3337-3346, (2000).

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В КОРОТКОШАГОВЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Киселев А.Д., Пожидаев Е.П.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований электрооптических свойств короткошаговых сегнетоэлектрических жидких кристаллов с деформированной спиральной структурой. Обсуждаются механизм, характеристики и применения в фотонике ориентационного эффекта Керра.

Хиральные смектические жидкие кристаллы (ЖК) представляют собой разновидность анизотропных квадрупольно упорядоченных жидкостей со слоистой структурой, обусловленной пространственной периодической модуляцией плотности вдоль нормали к смектическим слоям, ориентационное упорядочение в которых характеризуется ЖК директором, задающим направление предпочтительной ориентации молекул в слое. Понижение симметрии при наклоне директора по отношению к нормали слоя приводит к появлению дипольного момента в плоскости слоя и такие ЖК называются сегнетоэлектрическими (СЖК). Благодаря особенностям быстрого электрооптического отклика, СЖК относятся к классу ЖК материалов наиболее перспективных для современных применений в фотонике и для дисплейных технологий[1]-[5].

Предметом наших рассуждений являются короткошаговые СЖК, которые характеризуются наличием наноструктурированной спиральной ориентационной структуры. Индуцированные внешним электрическим полем деформации этой структуры изменяют оптические свойства СЖК ячеек, которые можно интерпретировать как ориентационный эффект Керра и теоретически описывать эффективным тензором диэлектрической проницаемости гомогенизированной СЖК среды[1]-[3]. Мы обсуждаем теорию эффекта, механизм его возникновения, особенности его проявления в экспериментах и возможности оптимизации его характеристик. Проводится детальное сравнение теоретических результатов с данными экспериментальных измерений.

Мы представляем теоретические и экспериментальные результаты, указывающие на возможность получения фазовой модуляции света в СЖК ячейках с деформированной полем наноструктурированной спиральной структурой[4]-[5]. Для таких ячеек также получено теоретическое описание индуцированных электрическим полем трансформаций сингулярной структуры поляризационно-разрешенных коноскопических картин.

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансовую поддержку в рамках проекта 16-02-00441_a.

1. A.D. Kiselev, E.P. Pozhidaev, V.G. Chigrinov, H.-S. Kwok, *Phys. Rev. E*, **83**, 031703, (2011).
2. E.P. Pozhidaev, A.D. Kiselev, A.K. Srivastava, V.G. Chigrinov, H.-S. Kwok, M.V. Minchenko, *Phys. Rev. E*, **87**, 052502, (2013).
3. A.D. Kiselev, V.G. Chigrinov, *Phys. Rev. E*, **90**, 042504, (2014).
4. E.P. Pozhidaev, A.K. Srivastava, A.D. Kiselev, V.G. Chigrinov, V.V. Vashchenko, A.I. Krivoshey, M.V. Minchenko, H.-S. Kwok, *Opt. Lett.*, **39**, 2900-2903 (2014).
5. S.P. Kotova, S.A. Samagin, E.P. Pozhidaev, A.D. Kiselev, *Phys. Rev. E*, **92**, 062502 (2015).

**ФРАГМЕНТАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ ПОД
ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ****Гладских И.А., Торопов Н.А., Парфенов П.С., Вартанян Т.А.**
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально исследовано влияние лазерного излучения на морфологию и оптические свойства серебряных наночастиц. Показано, что при облучении частиц лазером с длиной волны, близкой к положению квадрупольного резонанса, происходит их фрагментация.

Наночастицы благородных металлов находят ряд важных применений в фотонике и оптоэлектронике. Благодаря возбуждению локализованных поверхностных плазмонов, вблизи наночастиц происходит значительное усиление падающего излучения. Этот эффект служит основой гигантского комбинационного рассеяния и спектроскопии отдельных молекул[1],[2].

В промежутках между близко расположенными друг к другу металлическими частицами локализация и усиление электромагнитного поля оказывается еще большей. Однако при напылении металлов на твердые подложки обычно образуются островковые пленки, в которых расстояние между частицами соизмеримо с их размерами[3]. Для уменьшения расстояния между частицами недавно был разработан двухступенчатый процесс формирования наночастиц золота, заключающийся в повторном напылении и термическом отжиге пленки[4]. В настоящей работе сообщается об альтернативном методе получения ансамблей плотноупакованных металлических наночастиц с помощью обработки мощным лазерным излучением.

Гранулированные серебряные пленки были получены методом физического осаждения паров металла из газовой фазы на поверхность кварцевых подложек при комнатной температуре. Осаждение проводилось в вакуумной камере PVD-75 (Kurt J. Lesker) при давлении остаточных газов $\sim 10^{-7}$ Торр. Количество напыленного материала и скорость напыления контролировались с помощью кварцевых микровесов. Эквивалентная толщина пленок составила 10 нм, 15 нм и 20 нм. После напыления образцы подвергались термическому отжигу при 250 °С в течение одного часа.

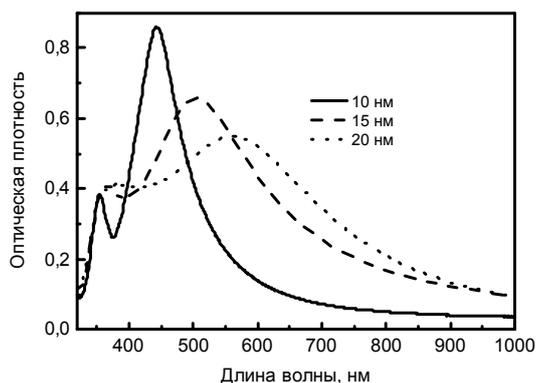


Рис. 1. Спектры оптической плотности пленок серебра

При данных условиях напыления и термической обработки пленки толщиной более 10 нм состоят из крупных частиц с характерными размерами более 100 нм. В спектрах экстинкции таких пленок ярко выражен дипольный плазмонный пик в видимой области спектра и квадрупольный резонанс в ближнем УФ диапазоне (Рис. 1). Спектры экстинкции неоднородно уширены из-за присутствия в пленке частиц различных размеров и форм. При увеличении эквивалентной толщины пленки наблюдается значительное смещение в длинноволновую область дипольного плазмонного резонанса и небольшое смещение квадрупольного.

После отжига пленки облучались третьей гармоникой импульсного Nd:YAG лазера ($\lambda=355$ нм, $\tau=10$ нс). Плотность энергии изменялась от 30 мДж/см² до 160 мДж/см². Длина волны лазерного излучения попадает в максимум квадрупольного резонанса для пленки толщиной 10 нм и близка к максимуму квадрупольного резонанса для пленок толщиной 15 нм и 20 нм.

На рис. 2 представлены спектры оптической плотности серебряной пленки толщиной 10 нм до и после облучения лазером с различной плотностью энергии импульсов. С увеличением энергии импульса наблюдается деградация квадрупольного пика и смещение дипольного резонанса в длинноволновую область спектра. Данное смещение дипольного резонанса в длинноволновую область не тривиально и может быть связано как с увеличением размера частиц, так и с взаимодействием между рядом стоящими частицами. Квадрупольный резонанс возбуждается в достаточно крупных частицах диаметром более 100 нм[5], поэтому уменьшение величины оптической плотности в области квадрупольного пика может говорить об уменьшении среднего размера частиц.

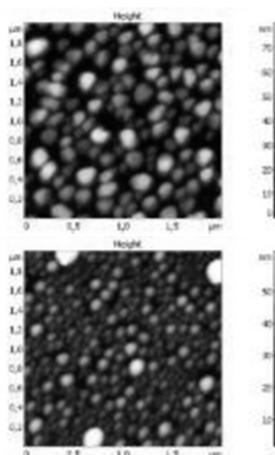


Рис. 2. Динамика изменения спектров оптической плотности пленки серебра толщиной 10 нм при облучении лазерным излучением (а); АСМ изображения и гистограммы распределения по размерам частиц пленки до облучения (б) и после облучения (в)

На рис. 2 (б, в) представлены АСМ изображения данной пленки после отжига и после облучения 10 импульсами с плотностью энергии 160 мДж/см². Средний диаметр частиц до облучения составил 140 ± 40 нм. После облучения размер частиц уменьшился до 80 ± 30 нм, в то же время значительно увеличилась их плотность.

Подобные результаты были получены и для пленок с эквивалентной толщиной 15 нм и 20 нм. Для таких пленок в спектрах экстинкции наблюдалось два дипольных максимума, соответствующие возбуждению плазмонных колебаний в больших частицах, образовавшихся после напыления и термического отжига, и маленьких частиц, образованных в процессе фрагментации более крупных при облучении лазером. Спектры экстинкции так же хорошо согласуются с АСМ изображениями.

Работа поддержана грантами РФФИ (16-32-60028, 16-32-00165, 16-02-00932), грантом Президента РФ (МК-4694.2015.2) и проектом в рамках госзадания (2014/190).

1. J.N. Anker, et al., Nature Materials, **7**, 442-453, (2008).
2. K.A. Willets, R.P. Van Duyne, Annu. Rev. Phys. Chem., **58**, 267-297, (2007).
3. P.V. Gladskikh, I.A. Gladskikh, N.A. Toropov, T.A. Vartanyan, JNPR, **17**, 424, (2015).
4. M. Kang, S. Park, K. Jeong, Scientific Reports, **5**, 14790, (2015).
5. K. L. Kelly, et al., J. Phys. Chem. B, **107**, 668-677, (2003).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОННОГО ОБМЕНА НА СТЕКЛА С ZnS

Трофимов А., Колобкова Е.В., Никоноров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе исследуются свойства фторсофатных стекол, активированных ZnS после ионного обмена (ИО). Было показано, что в исходном образце формируются квантовые точки (КТ) ZnS, а в образцах после ИО образуются КТ Ag₂S и его спектр сдвигается в ИК область.

Стекла, активированные полупроводниковыми нанокристаллами, представляют большой интерес как с точки зрения изучения фундаментальных закономерностей, обусловленных квантовым размерным эффектом, так и для задач прикладной оптики. Прикладной интерес к этим стеклам связан с их высокой нелинейностью и возможностью применения их в качестве активных сред при создании твердотельных лазеров [1-2], генерации второй гармоники [3], а также в качестве элементов памяти для компьютеров нового поколения [4]. Традиционно квантовые точки синтезируются в силикатных стеклах, методом калоидной химии в жидких средах.

В нашей работе используются легкоплавкие фосфатные стекла. В данной матрице получают квантовые точки CdS, CdSe, PbS, PbSe и т.д. В нашей работе сделана попытка получения формирования квантовых точек ZnS и Ag₂S.

Для формирования квантовых точек была подготовлены два образца сткол, исходное стекло, содержащее высокую концентрацию ZnS (стекло 1), и стекло 1 после НИО при температуре 320° в течение 60 мин для формирования Ag₂S QDs (стекло 2). Квантовые точки формировались при температуре выше T_g. При последовательной термообработке в исходном стекле наблюдался сдвиг полосы поглощения в длинноволновую область спектра (рис.1), что связано с ростом квантовых точек ZnS в исходном стекле.

На спектре поглощения стекла после ионного обмена (рис 2.) наблюдается сдвиг края поглощения на 320нм, по сравнению с исходным стеклом. Сдвиг полосы связан с образованием фазы Ag₂S, о чем свидетельствуют данные рентгенофазового анализа (здесь не представлен). После термообработки наблюдается сдвиг полосы в ИК область с границей в 1050 нм. Что соответствует энергии запрещенной зоны для Ag₂S. Поэтому дальнейшего сдвига не наблюдается.

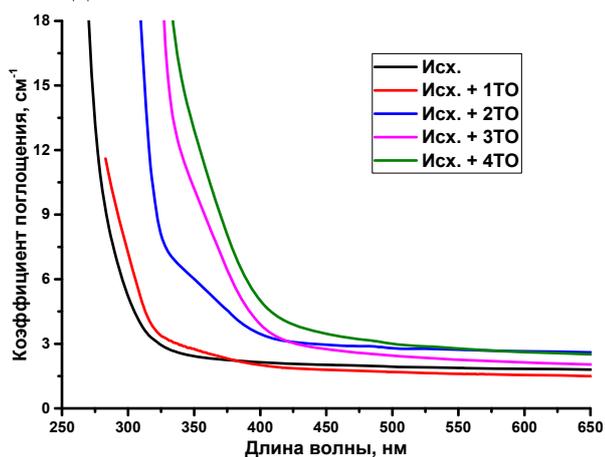


Рис. 1. Спектры поглощения исходного стекла и после нескольких термообработок

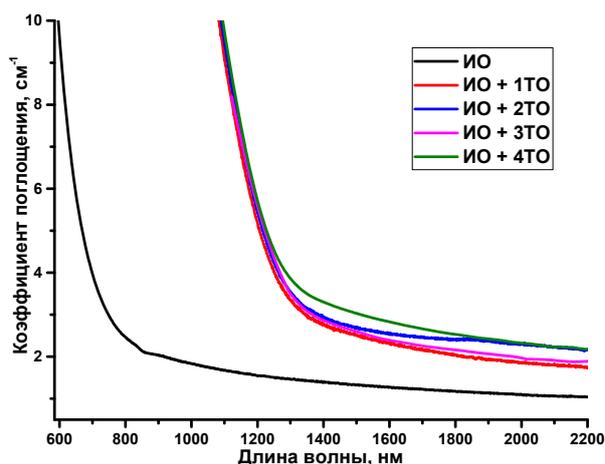


Рис. 2. Спектры поглощения стекла, подвергнутому ионному обмену и после нескольких термообработок

На основании оптических спектров и рентгено-фазового анализа было сделано заключение о формировании, что в процессе ионного обмена стимулируется образование квантовых точек нового класса Ag₂S.

1. Olbright, R. Interferometric measurements of nonlinear index of refraction n_2 of $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ doped glasses / R. Olbright, N. Peyghambarian // *Appl. Phys. Lett.* – 1986. – V. 48. – P. 1184-1186.
2. Roussignol, P. New results on optical phase conjugation in semiconductor doped glasses / P. Roussignol, D. Ricard, J. Lukasik // *J. Opt. Soc. Amer. B.* – 1987. – V. 4 – P. 5-11.
3. Kligshirn, C. Linear and nonlinear optics of wide-gap II-VI semiconductors / C. Kligshirn // *Physica Status Solidi B.* – 1997. – V. 202. – N. 2. – P. 857-875.
4. Rodrigues, P.A. Laser-induced heating of nanocrystals embedded in glass matrices / P.A. Rodrigues, P.Y. Yu, S.H. Rusbud // *J. of Appl. Phys.* -1996. – V.80. – N. 10. – P. 5963-5966.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ФОТОПОЛИМЕРНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ AgNPs И AuNPs, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКОСТИ

Зулина Н.А., Павловец И.М., Денисюк И.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование получения AgNPs и AuNPs методом лазерной абляции в жидком мономере. Получены стабильные коллоиды, при фотополимеризации которых получены твердые пленки нанокompозита. Исследованы размерное распределения наночастиц, линейные и нелинейные оптические свойства коллоидов и твердых пленок.

Металлические наноматериалы и нанокompозиты представляют огромный прикладной интерес для создания и совершенствования устройств фотоники [1]. Нелинейно-оптические свойства нанокompозита с металлическими наночастицами обусловлены нелинейной поляризацией вещества под действием световой волны, в данном случае - нелинейной зависимостью сдвига электронов при плазмонном резонансе от пикового значения вектора E светового поля. [2].

Основной задачей, требующей решения в создании фотополимерных нанокompозитов на основе металлических наночастиц, является внедрение наночастиц в состав мономера. В настоящий момент имеется ряд способов получения наночастиц металлов, основанных на проведении химических реакций восстановления и, следовательно, связанных с необходимостью удаления продуктов реакции, а также с необходимостью переноса наночастиц из реакционной среды в рабочую, например, в полимер, что не всегда осуществимо. Метод лазерной абляции в жидкости не имеет этих недостатков и заключается в мгновенном испарении вещества и конденсации пара с образованием наночастиц. Поскольку в этом случае отсутствует необходимость проведения химических реакций синтеза, данный метод более универсален, а полученные наночастицы не загрязняются продуктами реакции. Кроме того, проведение данного метода в жидком мономере, обеспечивает его осаждение на поверхность вновь образованных наночастиц и формирование стабильных коллоидных растворов. Таким образом, полученный коллоидный раствор наночастиц в мономере может использоваться для формирования твердых пленок полимерных нанокompозитов методом фотополимеризации последнего.

В данной работе исследованы фотополимерные нанокompозиты, выполненные на основе алифатических полимеров и наночастиц серебра и золота (AgNPs и AuNPs), полученных в результате лазерной абляции в жидком мономере.

В качестве лазерного источника для абляции использовался Nd:YAG лазер (Sol instruments LF117, 532 нм) с частотой повторения импульсов 10 Гц, энергией импульса порядка 30 мДж, длительностью импульса 10 нс. В качестве жидкости для абляции был выбран фотополимеризующийся мономер изодецилакрилат (IDA, Isodecylacrylate, Aldrich, number # 408956, CAS#1330-61-6).

Мишень (химически чистое серебро или золото) помещалась на дно кварцевой кюветы, заполненной жидкостью. Излучение лазера фокусировалось на мишень сквозь слой жидкости толщиной 2-5 мм.

Полученные AgNPs и AuNPs в виде коллоидного раствора были исследованы методами спектроскопии видимой и УФ-областей с помощью УФ - спектрометра Shimadzu UV-1800. Изображения наночастиц, полученных в результате лазерной абляции, были получены с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Carl Zeiss Merlin.

На Рис. приведены СЭМ изображения полученных наночастиц.

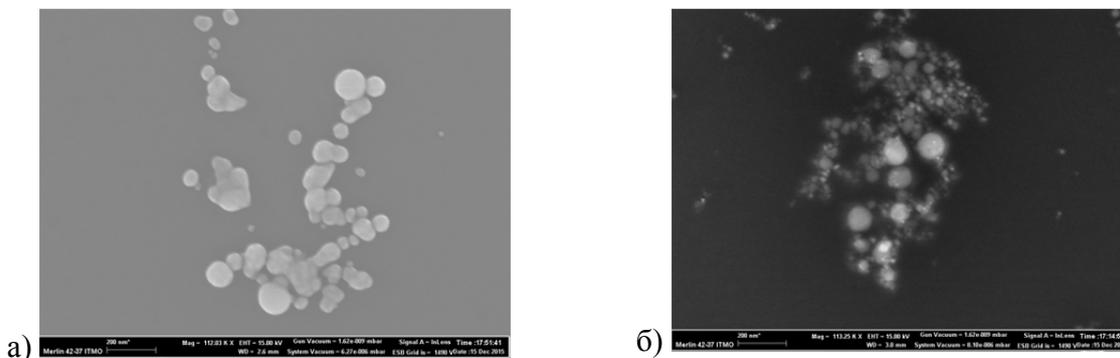


Рисунок. СЭМ изображения полученных а) AuNPs, б) AgNPs

Нелинейно-оптические свойства (нелинейно-оптическое поглощение и преломление) полимерных матриц и полимерных нанокомпозитов были исследованы методом z-scan. Данный метод описан, например, в [3].

В эксперименте использовался коллимированный пучок (диаметр 5 мм) излучения CW Diode Pumped лазера (532 нм, 140 мВт), работающего в непрерывном режиме. Пучок фокусировался линзой с фокусным расстоянием 6 см. Длина перетяжки составляла 6 мм. Сканирование образцов проводилось на 8-12 мм в обе стороны от фокуса.

Нелинейно-оптических свойств образцы без наночастиц не демонстрировали. Нелинейное поглощение образцов с наночастицами представляло собой зависимость нормированного пропускания от координаты – при перемещении к фокусу пропускание образца уменьшается и достигает минимума в фокусе. Для исследованных наноматериалов характерен эффект самодефокусировки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00448 и Министерства Образования и Науки РФ.

1. N. Misra, M. Rapolu, S. Venugopal Rao, L. Varshney, V. Kumar, *Optics & Laser Technology*, **79**, 24–31, (2016).
2. R.A. Ganeev, M. Baba, A.I. Ryasnyansky, M. Suzuki, H. Kuroda, *Optics Communications*, **240**, 437–448, (2004).
3. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, *Jour. of Quantum Electronics*, **26(4)**, 760-769, (1990).

УЛЬТРАТОНКИЕ КОЛЛОИДНЫЕ НАНОПЛАСТИНЫ CdSe ДЛЯ КОРОТКОВОЛНОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Кормилина Т.К., Ушакова Е.В., Баранов А.В., Черевков С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведена характеристика электронной энергетической структуры нанопластин CdSe с фундаментальным экситонным переходом в УФ области методами абсорбционной, стационарной и кинетической люминесцентной спектроскопии. На основе проведенных исследований сделан вывод о возможности их применения в коротковолновых источниках излучения.

Коллоидные наноструктуры с пространственным ограничением в двух и трёх измерениях, то есть наностержни и квантовые точки, уже десятилетия являются объектами исследований, а методы их получения достаточно проработаны и оптимизированы, чтобы обеспечить промышленное производство, как самих кристаллов, так и устройств на их основе. В то же время двумерные наноструктуры не получили большого внимания со стороны учёных и потому интенсивно исследуются лишь в последние годы. Лишь 10 лет назад[1] оказалось возможным синтезировать коллоидные 2D нанокристаллы, так называемые нанопластины.

Оптические характеристики нанопластин, определяющие их ценность для фундаментальных исследований и практических приложений, напрямую зависят от толщины пластины. Электронная энергетическая структура в пластинах формируется так же, как и в квантовых ямах, где энергия экситона зависит от их толщины.

Достижения коллоидной химии открывают возможности синтеза наноструктур, позволяющие с высокой точностью контролировать толщину пластины, а значит, и добиваться желаемых оптических свойств[2].

Наличие у нанопластин больших латеральных размеров делает их очень перспективными для изучения анизотропии в кристалле и влияния на поверхность лигандов, кроме того, двумерные структуры лучше всего подходят под существующие конструкции различных оптоэлектронных устройств[3],[4]. Оптические характеристики нанопластин выгодно отличают их от других нанокристаллов узким максимумом излучения и практически отсутствующим стоксовым сдвигом, что делает их перспективными для создания узкополосных источников излучения.

Действительно, для пластин легко получить излучение нужной длины волны, используемые для этого методики малозатратны, а коллоидный раствор является очень удобен для внедрения в матрицы и создания на их основе мультикомпонентных систем[5]. Более того, было выявлено, что в нанопластинах релаксация носителей из высокоэнергетических состояний происходит значительно быстрее времени рекомбинации из нижнего возбужденного состояния, а это и необходимо для вынужденного излучения и лазерной генерации[6]. К тому же пластины демонстрируют оптическое усиление, значительно большее, чем другие опробованные для этой цели нанокристаллы. Благодаря этому уже на настоящий момент реализованы светодиоды[7], в том числе гибридные[8] и полупроводниковые лазеры[9],[10], использующие в качестве активного слоя нанопластины CdSe.

В то время как источники излучения на нанопластинах бесспорно являются востребованными, они пока охватывают не весь диапазон возможных приложений в силу недостаточного спектрального разнообразия. При этом замечено, что с уменьшением толщины нанопластин максимумы излучения смещаются всё ближе к ультрафиолетовой области, как это видно из рисунка, а скорость излучения и сила осциллятора при этом возрастают [11].

Несмотря на то, что в последние годы нанопластины активно исследовались, внимание уделялось лишь пластинам, излучающим в видимой области спектра. Получение же и свойства ультратонких нанопластин на настоящий момент малоизучены, и, главным образом, нет достаточной информации о кинетике релаксации носителей заряда.

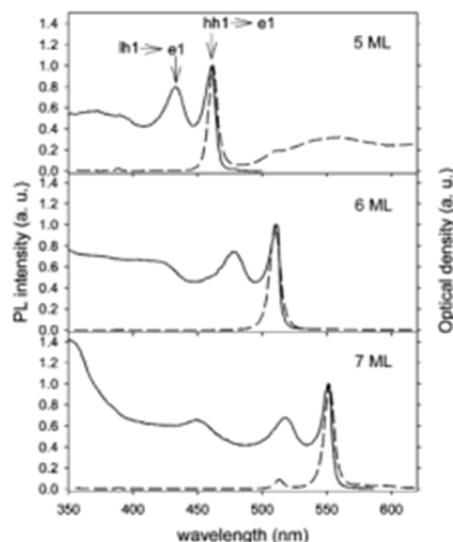


Рисунок. Спектры поглощения (сплошная) и люминесценции (пунктирная линия) нанопластин различной толщины [2]

Мы предполагаем, что разработка нанопластин толщиной всего в 4 монослоя полупроводника позволит расширить линейку узкополосных полупроводниковых источников излучения и перейти в ультрафиолетовый диапазон. Устройства такого плана будут крайне полезны для применения в медицинских лазерах, а также при создании гетероструктур на гибких подложках, оптоволокне, микроструктурированных волноводах и системах с лабораторией на чипе[9].

Целью данной работы является разработка методики воспроизводимого синтеза и исследование оптических свойств ультратонких полупроводниковых нанопластин на основе CdSe.

Нанопластины селенида кадмия были получены по модифицированной методике [12] методом металлоорганического синтеза в органических растворах. Использовалась реакция между ацетатом кадмия, олеиламином, элементарным селеном и стеариновой кислотой при повышенной температуре в среде некоординирующего растворителя октадецена. По окончании реакции нанокристаллы CdSe осаждались из реакционной смеси добавлением изопропанола. Осадок нанокристаллов центрифугировался и дважды промывался метанолом для удаления органических соединений и непрореагировавших прекурсоров, далее растворялся в хлороформе с добавлением олеиновой кислоты в качестве стабилизатора коллоидных наночастиц CdSe.

В работе была проведена характеристика электронной энергетической структуры двумерных нанокристаллов селенида кадмия методами абсорбционной и люминесцентной спектроскопии. Спектры поглощения были получены на спектрофотометре UV-Probe 3600 (Shimadzu), а спектры люминесценции исследуемых в данной работе нанокристаллов с оптическими переходами в видимой области спектра проводились на спектрофлюориметре Cary Eclipse (Varian). Для исследования кинетики затухания люминесценции был использован флуоресцентный микроскоп MicroTime 100 (PicoQuant), в котором реализован метод коррелированного счета одиночных фотонов на базе конфокального микроскопа.

Полученные спектры демонстрируют крайне узкий максимум излучения полушириной около 10 нм, свидетельствующий о высоком качестве и однородности пластин в образце, а также незначительный Стоксов сдвиг всего 8 нм, показывающий, что очень малая часть поглощенной энергии теряется в безызлучательных процессах. На основе этого мы делаем вывод, что ультратонкие нанопластины действительно обладают всеми необходимыми качествами для их применения в коротковолновых источниках излучения.

1. Joo J., Son J.S., Kwon S.G., Yu J.H., Hyeon T., *J. Am. Chem. Soc.* **128**, №17, 5632-5633, (2006).
2. Ithurria S., Dubertret B., *J. Am. Chem. Soc.* **130**, №49, 16504-16505, (2008).

3. Bouet C., Mahler B., Nadal B., Abecassis B., Tessier M. D., Ithurria S., Dubertret B., *Chemistry of Materials* **25**, №4, 639-645, (2013).
4. Lhuillier E., Pedetti S., Ithurria S., Nadal B., Heuclin H., Dubertret B., *Acc. Chem. Res.* **48**, №1, 22-30, (2015).
5. Talapin D.V., Lee J.S., Kovalenko M.V., Shevchenko E.V., *Chemical reviews* **110**, №1, 389-458, (2009).
6. Pelton M., Ithurria S., Schaller R.D., Dolzhnikov D.S., Talapin D.V. *Nano letters* **12**, №12, 6158-6163, (2012).
7. Chen Z, Nadal B, Mahler B, Aubin H, Dubertret B., *Advanced Functional Materials* **24**, №3, 295-302. (2014).
8. Vitukhnovsky A.G., Lebedev V.S., Selyukov A.S., Vashchenko A.A., Vasiliev R.B., Sokolikova M.S., *Chemical Physics Letters* **619**, 185-188, (2015).
9. She C, Fedin I, Dolzhnikov D.S, Demortière A, Schaller R.D, Pelton M, Talapin D.V., *Nano letters* **14**, №5, 2772-2777, (2014).
10. Guzelurk B, Kelestemur Y, Olutas M, Delikanli S, Demir H.V., *ACS nano* **8**, №7, 6599-6605, (2014).
11. Ithurria S, Tessier M.D, Mahler B, Lobo R.P, Dubertret B, Efros A.L., *Nature materials* **10**, №12, 936-941, (2011).
12. Mahler B., Nadal B., Bouet C., Patriarche G., Dubertret B., *J. Am. Chem. Soc.*, **134**, №45, 18591-18598, (2012).

МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ КЛАСТЕРЫ В ТОНКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ: ПОЛУЧЕНИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА

Гладских И.А., Вартанян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Разработан метод получения малоатомных металлических кластеров в тонких диэлектрических пленках при одновременном вакуумном напылении металла и диэлектрика. Рассмотрены спектральные свойства кластеров серебра, золота и меди в зависимости от условий напыления.

Отличительной особенностью наноструктур является возможность точно подстраивать их свойства, изменяя их размер и форму. Электронная структура малоатомных металлических кластеров (до 100 атомов) в значительной степени изменяется при добавлении или удалении одного атома, что приводит к изменениям их оптических свойств (поглощение и люминесценция)[1],[2]. Поэтому исследование размерной зависимости оптических свойств металлических кластеров представляет особенный интерес для создания на их основе устройств фотоники.

На сегодняшний день металлические кластеры получают либо в виде коллоидных растворов[3], либо при ионном обмене в стеклах[4]. В данной работе для получения малых металлических кластеров применен метод физического осаждения паров металлов в вакууме при одновременном напылении диэлектрического материала.

Напыление производилось в вакуумной камере PVD-75 (Kurt J. Lesker) при давлении остаточных паров порядка $1 \cdot 10^{-6}$ Торр. Для испарения металлов (серебро, золото и медь чистотой 99,99%) использовалась вольфрамовая лодочка, нагреваемая проходящим через нее током. Диэлектрические материалы (сапфир и кварц) напылялся с помощью электронно-лучевого испарителя. Скорость напыления и количество осажденного материала контролировались с помощью кварцевых микровесов, как эквивалентная толщина сплошного слоя. Суммарная толщина полученного слоя составила 30 нм.

На рис. 1 приведены спектры оптической плотности чистых пленок сапфира и кварца толщиной 30 нм. Сапфировая пленка привела к просветлению сапфировой подложки, что может быть связано с образованием пористой структуры при напылении. Пленка кварца практически не изменила спектральные свойства кварцевой подложки.

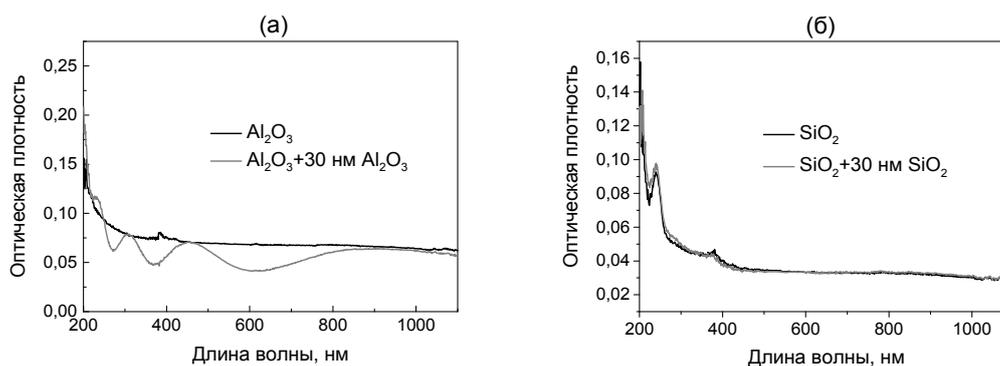


Рис. 1. Спектры оптической плотности сапфировой пленки на поверхности сапфировой подложки (а) и кварцевой пленки на поверхности кварцевой подложки (б)

При одновременном напылении металла и диэлектрика образовывались диэлектрические пленки, содержащие металлические кластеры. Для серебряных кластеров в спектре экстинкции наблюдаются узкие полосы поглощения в ближней УФ области спектра. Так при отношении скорости напыления серебро:кварц=1:6 в спектре оптической плотности (Рис. 2) максимумы расположены на длинах волн 300 нм, 327 нм и 396 нм. Такие кластеры достаточно нестабильны и после прогрева в течении одного часа при 200 °С остался только один широкий пик поглощения на длине волны 400 нм, что может быть связано с образованием более крупных кластеров. К такому же эффекту приводило и увеличение количества серебра в пленки. Для

диэлектрических пленок с содержанием золота и меди наблюдались широкие полосы поглощения в ближнем УФ и видимом диапазоне до 600 нм.

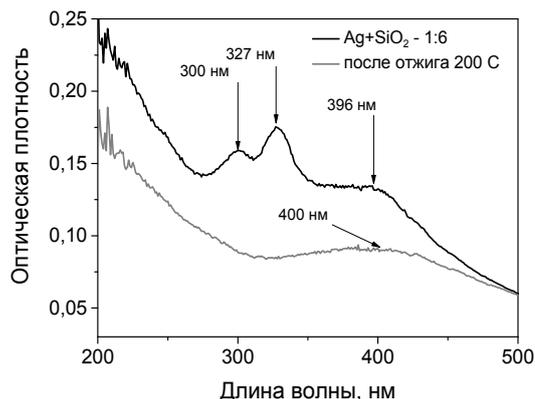


Рис. 2. Спектры оптической плотности кварцевой пленки с серебряными кластерами

Так же было исследовано влияние лазерного излучения на спектральные свойства полученных образцов. Образцы облучались третьей гармоникой импульсного Nd:YAG лазера с плотностью энергии около 50 мДж/см². После облучения образуются большие металлические наночастицы, обладающие плазмонными свойствами (Рис. 3). Наиболее выраженные плазмонные резонансы были в серебряных и золотых пленках с максимумами на 420-440 нм и 537-540 нм соответственно.

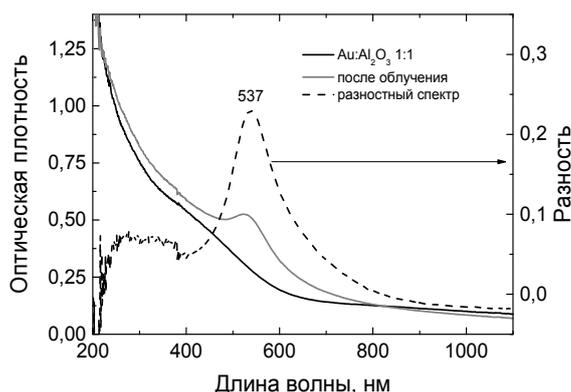


Рис. 3. Изменение поглощения кластеров золота при облучения лазером

Таким образом, при описанных условиях вакуумного напыления образуются диэлектрические пленки, содержащие металлические кластеры. В зависимости от отношения скоростей напыления металла и диэлектрика, а также термической и лазерной обработки возможно контролировать размер частиц и, следовательно, точно подстраивать их оптические свойства.

Данная работа выполнена в рамках гранта РФФИ 16-32-60028 мол_а_дк и госзадания 2014/190.

1. K. Baishya, et al., *Physical Review B*, **83**, 245402–1–10, (2011).
2. E.M. Fernández, et al., *Physical Review B*, **70**, 165403, (2004).
3. T. Linnert, et al., *J. Am. Chem. SOC.*, **112**, 4657–4664, (1990).
4. V.D. Dubrovin, et al., *Optical Materials*, **36**, 753–759, (2014).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОННОГО ОБМЕНА И ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ КЛАСТЕРОВ СЕРЕБРА В ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКЛАХ, АКТИВИРОВАННЫХ СУРЬМОЙ

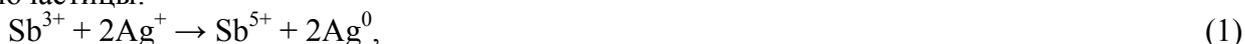
Корсиков В.В., Сгибнев Е.М., Никоноров Н.В., Игнатъев А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Сегодня одним из перспективных материалов для создания различных устройств фотоники является фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло. Целью данной работы было исследование влияния параметров ионного обмена и последующей термообработки, на люминесценцию кластеров серебра в ФТР стеклах.

ФТР стекло можно отнести к разряду полифункциональных материалов, так как оно объединяет в себе свойства нескольких монофункциональных материалов: голографического, лазерного, люминесцентного, плазмонного и ионообменного [1-7]. В работе использовались стекла на основе системы $\text{SiO}_2 - \text{ZnO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Na}_2\text{O} - \text{NaF}$ (являющиеся матрицей фото-термо-рефрактивных стекол), активированные Sb_2O_3 с различной концентрации (0-0.01% мол). Серебро в ФТР стекло вводилось методом ионообменной диффузии. Ионный обмен проводился в расплаве 5% AgNO_3 /95% NaNO_3 при температуре 320°C. Для формирования нанокластеров и наночастиц серебра после ионного обмена стекла термообрабатывались при температурах 300-500°C в течение 1-9 часов. Спектры поглощения образцов измерялись на двухлучевом спектрофотометре Lambda650 (Perkin-Elmer). Спектры люминесценции и значения абсолютного квантового выхода (АКВ) записывались с помощью Photonic Multichannel Analyzer (PMA-12, Hamamatsu) с интегрирующей сферой при возбуждении излучением с длиной волны 360нм.

Формирование серебряных наноструктур в ионообменных стеклах происходит вследствие восстановления серебра ионами сурьмы с дальнейшей агломерацией атомов и ионов в кластеры и наночастицы:



При увеличении температуры термообработки с 300°C до 450°C наблюдается увеличение интенсивности люминесценции и, соответственно, квантового выхода. При формировании наночастиц серебра вследствие ионного обмена и последующей термообработки при температуре 500°C, интенсивность люминесценции в видимой области значительно падает.

Увеличение длительности ионного обмена с 5 минут до 15 часов при последующей термообработке образцов при температуре 450°C ведет к падению квантового выхода люминесценции. По всей видимости, это связано с концентрационным тушением и перераспределением энергии по близкорасположенным кластерам серебра. Однако, механизмы тушения люминесценции требуют дальнейшего изучения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-23-00136)

1. M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, R. Bakker, V. M. Shalaev, E. E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong & U. Wiesner. Demonstration of a spaser-based nanolaser //Nature, №460. – pp. 1110-1113, (2009).

2. Rothenhäusler B., Knoll W. Surface-Plasmon Microscopy //Nature, № 6165. – pp. 615-617, (1988).

3. B.Lounis, W. E. Moerner. Single photons on demand from a single molecule at room temperature //Nature, №6803, – pp. 491-493, (2000).

4. V.K. Tikhomirov, V.D. Rodriguez, A. Kuznetsov, D. Kirilenko, G. Van Tendeloo and V.V. Moshchalkov. Preparation and luminescence of bulk oxyfluoride glasses doped with Ag nanoclusters //Optics Express, V18, №21. –pp.22032-22040, (2010).

5. A. V. Vostokov, I. A. Verzin, A. I. Ignat'ev, O. A. Podsvirov, A. I. Sidorov. Comparison of the formation kinetics of silver nanoparticles of photo-thermo-refractive glass after ultraviolet and electron irradiation //Optics and Spectroscopy, V109, №3, –pp. 366-371, (2010).
6. Киселев С.С., Никоноров Н.В. Создание градиентных волноводов на фототерморефрактивном стекле и измерение их профиля показателя преломления// Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО, V52, №4, –С. 50-55, (2008).
7. S. A. Ivanov, A. E. Angervaks, A. S. Shcheulin, A. I. Ignat'ev, N. V. Nikonorov. Recording holographic marks for telescopic systems in photo-thermo-refractive glass //Optics and Spectroscopy, V117, №6, –pp. 971-976, (2014).

ВОЛНЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СУСПЕНЗИИ ИЗ НАНОЧАСТИЦ В СВЕТОВОМ ПОЛЕ

Ливашвили А.И., Криштоп В.В., Костина Г.В., Лиховодова Т.Б.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Теоретически изучается динамика концентрации наночастиц в жидкофазной среде, находящейся под воздействием светового поля.

Получено точное решение нелинейного диффузионного уравнения в виде волн переключения. Показано, что в условиях стационарной температуры и нелинейного коэффициента теплопроводности среды наножидкость становится бистабильной.

Целью нашего сообщения является теоретическое исследование динамики концентрации наночастиц в жидкофазной среде, подвергаемой лазерному облучению постоянной интенсивности с учетом зависимости коэффициента теплопроводности среды от их концентрации. Заметим, что именно такие среды дают возможность для интенсификации теплообмена - повышение теплопроводности жидкости путём добавления твёрдых частиц с высокой теплопроводностью.

Рассмотрим жидкофазную среду с микрочастицами, облучаемую световым пучком с равномерно распределенной по кювете интенсивностью \bar{I}_0 . В результате воздействия светового поля в среде возникает градиенты температуры и концентрации, обуславливающие процессы тепломассопереноса. Эти явления описываются известной системой балансных уравнений для температуры и частиц:

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + \alpha I_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C + D_T \nabla [C(1-C) \nabla T]. \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения: ∇ – оператор Лапласа, T – температура среды, $C = C(r, t) = \frac{m_0}{m}$ – массовая концентрация частиц (m_0 - масса частиц, m - масса всей среды), C_p, ρ, λ - теплофизические постоянные жидкости, I_0 - интенсивность света, α - коэффициент оптического поглощения среды; D, D_T – коэффициенты диффузии и термодиффузии соответственно.

Будем рассматривать одномерный случай, исключим вклад от конвективного слагаемого, которое возникает в уравнении (2) и исследуем диффузионные процессы на фоне стационарной температуры. Заметим, что в уравнении теплопроводности (1) опущено слагаемое, ввиду его малости, отвечающее за эффект Дюфура,

В уравнении (1) примем коэффициент теплопроводности, зависящим от концентрации и будем считать, что эта зависимость имеет вид[1]

$$\lambda(C) = \lambda_0 + \beta C = \lambda_0(1 + pC), \quad (3)$$

где $p = \frac{\beta}{\lambda_0}$, а β - коэффициент пропорциональности. Заметим, что такого вида зависимость $\lambda(C)$ наблюдалась в ряде экспериментов[1]

Переходя в этом уравнении к безразмерным переменным: $\tau = \frac{S_T}{\lambda_0} I_0 \alpha D t$, $y = x \cdot \sqrt{\frac{S_T}{\lambda_0} I_0 \alpha}$,

($S_T = \frac{D_T}{D}$ – коэффициент Сорэ), а также используя приближение $1/\lambda(C) \approx \lambda_0(1 - pC)$,

получим задачу:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} - pC^3 + (1+p)C^2 - C, \quad (4)$$

$$0 \leq C \leq 1, \quad \infty \leq y \leq \infty, \quad 0 \leq \tau < \infty.$$

Очевидно, нули функции источника в уравнении (5): $C_1 = 0$, $C_2 = 1/p$ ($p > 1$), $C_3 = 1$ соответствуют стационарным пространственно однородным состояниям. Отметим, что состояния $C = C_{1,3}$ – устойчивые (в них производные от источника $F'(C) < 0$), а состояние $C = C_2$ – неустойчивое. Таким образом, изучаемая нами среда является бистабильной. Следуя работе [2], решение уравнения (4) будем искать с помощью подстановки Коула-Хопфа:

$$C(y, \tau) = \frac{u_y \mu}{u(y, \tau) + u_0}, \quad (5)$$

где $u(y, \tau)$ – новая функция, а μ и u_0 – постоянные.

Подстановка (5) в (4) и приравнивание нулю коэффициентов при одинаковых степенях $(u + u_0)$ приводит к системе линейных уравнений для определения функции $u(y, \tau)$:

$$\begin{aligned} u_\tau &= 3u_{yy} - (1+p)u_y, \\ 2u_{yyy} - (\operatorname{sgn} \mu) \cdot (1+p)u_{yy} + u_y &= 0, \end{aligned}$$

где $\mu = \pm \sqrt{2p}$. Решая эту систему и учитывая равенство (5), получим

$$C(y, \tau) = \sqrt{2p} \frac{N_1 k_1 \exp(k_1 y + \eta_1 \tau) + N_2 k_2 \exp(k_2 y + \eta_2 \tau)}{1 + N_1 \exp(k_1 y + \eta_1 \tau) + N_2 \exp(k_2 y + \eta_2 \tau)}, \quad (6)$$

где $N_i = A_i / (a_0 + z_0)$ – постоянные, определяемые из начальных условий.

$$k_1 = 1 / \sqrt{2p}, \quad k_2 = \sqrt{\frac{p}{2}}, \quad \eta_i = 3k_i^2 - k_i(1+p) \sqrt{\frac{p}{2}}, \quad (i = 1, 2).$$

Решение (6) описывает динамику бистабильной системы, в котором волна переключения состояния системы формируется посредством двухволнового механизма.

Переходя к размерным переменным, можно получить выражения для скоростей волн:

$$v_{1,2} = \sqrt{\frac{S_T l \alpha}{\lambda_0}} \left[(1+p) \sqrt{\frac{p}{2}} - k_{1,2} \right] D. \quad (7)$$

Как показывает анализ полученных выражений, найденное “двухфазное” решение представляет собой две плоские волны концентрации, движущиеся в одинаковых направлениях, причём, $v_1 > v_2$.

Таким образом, выражение (6) описывает взаимодействие двух волн переключения из промежуточного неустойчивого состояния с $C = C_2$ в устойчивые – C_1 и C_3 . Заметим, что если рассматривать диффузионные процессы на фоне стационарной температуры в условиях постоянного коэффициента теплопроводности уравнение (4) трансформируется в известное уравнение Колмогорова-Петровского-Пискунова (КПП), которое, как известно, имеет только одноволновое решение [3].

Подводя итоги, можем утверждать, что нами проанализированы условия при которых облучаемая наножидкость приобретает свойства диссипативной бистабильной среды в которой могут распространяться концентрационные волны переключения.

Мы полагаем, что не все вопросы были исчерпывающе изучены, к примеру, не рассматривалась обратная связь между температурой среды и концентрацией наночастиц.

Представляет также интерес получить решение системы (1) – (2) принимая во внимание зависимость коэффициента поглощения света от концентрации наночастиц.

Их подробное рассмотрение будет предметом наших дальнейших исследований.

1. A. Shawn, G. Putnam, Cahill, and Paul V. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, **99**, 084308 (2006)

2. М.В. Огнев, С.В. Петровский, В.М. Простокишин. *ЖТФ*, **65**, № 6, 1-8, (1995)

3. А.Н. Колмогоров, И.Г. Петровский, Н.С. Пискунов. *Бюл. МГУ. Математика и механика*, 1, № **6**, 1-26, (1937).

СРЕДА ИЗ ДВУХ ТИПОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЬНЫХ МОНОСЛОЕВ, ИМЕЮЩАЯ ЕДИНИЧНЫЙ ИЛИ НУЛЕВОЙ ПОКАЗАТЕЛИ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НА ДАННОЙ ЧАСТОТЕ

Авербух Б.Б., Авербух И.Б.

Тихоокеанский Государственный университет, Хабаровск, Россия

Показано, что при определенных условиях среда из двух видов электрических диполей (каждый со своей поляризуемостью) может вести себя как среда с нулевым или единичным показателем преломления на заданной частоте.

Настоящая работа является продолжением работ [1, 2], в которых на основании микроскопического анализа была показана возможность получения сред, состоящих из электрических или из электрических и магнитных диполей, и имеющих единичную или нулевую реальную часть показателя преломления. В данной работе рассматривается иная возможность получения таких материалов. В частности, получение единичного показателя преломления в среде, состоящей только из электрических диполей, а не из электрических и магнитных, как в [1]. Среда состоит из двух различных типов периодически расположенных электрических дипольных монослоев. Точечные диполи первого типа (d_1) с поляризуемостью $A_{d1} = A_{d1}' - iA_{d1}''$, распределенные неупорядоченно с плотностью N_{d1} , формируют нечетные монослои. Точечные диполи второго типа (d_2) с поляризуемостью $A_{d2} = A_{d2}' - iA_{d2}''$, распределенные неупорядоченно с плотностью N_{d2} , формируют четные монослои. Дипольные монослои лежат в плоскостях $xу$, пересекающих ось z в точках z_1, z_2, z_3, \dots . Расстояния между монослоями по оси z одинаковы и равны a , причем $a \ll \lambda$, где λ - длина волны излучения. Полагается, что индуцированный электрический дипольный момент пропорционален падающему на него электрическому полю. Поля диполей учитываются полностью. Внешнее поле рассеивается монослоями диполей вперед и назад. Каждый дипольный монослой находится в поле излучения всех других монослоев.

Все характерные размеры меньше длины волны. Поэтому распространение излучения в такой среде рассматривается в приближении молекулярной оптики.

Пусть на первый монослой падает под углом α поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 = e_0 E_0 \exp(i\omega t - ik_0 r)$ с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k}_0 и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Вектор \mathbf{k}_0 лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. Индуцированные дипольные моменты первого монослоя излучают. Электрическое и магнитное поля, рассеянные этим монослоем вперед, равны [3]

$$\mathbf{E}_{10}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_{d1} E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2), \quad P_{d1} = P_{d1}' - iP_{d1}'' = N_{d1} A_{d1} k^2 / 2k_{0z},$$

$$\mathbf{H}_{10}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_{d1} E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2), \quad k = \omega / c.$$

Векторы \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z - это единичные векторы вдоль соответствующих осей.

На второй монослой диполей падают поля $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{10}$ и $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{10}$. Представив $1 - iP_{d1}$ в виде $F_{d1} \exp(-i\varphi_{d1})$, поле преломленной первым монослоем волны запишем в виде

$$(1 - iP_{d1}) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2 > z_1) = F_{d1} E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_1 - ik_{2z} a).$$

Здесь $k_{2z} = k_{0z} + \varphi_{d1} / a$, а $F_{d1} = \sqrt{(1 - P_{d1}'')^2 + P_{d1}'^2}$ и $\varphi_{d1} = \arctg[P_{d1}' / (1 - P_{d1}'')]$ дают изменения амплитуды и фазы волны, обусловленные первым монослоем диполей. Диполь второго монослоя "чувствует" поле преломленной волны с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$. Индуцированный дипольный момент диполя второго монослоя равен $A_{d2}(1 - iP_{d1}) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. Электрическое и магнитное поля, излученные диполями второго

монослоя, вычисляются аналогично излучению диполей первого монослоя и даются выражениями

$$\mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_{d2}(1 - iP_{d1})E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3), \quad P_{d2} = N_{d2}A_{d2}k^2 / 2k_{0z},$$

$$\mathbf{H}_{20}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_{d2}(1 - iP_{d1})E_0(\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3)$$

Поле \mathbf{E}_{20} интерферирует с полями \mathbf{E}_0 и \mathbf{E}_{10} , формируя преломленную волну

$$(1 - iP_{d1})(1 - iP_{d2})\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3 > z_2) = \mathbf{e}_0 E_0 F_{d1} F_{d2} \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a - ik_{3z}a),$$

распространяющуюся вперед с волновым вектором $\mathbf{k}_3 = (0, k_{0y}, k_{3z})$, где $k_{3z} = k_{0z} + \varphi_{d2}/a$.

Здесь $1 - iP_{d2} = F_{d2} \exp(-i\varphi_{d2})$, а $F_{d2} = \sqrt{(1 - P_{d2}'')^2 + P_{d2}'^2}$ и $\varphi_{d2} = \arctg[P_{d2}'/(1 - P_{d2}'')]$ описывают изменения амплитуды и фазы волны, обусловленные излучением второго монослоя. Диполь третьего монослоя “чувствует” поле с волновым вектором \mathbf{k}_3 . Индуцированный дипольный момент диполя третьего монослоя, находящегося в точке (x_3, y_3, z_3) , равен $A_{d1}(1 - iP_{d1})(1 - iP_{d2})\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. И так далее.

Набег фазы волны, прошедшей $2q$ монослоев, равен $[qk_{2z} + (q-1)k_{3z}]a$ и может быть представлен в виде $K_z(2q-1)a$, где K_z - z компонента среднего волнового вектора $\mathbf{K} = (0, k_{0y}, K_z)$. При $q \gg 1$ получается, что $K_z = k_{0z} + (\varphi_{d1} + \varphi_{d2})/2a$.

Модуль вектора \mathbf{K} равен $K = (k_{0y}^2 + K_z^2)^{1/2}$. Представляя эту величину в виде kn , можно ввести реальную часть n показателя преломления среды в целом.

$$n = [1 + 2\zeta \cos \alpha + \zeta^2]^{1/2}, \quad \text{где } \zeta = (\varphi_{d1} + \varphi_{d2})/2ak_0. \quad \text{Рассмотрим эти соотношения.}$$

1. Если $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} > 0$, то $K_z > k_{0z}$, что соответствует обычному преломлению ($n > 1$) при переходе из менее плотной среды в более плотную. Преломленная волна отклоняется от направления падающей, прижимаясь к нормали к границе раздела

2. Если $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} = 0$ (т.е. положительный сдвиг фазы φ_{d1} компенсируется отрицательным сдвигом φ_{d2}), то $n = 1$. При $|P_{d1}| \ll 1$ и $|P_{d2}| \ll 1$ условие $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} = 0$ переходит в $P_{d1}' + P_{d2}' = 0$ и в не зависящее от угла падения условие $N_{d1}A_{d1}' + N_{d2}A_{d2}' = 0$, связывающее между собой плотности распределения диполей N_{d1} и N_{d2} с вещественными частями их поляризуемостей A_{d1}' и A_{d2}' . Значит либо $A_{d1}' > 0$ и $A_{d2}' < 0$, либо $A_{d1}' < 0$ и $A_{d2}' > 0$. Показатель преломления среды n можно в этом случае представить в виде

$$n = n_{d1}n_{d2} = (1 + N_{d1}A_{d1}'/2a)^{1/2}(1 + N_{d2}A_{d2}'/2a)^{1/2},$$

где n_{d1} и n_{d2} - показатели преломления двух сред, состоящих из d_1 и d_2 монослоев соответственно. Монослои каждой из сред находятся на расстоянии $2a$ друг от друга. Распространение волн возможно при $n_{d1} > 0$ и $n_{d2} > 0$. Если $A_{d1}' > 0$ и $A_{d2}' < 0$, то нужно выполнение условий $1 + N_{d1}A_{d1}'/2a > 0$ и $N_{d2}|A_{d2}'|/2a < 1$. В этом случае $k_{2z} > k_{0z}$ и $k_{3z} < k_{0z}$. Получается, что с точностью до малых величин второго порядка волновой вектор распространяющейся вперед волны то отклоняется от направления \mathbf{k}_0 в одну сторону, то в другую, выдерживая в среднем направление \mathbf{k}_0 . Среда не преломляет. Коэффициент отражения от нее равен нулю. Поле как бы “не замечает” среду.

3. При $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} < 0$ и $k_{0z} > |(\varphi_{d1} + \varphi_{d2})|/2a$ имеем $0 < K_z < k_{0z}$, что соответствует ($0 < n < 1$) преломлению при переходе из более плотной среды в менее плотную. Преломленная волна отклоняется от направления падающей, прижимаясь к границе раздела.

4. При $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} < 0$ и $k_{0z} = |(\varphi_{d1} + \varphi_{d2})|/2a$ имеем $K_z = 0$ и $K = k_{0y}$. Поскольку $k_{0z} = k_0 \cos \alpha$, то $\xi = -\cos \alpha$, $n = \sin \alpha$ и угол преломления равен $\pi/2$. Это соответствует

неоднородной волне, распространяющейся вдоль оси y . Увеличение угла падения приводит к полному внешнему отражению.

5. Если $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} < 0$, $k_{0z} = |(\varphi_{d1} + \varphi_{d2})|/2a$ и $k_{0y} = 0$, то $K = 0$ и $n = 0$. При этом $1 + 2\xi \cos \alpha + \xi^2 = 0$. Для вещественных ξ последнее равенство нулю возможно только при $\cos \alpha = 1$ (т.е. $\alpha = 0$ и $k_{0y} = 0$) и $\xi = -1$, т.е. при $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} = -2ak_0$.

Значит рассматриваемая среда может вести себя как среда с нулевым ($n = 0$) показателем преломления только при нормальном падении излучения. Условие $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} = -2ak_0$ означает, что набег фазы волны, обусловленный излучением пары из d_1 и d_2 монослоев, компенсирует набег фазы, обусловленный распространением вперед на периоде структуры. При $|P_{d1}| \ll 1$ и $|P_{d2}| \ll 1$ это условие переходит в $P_{d1}' + P_{d2}' = -2ak_0$ и в $(N_{d1}A_{d1}' + N_{d2}A_{d2}')/4a = -1$, связывающее плотности распределения диполей N_{d1} и N_{d2} , вещественные части поляризуемостей A_{d1}' и A_{d2}' и расстояния между монослоями a .

Таким образом, рассматриваемые в данной работе среды из электрических дипольных монослоев двух типов могут (при выполнении соответствующих условий) вести себя как среды с равной нулю или единице реальной частью показателя преломления.

1. Б.Б. Авербух. *Письма в ЖТФ*, **41**, №10, 50 – 56, (2015).
2. Б.Б. Авербух. *Письма в ЖТФ*, **41**, № 24. 64 – 69, (2015).
3. Б.Б. Авербух, И.Б. Авербух. *Изв. вузов: Физика*, **52**, №12, 8- 13, (2009).

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФОРМЫ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО ЗАДАННОМУ ЛУЧЕВОМУ ОТОБРАЖЕНИЮ

Андреев Е.С., Бызов Е.В., Моисеев М.А., Досколович Л.Л.

ИСОИ РАН - филиал ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН,
Самара, Россия

Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

Разработан новый метод восстановления отражающих поверхностей по заданному лучевому отображению. Предложенный метод проиллюстрирован на примере расчёта зеркала для формирования постоянного распределения интенсивности в квадратной области.

Оптические элементы с поверхностями свободной формы играют ключевую роль в современных системах освещения. Задача расчёта отражающей поверхности свободной формы из условия формирования заданного распределения интенсивности относится к классу обратных задач неизображающей оптики и является крайне сложной.

Одним из широко применяемых методов является метод, основанный на построении отображения между координатами лучей от источника и точками освещаемой области [1, 2].

Для восстановления оптической поверхности по заданному отображению широко используется численный геометрический метод, основанный на последовательном построении поверхности из сегментов плоскостей [1, 2]. Данный метод имеет ряд недостатков. В частности, метод не содержит механизмов, позволяющих оптимально восстановить поверхность при невыполнении условия интегрируемости

В настоящей работе предложен новый метод построения отражающей поверхности по заданному отображению. Метод основан на представлении оптической поверхности в виде огибающей двухпараметрического семейства параболоидов, каждый из которых преобразует сферический пучок от источника в плоский пучок с заданным направлением. В рамках такого подхода восстановление оптической поверхности сводится к восстановлению функции по полному дифференциалу.

При этом условие интегрируемости приобретает простой вид и не зависит от выбора системы координат. При невыполнении условия интегрируемости метод включает итерационный подход к восстановлению поверхности, позволяющий минимизировать ошибку реализации заданного отображения.

На Рис. а показано зеркало, рассчитанное для формирования постоянного распределения интенсивности в квадратной области с угловым размером 20 градусов.

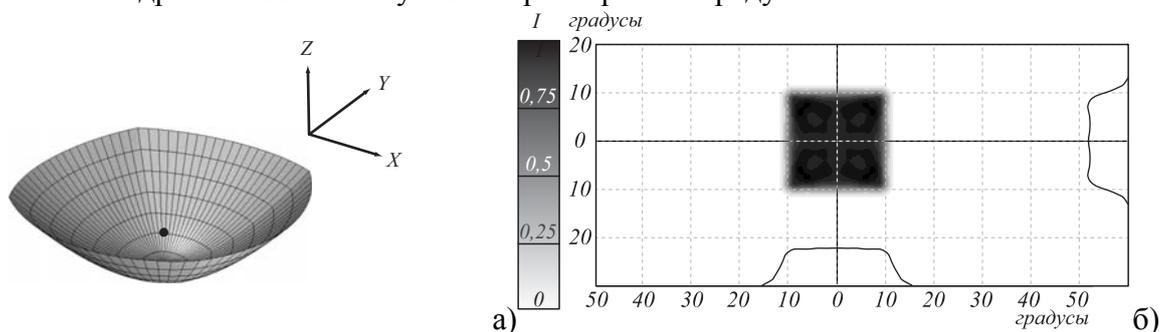


Рисунок. Зеркало, рассчитанное для формирования постоянного распределения интенсивности в квадратной области с угловым размером 40 градусов.

а) Поверхность зеркала. Размеры по осям координат: 6,77 x 6,77 x 2,33 мм.

б) Формируемое зеркалом распределение интенсивности при компактном изотропном источнике с диаметром 0,08 мм. Источник показан точкой, расстояние от источника до вершины зеркала составляет 1 мм

При расчете использовалась итерационная процедура, уменьшающая ошибку реализации заданного отображения. На Рис. 6 приведено формируемое зеркалом распределение интенсивности. Данное распределение является достаточно равномерным, несмотря на нарушение условия интегрируемости: СКО данного распределения от постоянного значения составляет 10.2%. Для дальнейшего улучшения качества формируемого распределения освещённости могут быть использованы итерационные методы, основанные на процедуре трассировки лучей.

Работа выполнена за счёт гранта РФФИ, проект №14-07-00339.

1. Mao, X. Polar-grids based source-target mapping construction method for designing freeform illumination system for a lighting target with arbitrary shape / X. Mao, H. Li, Y. Han, Y. Luo // *Opt. Exp.* – 2015. – Vol. 23. – P.4313-4328.

2. Wang, L. Discontinuous free-form lens design for pre-scribed irradiance / L. Wang, K. Qian, and Y. Luo // *Appl. Opt.* – 2007. – Vol. 46. – P. 3716-3723.

МЕТОД 4×4 ДЛЯ РАСЧЁТА ГИБРИДНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАНАРНОЙ БИАНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Моисеева Н.М.*, Руденок И.П.**

*Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

**Волгоградский государственный технический университет

Волгоград, Россия

В докладе предлагается метод 4×4 расчёта проекций векторов напряжённостей полей гибридных электромагнитных волн, распространяющихся в плоском бианизотропном слое.

Задача нахождения проекций векторов напряжённостей электрического и магнитного полей электромагнитных волн в планарных структурах является актуальной при расчёте дисперсионных свойств волноводов, расчете спектров отражения и пропускания оптических покрытий, проектировании поляризаторов, фазовращателей, устройств компенсации дисперсии в оптических технологиях связи. Применение бианизотропных природных и искусственных неоднородных материалов позволяет использовать свойства среды, оптические и магнитные свойства, направление оптических осей, для управления направлением распространения, локализацией волн, фазой, поляризацией [1]. Из уравнений Максвелла следует, что проекции полей \vec{E} и \vec{H} являются решениями системы ОДУ 4×4:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} E_y \\ H_x \\ H_y \\ E_x \end{pmatrix} = ik_0 \begin{pmatrix} -\frac{\alpha\mu_{13}}{\mu_{33}} & \frac{\mu_{13}\mu_{31} - \mu_{11}}{\mu_{33}} & \frac{\mu_{13}\mu_{32} - \mu_{12}}{\mu_{33}} & 0 \\ \frac{\varepsilon_{23}\varepsilon_{32} + \alpha^2}{\varepsilon_{33}} - \varepsilon_{22} & -\frac{\alpha\mu_{31}}{\mu_{33}} & \alpha \left(\frac{\varepsilon_{23}}{\varepsilon_{33}} - \frac{\mu_{32}}{\mu_{33}} \right) & \frac{\varepsilon_{23}\varepsilon_{31} - \varepsilon_{21}}{\varepsilon_{33}} \\ \varepsilon_{12} - \frac{\varepsilon_{13}\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} & 0 & \alpha \frac{\varepsilon_{13}}{\varepsilon_{33}} & \varepsilon_{11} - \frac{\varepsilon_{13}\varepsilon_{31}}{\varepsilon_{33}} \\ \alpha \left(\frac{\mu_{23}}{\mu_{33}} - \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{33}} \right) & \mu_{21} - \frac{\mu_{31}\mu_{23}}{\mu_{33}} & \mu_{22} - \frac{\mu_{31}\mu_{23}}{\mu_{33}} - \frac{\alpha^2}{\varepsilon_{33}} & \alpha \frac{\varepsilon_{31}}{\varepsilon_{33}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y \\ H_x \\ H_y \\ E_x \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Свойства среды являются функциями координаты z . Параметр α постоянен, согласно закону Снеллиуса:

$$\alpha^2 = \varepsilon(z) \sin^2(\theta(z)) = const. \quad (2)$$

Кратко, систему (1) можно записать в виде: $\frac{d}{dz} \vec{Q}(z) = ik_0 \hat{A}(z) \vec{Q}(z)$. Из системы (1) следует, что электромагнитные волны в бианизотропной среде являются гибридными. Найдём матрицу решения для волн в среде, где $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\mu}$ - тензоры. Матрицу $\hat{A}(z)$ системы (1) запишем в виде суммы: $\hat{A}(z) = \hat{A}_1(z) + \hat{A}_2(z)$. Слагаемые $\hat{A}_1(z)$ и $\hat{A}_2(z)$ состоят из блоков 2×2. Первое слагаемое имеет только «диагональные» блоки:

$$\hat{A}_1 = \begin{pmatrix} \hat{B} & 0 \\ 0 & \hat{C} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Второе слагаемое имеет только недиагональные блоки:

$$\hat{A}_2 = \begin{pmatrix} 0 & \hat{D} \\ \hat{E} & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Тогда система ОДУ (1) принимает вид [2]:

$$\frac{d}{dz} \vec{Q}(z) = ik_0 A_1(z) \vec{Q}(z) + ik_0 A_2(z) \vec{Q}(z). \quad (5)$$

Если известны проекции векторов полей в плоскости $z=0$, то вектор определяется начальными условиями: $\vec{Q}(z) = \hat{Y}(z)\hat{Y}^{-1}(0)\vec{Q}(0)$, матрицу решения $\hat{Y}(z)$ будем искать методом разделения переменных в виде произведения матриц: $\hat{Y}(z) = \hat{U}(z)\hat{W}(z)$. Тогда первое слагаемое в (5) получается при дифференцировании $\hat{U}(z)$ в произведении $\hat{U}(z)\hat{W}(z)$, а второе – при дифференцировании второго множителя $\hat{W}(z)$.

$$\left(\frac{d}{dz}\hat{U}(z)\right) \cdot \hat{W}(z)\hat{W}^{-1}(0)\hat{U}^{-1}(0)\vec{Q}(0) + \hat{U}(z)\left(\frac{d}{dz}\hat{W}(z)\right) \cdot \hat{W}^{-1}(0)\hat{U}^{-1}(0)\vec{Q}(0) = \\ = ik_0(A_1(z)\hat{U}(z)\hat{W}(z)\hat{W}^{-1}(0)\hat{U}^{-1}(0)\vec{Q}(0) + A_2(z)\hat{U}(z)\hat{W}(z)\hat{W}^{-1}(0)\hat{U}^{-1}(0)\vec{Q}(0)). \quad (6)$$

Из системы (6) следует, что множитель $\hat{U}(z)$ являются решением системы ОДУ:

$$\frac{d}{dz}\hat{U}(z) = ik_0 A_1(z)\hat{U}(z), \quad (7)$$

Систем (7) имеет только «диагональные» блоки, поэтому первоначально получатся решения в виде волн ТЕ и ТМ. Матрица $\hat{A}_2(z)$ описывает взаимодействие этих волн. Уравнение для множителя $\hat{W}(z)$ является следствием предположения о равенстве вторых слагаемых в левой и правой частях системы дифференциальных уравнений (6):

$$\hat{U}(z)\frac{d\hat{W}(z)}{dz} = \hat{A}_2(z)\hat{U}(z)\hat{W}(z). \quad (8)$$

Если свойства среды таковы, что выполняются либо условия $\varepsilon_{ij}(z) = \varepsilon_{ji}(z)$, $\mu_{ij}(z) = \mu_{ji}(z)$, либо $\varepsilon_{ij}(z) = -\varepsilon_{ji}(z)$, $\mu_{ij}(z) = -\mu_{ji}(z)$, то для матрицы $\hat{A}_2(z)$ существует оператор $\hat{S}(z)$, зависящий от ε_{ij} и μ_{ij} , такой что матрица $\hat{B}(z) = \hat{S}(z)\hat{A}_2(z)\hat{S}^{-1}(z)$ будет диагональной.

$$\hat{S}(z) = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a & -a \\ b & -b & 0 & 0 \\ c & -c & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь a, b, c зависят от свойств материала и являются функциями координат:

$$a = \sqrt{\frac{\varepsilon_{21}\varepsilon_{33} - \varepsilon_{23}\varepsilon_{31}}{\mu_{31}\mu_{23} - \mu_{21}\mu_{33}}}, \quad (9a)$$

$$b = \sqrt{\frac{\varepsilon_{12}\varepsilon_{33} - \varepsilon_{13}\varepsilon_{32}}{\mu_{13}\mu_{32} - \mu_{12}\mu_{33}}}, \quad (9б)$$

$$c = \alpha \left(\frac{\mu_{32} - \varepsilon_{32}}{\mu_{33} - \varepsilon_{33}} \right) \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_{33}\mu_{33}}}{\sqrt{(\mu_{13}\mu_{32} - \mu_{12}\mu_{33})(\varepsilon_{12}\varepsilon_{33} - \varepsilon_{13}\varepsilon_{32})}}. \quad (9в)$$

Подстановка $\hat{A}_2(z) = \hat{S}^{-1}(z)\hat{B}(z)\hat{S}(z)$ в систему (8) дает:

$$\hat{U}(z)\frac{d\hat{W}(z)}{dz} = \hat{S}^{-1}(z)\hat{B}(z)\hat{S}(z)\hat{U}(z)\hat{W}(z). \quad (10)$$

Решение системы ОДУ (10) найдём с помощью матричной экспоненты:

$\exp(\hat{F}) = \hat{I} + \frac{\hat{F}^1}{1!} + \frac{\hat{F}^2}{2!} \dots$ Тогда второй множитель $\hat{W}(z)$ будет рассчитываться по формуле:

$$\hat{W}(z) = \exp \left[\int_0^z \hat{U}^{-1}(\xi)\hat{S}^{-1}(\xi)\hat{B}(\xi)\hat{S}(\xi)\hat{U}(\xi) d\xi \right]. \quad (11)$$

При $z = 0$ второй множитель равен единичной матрице: $\hat{W}(0) = \hat{I}$, значит и $\hat{W}^{-1}(0) = \hat{I}$, тогда вектор $\vec{Q}(z)$, составленный из проекций полей, в любой плоскости z можно рассчитать по формуле [3]:

$$\vec{Q}(z) = \hat{N}(z, 0)\vec{Q}(0). \quad (12)$$

Матрица Коши $\hat{N}(z, 0)$ для неоднородного бианизотропного слоя будет описывать распространение в нём гибридной волны:

$$\hat{N}(z, 0) = \hat{U}(z)\hat{W}(z)\hat{U}^{-1}(0). \quad (13)$$

Матричная «сшивка» полей (12) позволяет при известном начальном условии $\vec{Q}(0)$ на границе раздела рассчитывать поля \vec{E} и \vec{H} в любой точке неоднородной среды, используется для расчёта матричных амплитудных коэффициентов отражения волн двух линейных базисных поляризаций. Для этого следует применить «сшивку» граничных условий (21) [4], и используя формулу (23) из указанной работы. Расчёт матрицы амплитудных коэффициентов отражения двух волн круговых поляризаций выполняется по формулам (33) из [4]. По известным амплитудным коэффициентам рассчитываются энергетические коэффициенты отражения и пропускания среды, а также эллипсометрические параметры отражённого и прошедшего света [5].

1. J. Rho, X. Zhang, Research in Optical Sciences. OSA.QM4A.5. (2013).
2. Н.М. Моисеева, Проблемы техники и технологий телекоммуникаций: Тез. докл. и сообщ. IX Межд. науч. – техн. конф., – Казань, 237-238. (2008).
3. Н.М. Моисеева, В.В. Яцышен, Физика волновых процессов и радиотехнические системы, **8**, №1, 77-80, (2005).
4. Н.М. Моисеева, В.В. Яцышен, Физика волновых процессов и радиотехнические системы, **13**, №4, 38-45, (2010).
5. Р. Аззам, Н.Башара, Эллипсометрия и поляризованный свет, М.: Мир, 1981. 583 с.

ФОРМИРОВАНИЕ ЗАДАННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ НА ОПТИЧЕСКОМ ЭЛЕМЕНТЕ МАЛОГО РАДИУСА В ВАКУУМЕ

Хоанг Тхань Лонг, аспирант

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Аннотация: Рассмотрены факторы, влияющие на распределение толщины слоя по поверхности оптического элемента малого радиуса выпуклой формы при формировании на ней слоев через маску простейшей формы. Показано влияние взаимного расположения покрываемой поверхности и испарителя, их геометрической формы и эмиссионных характеристик испарителя на характер распределения толщины слоев.

В большинстве оптических систем используются детали, форма преломляющих поверхностей которых отлична от плоской, поэтому в последнее время постоянно увеличивается интерес к формированию различных типов интерференционных покрытий на поверхностях как сферической, так и асферической формы. Химические методы формирования интерференционных покрытий на деталях малого радиуса кривизны, оптических элементах со сложными формами поверхности не всегда можно применять. Современные интерференционные покрытия на оптических деталях должны обладать требуемыми оптическими характеристиками, распределенными образом по поверхности. Оптические свойства интерференционных покрытий зависят, в первую очередь, от толщины слоев, входящих в состав покрытия, и от их распределения по поверхности подложки.

Во многих работах [1,2,3] рассчитаны функции распределения толщины слоя на поверхностях сферической формы, а также на плоской подложке в случае, когда эмиссионная характеристика испарителя отличается от характеристик точечного и поверхностного испарителей за счёт расположения между оптическим элементом и испарителем корректирующих диафрагм. Распределение толщины слоя в точке, удалённой на расстояние ρ от центра детали может быть написано следующим образом [4]:

$$t(\rho) = G(\beta, \nu, g) \int \frac{\cos(\phi) \cos(\theta)}{P^2} d\phi \quad (1)$$

Где $G(\beta, \nu, g)$ – функция, зависящая от коэффициента конденсации осаждаемого материала, скорости осаждения и плотности пленкообразующего материала соответственно, ϕ – угол между нормалью к поверхности испарителя и направлением молекул, вылетающих из испарителей, θ – угол между внешней нормалью к поверхности подложки и направлением на испаритель, P – расстояние между испарителем и точкой на поверхности подложки (см. Рис.).

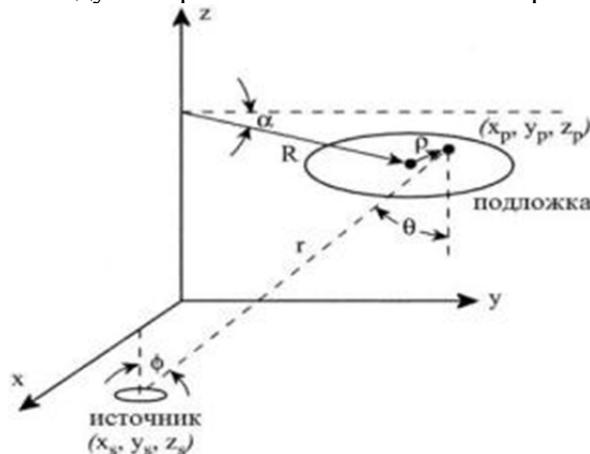


Рисунок. Схема осаждения тонких пленок в вакууме.

Функция распределения толщины слоев покрытия зависит от взаимного расположения покрываемой поверхности и испарителя, их геометрической формы и эмиссионных характеристик испарителя. Для того, чтобы получить заданные слои по толщине используем

метод двойного вращения и применение маски с вырезанным профилем. Ролью двойного вращения является усреднение во время осаждения слоя эмиссионной характеристики источника вещества, а маски – контроль потока падающего плёнообразующего материала на поверхность оптической детали, чтобы получить заданное распределение.

Формирование на поверхности оптического элемента малого радиуса интерференционных слоёв с заданным распределением толщины позволяет изменять распределение энергетического коэффициента отражения этой поверхности.

1. Н.П. Милованов. Формирование неравнотолщинные тонкоплёночных покрытий на сферической подложке из наклонного испарителя //ОМП.-1987. -№5.-С.27-30.

2. А.Ф. Большанин, Е.Н. Казаков, Э.С. Путилин. Способ получения асферических поверхностей // Положительное решение по заявке 39386Г2/31 -33/111645 от 9.12.86.от 21.02.83.

3. А.Ф. Большанин, Э.С. Путилин. Формирование асферических тонкихслоев на плоской подложке // сб. Прогрессивные методы изготовления и контроля современных оптических и опто-электронных приборов. Межвузовский сборник/ Новосибирск, НИИГА и К. - 1982. - С. 30-34.

4. Л. А. Губанова, Э. С. Путилин. Формирование градиентных слоев на сферических подложках // Оптический журнал. - 2008. Т75, №4. - С. 87-91.

МЕТОД РАСЧЁТА ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ СВОБОДНОЙ ФОРМЫ, РАБОТАЮЩЕЙ ПО ПРИНЦИПУ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Андреева К.В., Кравченко С.В., Моисеев М.А.

ИСОИ РАН - филиал ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН,
Самара, Россия

Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

Представлен метод расчета оптических элементов с поверхностью, работающей по принципу полного внутреннего отражения, формирующих световые распределения в узкоугольных областях. В качестве примера рассчитан оптический элемент, формирующий равномерное распределение освещенности в области, имеющей вид летучей мыши.

Для эффективного применения светодиодов в современных светотехнических устройствах используют вторичную оптику — преломляющие или отражающие оптические элементы, формирующие заданные световые распределения. Задача формирования узких световых пучков (с угловым размером менее 50°) возникает при проектировании промышленных, архитектурных, автомобильных, прожекторных систем освещения. Наиболее эффективным решением для таких задач является применение оптических элементов с поверхностями, работающими по принципу полного внутреннего отражения.

В данной работе предложен метод расчёта оптических элементов с поверхностью свободной формы, работающей по принципу полного внутреннего отражения. Расчёт оптического элемента сводится к последовательному нахождению внутренней преломляющей поверхности свободной формы и боковой поверхности, работающей по принципу полного внутреннего отражения. Расчёт каждой из поверхностей состоит из двух этапов. На первом этапе определяется форма кусочно-гладкой поверхности, формирующей дискретное световое распределение, аппроксимирующее заданное непрерывное. Кусочно-гладкая поверхность представляет набор сегментов, количество которых равно числу точек дискретного формируемого распределения. Каждый сегмент поверхности коллимирует падающий на него световой поток в заданном направлении. Расчёт кусочно-гладкого решения основан на методе согласованных квадрик[1],[2], сходимость которого была строго доказана[2]. На втором этапе полученное кусочно-гладкое решение сглаживается с помощью сплайновой поверхности.

С помощью предложенного метода был рассчитан оптический элемент (рисунок а), формирующий равномерное распределение освещенности в сложной области, имеющей вид стилизованной летучей мыши в выходной плоскости, расположенной на расстоянии 10 м от точечного ламбертовского источника света.

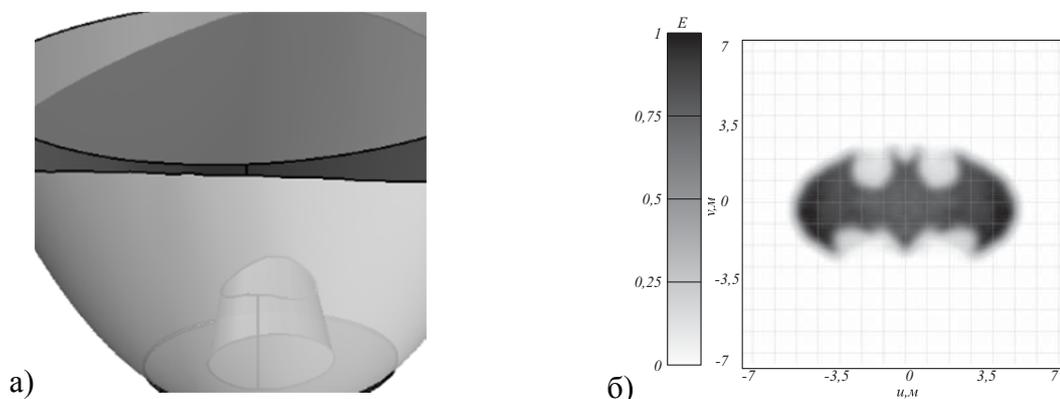


Рисунок. Пример расчёта: а) трехмерная модель оптического элемента, б) полутоновое распределение освещённости, формируемое оптическим элементом

Результаты моделирования рассчитанного оптического элемента в программе TracePro представлены на рисунке б. Световая эффективность рассчитанного оптического элемента составляет более 91,9%, а относительное средне квадратичное отклонение формируемого распределения освещенности от равномерного не превышает 8,6%. Данные результаты подтверждают высокую работоспособность предложенного метода

Работа выполнена за счёт гранта Российского научного фонда, проект №14-19-00969.

1. V. Olikier, J. Rubinstein, G. Wolansky, *Adv Appl Math*, **62**, 160-183(2015).
2. S.A. Kochengin, V.I. Olikier, *Computing and Visualization in Science*, **6**, 15-21(2003).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ЗНАКА ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОГО КРИСТАЛЛА

Пикуль О.Ю., Коваленко Л.Л.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Рассмотрено использование коноскопической картины оптически активного кристалла с циркулярным излучением для определения оптического знака оптически активного кристалла

Определение оптического знака оптически активных кристаллов основано на измерении и визуальном сравнении различных оптических параметров.

Достоверность определения оптического знака кристалла зависит от его оптических характеристик (ориентации, оптической активности, знака вращения плоскости поляризации излучения, величины двулучепреломления и толщины кристалла), которые влияют на вид интерференционной (коноскопической) картины.

Известны устройства для определения оптического знака кристалла, основанные на изменении коноскопической картины исследуемой кристаллической пластинки, по которой судят о ее знаке. В этих устройствах[1],[2] оптический компенсатор в виде подвижного кварцевого клина[1] или вращающейся плоскопараллельной пластинки[2] вводится в оптическую систему, что приводит к изменению фазового сдвига между обыкновенным и необыкновенным лучами в каждом направлении сходящегося излучения после кристаллической пластинки. Непрерывное изменение фазового сдвига между обыкновенным и необыкновенным лучами приводит к смещению колец-изохром в соответствующих квадрантах коноскопической картины. Направление смещения колец-изохром свидетельствует об оптическом знаке исследуемой кристаллической пластинки. Коноскопическая картина оптически активной кристаллической пластинки представляет собой светлое пятно, занимающее центральную часть поля зрения, окруженное кольцами-изохромами на периферии, пересеченных черным «мальтийским крестом» со сторонами, совпадающими с осями пропускания поляризатора и анализатора и делящими периферическое поле картины на четыре квадранта. Коноскопическая картина тонкой оптически активной кристаллической пластинки представляет собой светлое пятно, занимающее подавляющую часть поля зрения, окруженное небольшим количеством затемненных колец-изохром на периферии, пересеченных черным «мальтийским крестом» со сторонами, совпадающими с осями пропускания поляризатора и анализатора и делящими периферическое поле картины на четыре квадранта. Происходящее в затемненной области поля зрения смещение затемненных колец-изохром в коноскопической картине увидеть и определить оптический знак оптически активной кристаллической пластинки, особенно тонкой, не представляется возможным.

Использование в качестве компенсатора неподвижной фазовой пластинки $\lambda/4$ с известным оптическим знаком, например, положительным, позволяет получить четкую коноскопическую картину в виде двух вложенных друг в друга спиралей, позволяющую достоверно определить оптический знак оптически активной кристаллической пластинки любой толщины.

В нашем эксперименте использованы кристаллические пластинки с заранее известным оптическим знаком и получены следующие результаты (рис.).

Коноскопическая картина исследуемой правовращающей оптически активной кристаллической пластинки любой толщины со спиралевидными изохромами, закрученными по часовой стрелке, и с началами спиралей в первом и третьем квадрантах коноскопической картины характеризует правовращающий оптически активный кристалл с оптическим знаком, совпадающим с оптическим знаком компенсатора. Следовательно, правовращающий оптически активный кристалл имеет положительный оптический знак (рис. а).

Коноскопическая картина исследуемой правовращающей оптически активной кристаллической пластинки со спиралевидными изохромами, закрученными по часовой

стрелке, и с началами спиралей во втором и четвертом квадрантах коноскопической картины характеризует правовращающий оптически активный кристалл с оптическим знаком, не совпадающим с оптическим знаком компенсатора. Следовательно, правовращающий оптически активный кристалл имеет отрицательный оптический знак (рис. б).

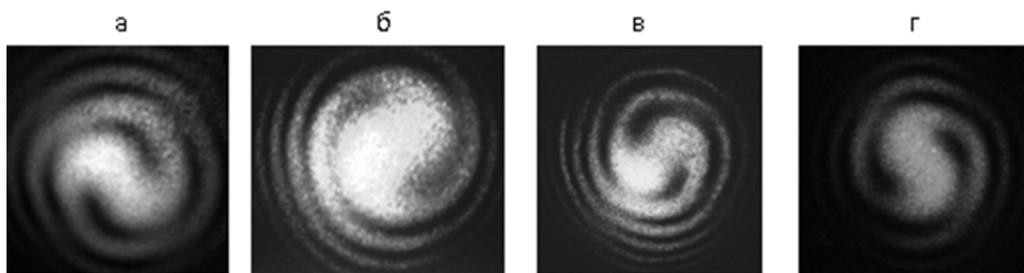


Рисунок. Коноскопические картины оптически активных кристаллов. Правовращающие кристаллы: а) TeO_2 , толщина 0,5 мм; положительный оптический знак. б) LiJO_3 , толщина 1,0 мм; отрицательный оптический знак. Левовращающие кристаллы: в) TeO_2 , толщина 1,2 мм; положительный оптический знак. г) LiJO_3 , толщина 0,3 мм; отрицательный оптический знак

Коноскопическая картина исследуемой левовращающей оптически активной кристаллической пластинки со спиралевидными изохромами, закрученными против часовой стрелки, и с началами спиралей во втором и четвертом квадрантах коноскопической картины характеризует левовращающий оптически активный кристалл с оптическим знаком, совпадающим с оптическим знаком компенсатора. Следовательно, левовращающий оптически активный кристалл имеет положительный оптический знак (рис. в).

Коноскопическая картина исследуемой левовращающей оптически активной кристаллической пластинки любой толщины со спиралевидными изохромами, закрученными против часовой стрелки, и с началами спиралей в первом и третьем квадрантах коноскопической картины характеризует левовращающий оптически активный кристалл с оптическим знаком, не совпадающим с оптическим знаком компенсатора. Следовательно, левовращающий оптически активный кристалл имеет отрицательный оптический знак (рис. г).

1. Меланхолин, Н.М. *Методы исследования оптических свойств кристаллов* / Н.М. Меланхолин. – М. : Наука, 1970. – 155 с.

2. Пикуль О.Ю. *Устройство для определения оптического знака кристалла*. Пат. № 2319942 РФ. Приоритет от 20.12.2007.

ЭФФЕКТИВНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ РЕГУЛЯРНЫХ СИСТЕМ ИЗ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПРОВОДЯЩИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ НАНОСТЕРЖНЕЙ

Русинов А.П., Кучеренко М.Г.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Определены поляризуемости регулярных решеточных систем, составленных из параллельных проводящих наностержней в однородном электромагнитном поле оптической частоты и проведены расчеты характеристик локального электромагнитного поля в таких системах

Проводящие наностержни в однородном электромагнитном поле оптической частоты поляризуются за счет возбуждения в них плазменных колебаний, что приводит к локальному перераспределению характеристик поля вблизи поверхности стержней. Для нахождения этих характеристик в системах с большим числом наностержней необходим учет их взаимного влияния друг на друга [1, 2]. Наиболее интересным является случай регулярного пространственного расположения наностержней.

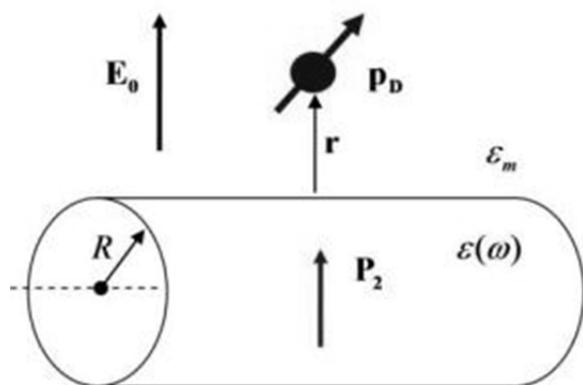


Рис. 1. К расчету локального поля металлического наностержня радиусом R в среде с диэлектрической проницаемостью ε_m

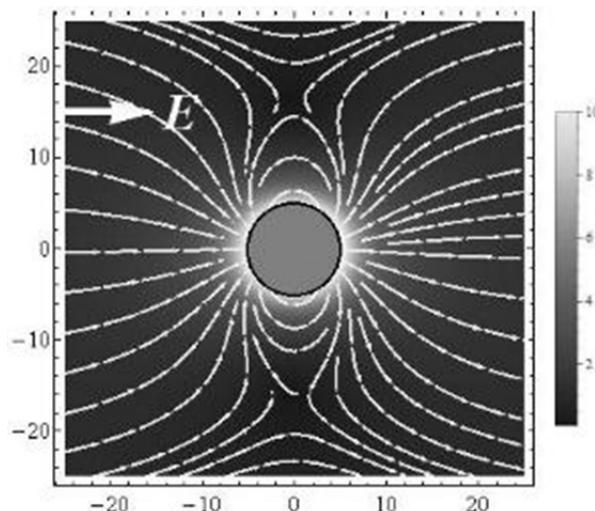


Рис. 2. Структура поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ вблизи уединенного наностержня и его относительная амплитуда $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|/E_0$

В бесконечном проводящем наностержне локальные плазменные колебания возбуждаются внешним однородным полем с вектором напряженности \mathbf{E}_0 перпендикулярным оси стержня (рис. 1). Тогда вектор поляризации единицы длины наностержня есть $\mathbf{P}_2(\omega) = \alpha_0(\omega)\mathbf{E}_0$, где

$$\alpha_0(\omega) = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_m}{\varepsilon(\omega) + \varepsilon_m} R^2, \quad \varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}}$$

– поляризуемость единицы длины нанопровода, диэлектрическая проницаемость и плазменная частота металла соответственно.

Потенциал поля нанопровода вне его объема определяется выражением

$$\varphi(\mathbf{r}) = -\mathbf{E}_0 \mathbf{r} + 2 \frac{\mathbf{P}_2(\omega) \mathbf{r}}{r^2},$$

а его напряженность рассчитывается по формуле (рис. 2)

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 - \vec{\nabla} \left(2 \frac{\mathbf{P}_2(\omega) \mathbf{r}}{r^2} \right).$$

Данные выражения можно обобщить на случай бесконечной одномерной цепочки из $2N+1$ наностержней ($N \rightarrow \infty$), расположенных на расстоянии d друг от друга. В такой системе все стержни эквивалентны друг другу и, следовательно, их вектора поляризации одинаковы. Тогда поляризация, наведенная в единице длины каждого нанопровода, определяется как внешним полем \mathbf{E}_0 , так и дипольными моментами всех остальных проводников

$$\mathbf{P}_2(\omega) = \alpha_0 \left(\mathbf{E}_0 + \sum_{k=-N, k \neq 0}^N \tilde{G}(x+kd, y) \mathbf{P}_2(\omega) \right), \quad (1)$$

где

$$\tilde{G}(x, y) = \tilde{G}(\mathbf{r}) = \frac{1}{r^2} [2\mathbf{r} \otimes \mathbf{r} - \tilde{\mathbf{I}}]$$

- квазистатическая двумерная функция Грина. Тогда из (1) следует

$$\mathbf{P}_2(\omega) = \left[\tilde{\mathbf{I}} - \alpha_0 \sum_{k=-N, k \neq 0}^N \tilde{G}(x+kd, y) \right]^{-1} \alpha_0 \mathbf{E}_0 = \tilde{\alpha}_{eff} \mathbf{E}_0,$$

где эффективная поляризуемость единицы длины отдельного стержня есть

$$\tilde{\alpha}_{eff} = \left[\tilde{\mathbf{I}} - \alpha_0 \sum_{k=-N, k \neq 0}^N \tilde{G}(x+kd, y) \right]^{-1} \alpha_0.$$

Результирующий потенциал равен сумме потенциалов внешнего поля и поля всех наностержней в цепочке

$$\varphi(\mathbf{r}) = -\mathbf{E}_0 \mathbf{r} + 2 \sum_{k=-N}^N \frac{\mathbf{P}_2(\omega) \mathbf{r}_k}{r_k^2}. \quad (2)$$

При этом из соотношений (1) и (2) видно, что более удаленные проводники дают меньший вклад как в поляризацию данного стержня, так и в потенциал поля в данной точке. Поэтому в практических расчетах достаточно учитывать влияние лишь нескольких ближайших проводников ($N=3-5$).

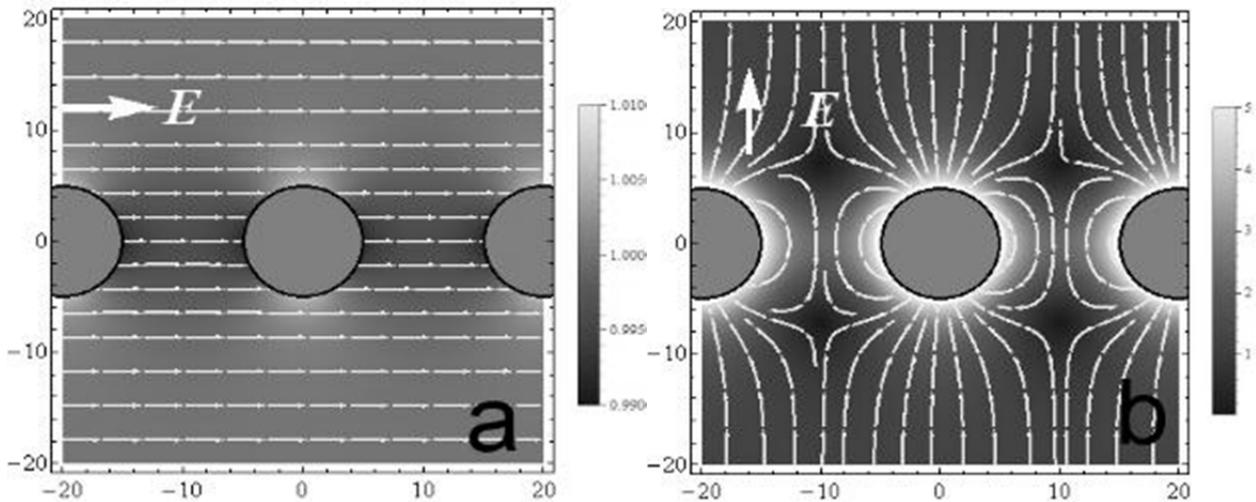


Рис. 3. Структура поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ вблизи цепочки параллельных наностержней и его относительная амплитуда $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|/E_0$ при ориентации вектора \mathbf{E}_0 вдоль цепочки (а) и перпендикулярно цепочке (б)

Численные расчеты показывают, что характеристики поля цепочки параллельных нанопроводов (2D-решетки) сильно зависят от ориентации вектора \mathbf{E}_0 . В случае его ориентации вдоль цепочки локальные искажения поля имеют порядок 1-2%, а при ориентации \mathbf{E}_0 поперек цепочки локальное усиление поля превышает $|\mathbf{E}_0|$ в 5 раз.

Дальнейшим развитием данного подхода стал анализ свойств бесконечной 3D-решетки из параллельных наностержней с различными способами упаковки проводников. Так, для матрицы

из $(2N+1) \times (2M+1)$ нанопроводников ($N, M \rightarrow \infty$) с упаковкой в виде прямоугольных ячеек, поляризация, наведенная в единице длины каждого нанопровода, есть

$$\mathbf{P}_2(\omega) = \tilde{\alpha}_{eff} \mathbf{E}_0$$

где

$$\tilde{\alpha}_{eff} = \left[\tilde{\mathbf{I}} - \alpha_0 \sum_{j=-M}^M \sum_{k=-N, k \neq 0}^N \tilde{G}(x + kd_1, y + jd_2) \mathbf{P}_2(\omega) \right]^{-1} \alpha_0,$$

d_1 и d_2 – постоянные периодической структуры.

Потенциал поля этой системы есть

$$\varphi(\mathbf{r}) = -\mathbf{E}_0 \mathbf{r} + 2 \sum_{j=-M}^M \sum_{k=-N}^N \frac{\mathbf{P}_2(\omega) \mathbf{r}_{kj}}{r_{kj}^2}.$$

Если в рассмотренной квазидвумерной матрице выполнить сдвиг всех нечетных горизонтальных цепочек нанопроводников вдоль горизонтали на $d_1/2$, то получим решетку с гексагональными ячейками. При этом правильная гексагональная решетка будет иметь место при $d_2 = \sqrt{3}d_1/2$.

В силу известной симметрии рассмотренных квазидвумерных структур результирующее поле в них периодически зависит от ориентации вектора \mathbf{E}_0 . Для случая прямоугольной упаковки эта зависимость повторяется через угол $\pi/4$, а для гексагональной – через $\pi/6$. Максимальные локальные искажения поля имеют место при ориентации вектора \mathbf{E}_0 вдоль главных осей структуры.

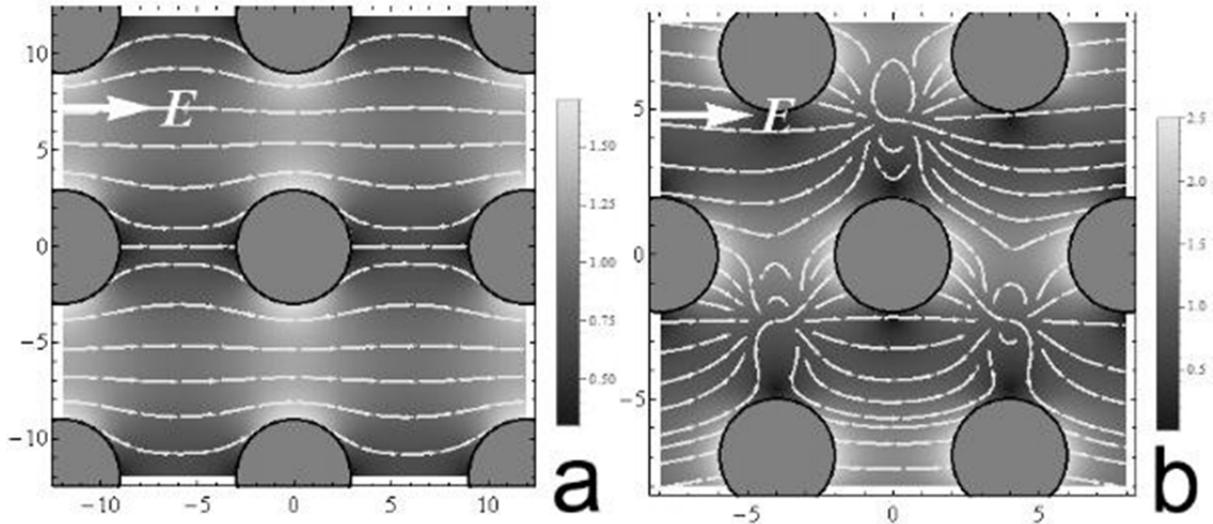


Рис. 4. Структура поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ и его относительная амплитуда $|\mathbf{E}(\mathbf{r})|/E_0$ в квазидвумерной матрице при их прямоугольной (а) и гексагональной (б) упаковке

Проведенные расчеты также показывают, что с увеличением размерности систем из наностержней амплитудные значения локальных искажений поля уменьшаются, а пространственные размеры областей – увеличиваются.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 15-08-04132 А и № 16-42-560671 р_а), а также Министерства образования и науки РФ (Госзадание №233).

1. W. Rechberger, A. Hohenau, A. Leitner, J.R. Krenn, B. Lamprecht, F.R. Aussenegg, *Optics Communications*, **220**, 137–141, (2003).

2. В.В. Климов, Д.В. Гузатов, *Квант. электрон.*, **37**, №6, 209-230, (2007).

СВЯЗАННОЕ СОСТОЯНИЕ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ВОЗМУЩЕНИЕМ

Фалеева М.П., Попов И.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассматривается диэлектрический цилиндрический волновод с возмущением. С использованием вариационных методов доказываем существование связанного состояния, меньшего нижней границы непрерывного спектра. Результат может быть использован для конструирования оптических систем с внутренней структурой.

В настоящее время высококонтрастные системы представляют большой интерес [1-5]. Мы рассмотрим цилиндрический диэлектрический волновод, имеющий сердцевину большей диэлектрической проницаемости. В сердцевине есть небольшое отверстие. Волновод неограниченно простирается вдоль оси z . Оказывается, что при определенных условиях для данной системы существует связанное состояние, меньшее нижней границы непрерывного спектра. Для доказательства воспользуемся методами вариационного исчисления.

Предполагается, что монохроматический свет распространяется вдоль оси z . Распространение вдоль волновода электромагнитных волн описывается скалярным уравнением Гельмгольца. Зададим зависимость z -компоненты величины напряженности электрического поля в виде: $E_z = \Psi(r, z)e^{iv\varphi}e^{i\omega t}$. Тогда собственная функция Ψ удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{v^2}{r^2} \Psi = k^2 \Psi,$$

где $k = d * \omega \sqrt{\epsilon \mu}$, d - радиус волновода. Умножение радиуса волновода на волновое число позволяет перейти к безразмерному уравнению, и все величины, имеющие размерность длины, нормированы на d .

Левая часть уравнения представляет собой действие оператора H :

$$H\Psi = k^2 \Psi.$$

Решение конструируется из функций Ψ_1, Ψ_2 и Ψ_3 , где

$$\Psi = \begin{cases} \Psi_1, & r \in [0, \delta] \\ \Psi_2, & r \in [\delta, 1] \\ \Psi_3, & r \in [1, \infty] \end{cases}$$

и удовлетворяет граничным условиям.

В соответствии с вариационным принципом, функция, на которой достигается минимум отношения

$$M(\Psi) = (H\Psi, \Psi) - \left\| \Psi \sqrt{k^2 - \beta^2} \right\|^2,$$

является собственной функцией оператора H . А минимум равен расстоянию от собственного числа до нижней границы непрерывного спектра оператора. Если значение отношения при этом отрицательно, то собственное число Λ^2 меньше нижней границы непрерывного спектра $\Lambda^2 < \lambda^2$. Для доказательства же существования такого числа достаточно найти пробную функцию, удовлетворяющую условиям согласования, которая делает данное выражение отрицательным.

Возьмем пробную функцию Ψ как $\Psi = F + G$, где $F = \alpha v(r)f(z)$, $G = \eta s(r)g(z)$,

$$v(r) = \begin{cases} N_1 J_\nu(\kappa_1 r), & 0 \leq r \leq \delta, \\ N_2 J_\nu(\kappa_1 r) + M_2 N_\nu(\kappa_1 r), & \delta \leq r \leq 1, \\ N_3 H_\nu^{(1)}(i\gamma r), & r \geq 1, \end{cases}$$

$J_\nu, N_\nu, H_\nu^{(1)}$ - функции Бесселя первого, второго и третьего рода, соответственно, $\kappa_i^2 = k_i^2 - \beta^2$, $k_i^2 = \omega^2 \epsilon_i \mu_0 d^2$, $\kappa_2 = i\gamma$, $\gamma^2 = \beta^2 - k_2^2$,

$$s(r) = \begin{cases} e^{-\frac{\pi r}{2a}}, & 0 \leq r \leq \frac{1}{2} \\ 2(1-r)e^{-\frac{\pi}{4a}}, & \frac{1}{2} \leq r \leq 1 \\ 0, & r \geq 1 \end{cases}$$

$$f(z) = \min\{1, e^{-q(|z|-a)}\},$$

$$g(z) = \begin{cases} \cos\left(\frac{\pi z}{2a}\right) & z \in [-a, a] \\ e^{-q(|z|-a)} & z \in [-\infty, -a] \cup [a, \infty] \end{cases}$$

где α, η, q свободные параметры пробной функции, d – радиус волновода, δ радиус стержня ($0 \leq \delta \ll 1$), $2a$ – ширина отверстия в стержне ($0 \leq a \ll 1$).

Функции $f(z)$ и $g(z)$ симметричны относительно оси z .

$$f(-\infty) = f(\infty) = 0, \quad g(-\infty) = g(\infty) = 0.$$

Функции $v(r)$ и $s(r)$ удовлетворяют условиям:

$$\int_0^\infty r v(r) dr = \int_0^\infty r s(r) dr = 0.$$

Тогда для пробной функции Ψ можно написать следующую оценку:

$$M(\Psi) \leq \frac{\alpha^2 q}{\pi} \left(\frac{N_1^2}{\kappa_1} \delta + \frac{(N_2 + M_2)^2}{\kappa_2} (1 - \delta) + \frac{N_3^2}{2\gamma^2} \right) + \\ + \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \alpha \eta q \left(\frac{N_1}{\sqrt{\kappa_1}} \delta^{\frac{3}{2}} + \frac{(N_2 + M_2)}{\sqrt{\kappa_2}} \left(2^{-\frac{3}{2}} - \delta^{\frac{3}{2}} + 2e^{-\frac{\pi}{4a}} \frac{(8\sqrt{2} - 7)}{20\sqrt{2}} \right) \right) + \\ + \eta^2 \left(\frac{a}{4} + \frac{qa^2}{\pi^2} \right) \left(e^{-\frac{\pi}{2a}} \left(\frac{5\pi^2}{48a^2} - \frac{\pi}{2a} - 1 \right) + 1 \right).$$

Коэффициенты N_1, N_2, M_2, N_3 находятся из граничных условий.

Тогда существуют такие значения величин и параметров пробной функции, при которых выражение $M(\Psi)$ будет отрицательным, например:

$$\delta = \alpha^x, \quad x \leq 0.6, \quad q \geq 1, \quad \eta \geq 1, \quad \gamma \geq 10 |N_3 \alpha q|, \quad \nu > 0, \quad \nu - \text{четное.}$$

Таким образом, мы доказали, что для цилиндрического диэлектрического волновода, имеющего сердцевину с небольшим разрывом в нем, существует связанное состояние, меньшее нижней границы непрерывного спектра.

Данная работа была выполнена при частичной финансовой поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074-U01), Министерством образования и науки Российской Федерации (GOSZADANIE 2014/190, проекты 14.Z50.31.0031 и 1.754.2014 / К), по грантам МК-5001.2015.1 и МК-5161.2016.1 Президента Российской Федерации и гранту 16-11-10330 РФФ.

1. S G Johnson, J D Joannopoulos, *Photonic Crystals, the Road from Theory to Practice*, Boston, Kluwer, (2002)
2. W Axmann, P Kuchment, L Kunyansky, *Asymptotic Methods for Thin High-Contrast Two-Dimensional PBG Materials*, *J. Light. Tech.* **17**, 1996–2007 (1999)
3. A Tip, A Moroz, J M Combes, *Band Structure for Absorptive Photonic Crystals*, *J. Phys. A: Math. Gen.* **33**, 6223–6252 (2000)
4. I Y Popov, A I Trifanov, E S Trifanova, *Coupled dielectric waveguides with photonic crystal property*. *Comp. Math Math. Phys.* **50** (11) 1830-1836 (2010)
5. O P Melnichuk, I Y Popov, *Coupled dielectric waveguides: variational estimations*, *J. Math. Phys.* **46**, 073501, (2005)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПОЛИМЕРНЫХ СРЕДАХ

Бубис Е.Л., Ложкарев В.В., Ноздрин Ю.Н., Рубаха В.И.

ФИЦ ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования рассеяния света в полимерных средах с остаточным двулучепреломлением. При боковом наблюдении наблюдается периодическая трековая линия, отражающая зависимость рассеяния света от поляризации, проходящего через среду лазерного пучка света. При мощностях излучения более 1Вт трековая картина рассеяния размывалась вследствие деполяризации излучения из-за нагрева образца. Метод может найти применение для измерения двойного лучепреломления крупногабаритных образцов в высоких порядках

В экспериментах по исследованию рассеяния (рис.1) образцы просвечивались одномодовым по поперечной структуре линейно-поляризованным излучением He – Ne лазера (длина волны $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$, мощность $P \leq 10\text{мВт}$), зеленой лазерной указки ($\lambda = 0.53 \mu\text{m}$, мощность $P \leq 10\text{мВт}$) или *finium* лазера, генерирующим излучение в широком диапазоне спектра (белый лазер) со средней мощностью $P \leq 1000 \text{ мВт}$ [1],[2]. Контрастность трековой картины зависит от поляризации падающего света и она максимальна при состоянии поляризации падающей волны под 45° к оси бруска (рис.1). При отклонении ориентации поляризации от угла 45° контрастность картины уменьшается и равна нулю при совпадении с любым ребром параллелепипеда (рис.2).

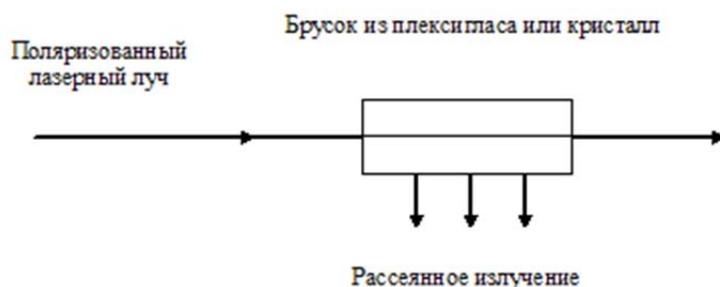


Рис. 1. Схема наблюдения трековой картины рассеянного излучения

Этот эксперимент является аналогом классического опыта Умова по рассеянию света в оптически активной среде [1].

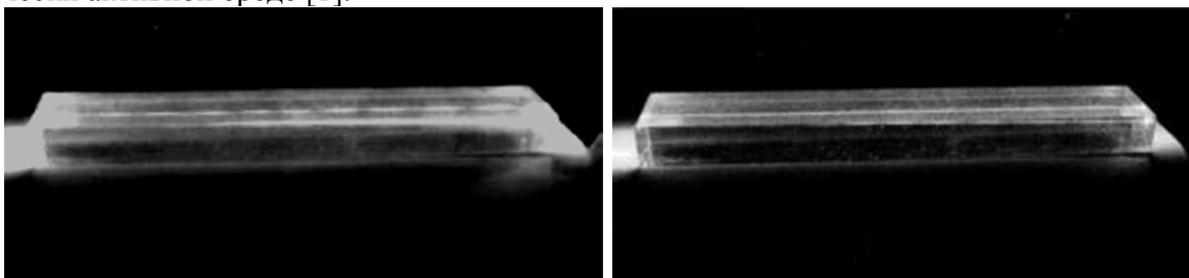


Рис. 2. Рассеяние света в бруске из оргстекла при разных линейных поляризациях падающего луча (He-Ne лазер)

На рис.3 представлена схема наблюдения трековой картины с использованием расщепителя пучка из исландского шпата.

На рис.4 представлена картина рассеяния, полученная с помощью шпатового расщепителя. Верхний и нижний лучи ортогонально линейно поляризованы.

Величина двулучепреломления среды Δn в двулучепреломляющей среде связана с периодом трека Λ простым соотношением $\Delta n = \lambda / \Lambda$ и определяется достаточно точно и, в частности, для бруска полимера $\Delta n = 2 \cdot 10^{-5}$. В представленном случае длина бруска полимера

составляла 50 см. При просвечивании образца плексигласа излучением более мощного лазера *flanitim* в дальней зоне наблюдалось уширение размеров прошедшего пучка, что связано с его самовоздействием, по-видимому, с тепловым. Цветные треки рассеянного излучения вследствие зависимости их периода от длины волны излучения пропадали из-за деполяризации пучка. Трековый характер рассеяния наблюдался также и в кристаллических материалах [1],[4],[5]. Лазерный луч направлялся в направлении, близком к оптической оси (*Z*-срез). На рис. 5 представлена фотография рассеяния в кристалле исландского шпата.



Рис. 3. Схема наблюдения рассеянного излучения с использованием шпатового расщепителя

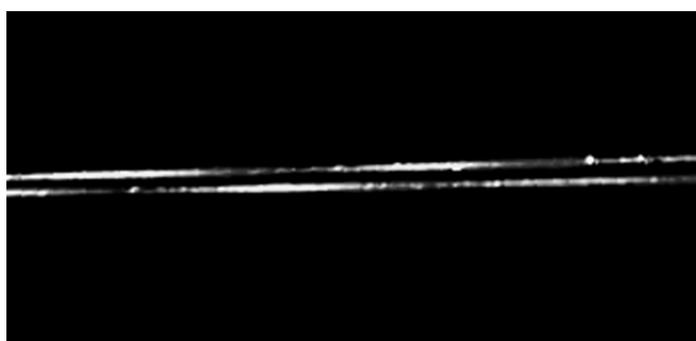


Рис. 4. Рассеяние света в бруске из оргстекла (*flanitim* лазер)

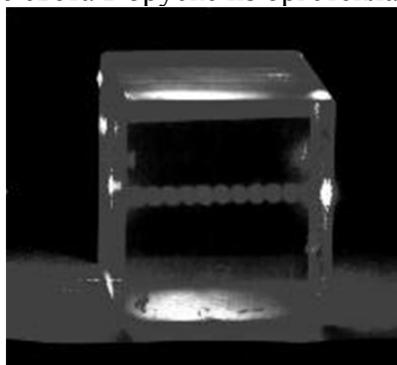


Рис. 5. Рассеяние света в кристалле исландского шпата (близко к оптической оси)

Ввиду того, что методы рассеяния света широко используются для исследования оптических свойств различных материалов [6], в частности, полимерных, данный метод может найти применение для измерения двойного лучепреломления крупногабаритных образцов в высоких порядках.

1. Е.Л.Бубис, *Известия вузов. Физика*, **53**, N12, 101-102 (2010).
2. Е.Л.Бубис, М.А.Новиков, В.В.Ложкарев и др., *Известия вузов. Радиофизика*, **56**, N10, 726-732 (2013).
3. Е.Л.Бубис, С.П.Кузнецов, С.Шубин, *Письма в ЖТФ*, **20**, N11, 40-41 (1994).
4. Е.Ю.Воронцова, Р.М.Гречишкин, И.А.Каплунов и др., *Оптика и спектроскопия*, **104**, N6, 976-979 (2008).
5. М.Г.Сербуленко, *Доклады АН СССР*, **251**, N5, 1124-1125 (1980).
6. В.Н.Серова, *Оптические и другие материалы на основе прозрачных полимеров*, Казань, КГТУ, 540 с. (2010).

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МДП-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ВАРИЗОННОГО ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ И РТУТИ

Войцеховский А.В.* ** , Несмелов С.Н.* ** , Дзядух С.М.* **

*Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

**Сибирский физико-технический институт ТГУ, Томск, Россия

Экспериментально исследовано влияние оптического излучения на адмиттанс МДП-структур на основе МЛЭ $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с приповерхностными варизонными слоями с повышенным содержанием CdTe, а также без таких слоев. Показано, что излучение существенно влияет на электрические характеристики МДП-структур.

Узкозонный твердый раствор $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), перспективен для разработки нового поколения приборов оптоэлектроники и нанофотоники[1]. Интерес к МДП-структурам на основе HgCdTe связан с необходимостью пассивации поверхности разрабатываемых приборов. Для исследования характеристик МДП-структур обычно используют измерения адмиттанса в различных условиях. Дополнительную информацию о физических процессах в структурах могут дать измерения адмиттанса при воздействии оптического излучения[2], [3]. В докладе представлены первые результаты экспериментальных исследований адмиттанса при освещении для МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe с приповерхностными варизонными слоями и без таких слоев.

МДП-структуры изготавливались на основе $n\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$, выращенного методом МЛЭ на подложках из Si (013). В процессе выращивания гетероструктур с обеих сторон рабочего слоя создавались варизонные слои с повышенным содержанием CdTe (Рис. 1, Рис. 2). Исследовались МДП-структуры на основе системы $n\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te} / \text{Al}_2\text{O}_3$ с приповерхностным варизонным слоем (структура №1) и без варизонного слоя (структура №2). Средняя концентрация электронов в эпитаксиальной пленке была $5.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а подвижность электронов - $34000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для структуры №2 приповерхностный варизонный слой удалялся путем травления в растворе $\text{Br}_2\text{-HBr}$, а затем диэлектрическое покрытие Al_2O_3 формировалось путем плазменного атомарно-слоевого нанесения[4]. Для структуры №1 диэлектрическое покрытие наносилось поверх варизонного слоя.

Измерения проводились на автоматизированной установке для спектроскопии адмиттанса наногетероструктур, созданной на основе криостата Janis и измерителя иммитанса Agilent E4980A. При измерениях напряжение смещения изменялось от отрицательных значений к положительным. Электрофизические характеристики измерялись в темновом режиме и при освещении через подложку освещением с длиной волны 0.94 мкм.

На Рис. 3 показаны вольт-фарадные характеристики (ВФХ) и зависимости приведенной проводимости от напряжения для МДП-структуры №1 с варизонным слоем, измеренные при различных частотах и температурах в темноте и при освещении. Влияние последовательного сопротивления для всех приведенных зависимостей исключено. Из Рис.3 видно, что освещение существенно изменяет вид полевых зависимостей емкости и приведенной проводимости в режиме инверсии, а в режиме обогащения и обеднения изменения зависимостей практически отсутствуют. Изменение емкости МДП-структуры в режиме инверсии происходит по двум механизмам: уменьшение времени формирования инверсионного слоя за счет появления дополнительного источника неосновных носителей заряда - фотогенерации, увеличение значения емкости в минимуме низкочастотной ВФХ.

На Рис. 4 показаны ВФХ и зависимости приведенной проводимости от напряжения для МДП-структуры №2 без варизонного слоя, измеренные при различных частотах и температурах в темноте и при освещении. Из рисунка видно, что для структуры без варизонного слоя влияние освещения на емкость и проводимость менее заметно из-за низкочастотного вида ВФХ в темновом режиме. Заметно увеличение при освещении емкости в минимуме ВФХ при 9 К.

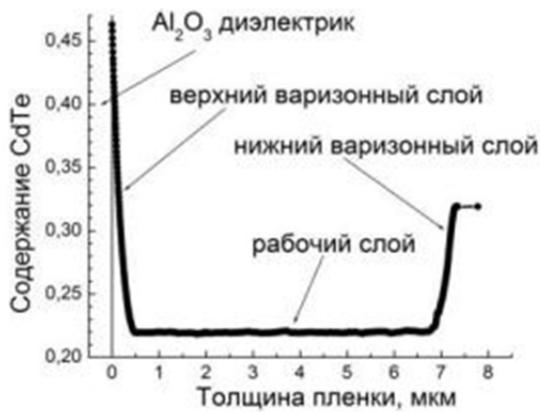


Рис. 1. Распределение состава по толщине структуры №1 на основе МЛЭ $Hg_{1-x}Cd_xTe$

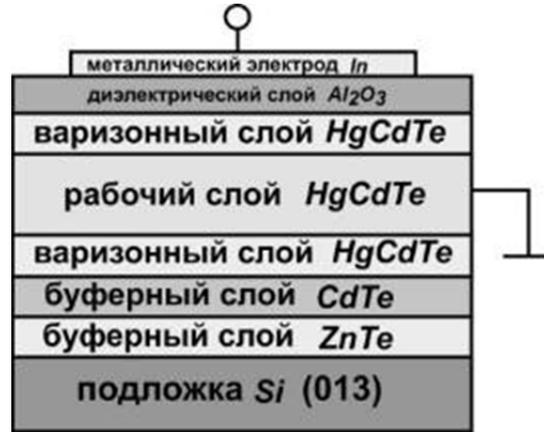


Рис. 2. Схематическое представление структуры №1 на основе МЛЭ $Hg_{1-x}Cd_xTe$

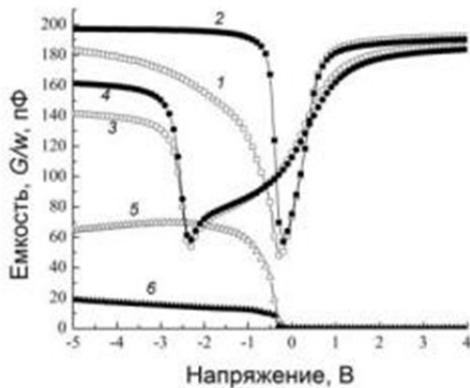


Рис. 3. Зависимости емкости (1-4) и приведенной проводимости (5-6) МДП-структуры на основе $n-HgCdTe$ с варизонным слоем (структура №1), измеренные при температурах 15 К (1,2,5,6) и 77 К (3,4) на частотах 20 кГц (1,2,5,6) и 500 кГц (3,4) в темноте (1, 3,5) и при освещении (2, 4, 6)

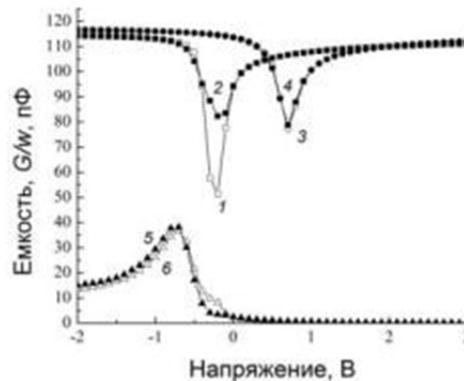


Рис. 4. Зависимости емкости (1-4) и приведенной проводимости (5-6) МДП-структуры на основе $n-HgCdTe$ без варизонного слоя (структура №2), измеренные при температурах 9 К (1,2,5,6) и 77 К (3,4) на частотах 20 кГц (1-4) и 2 МГц (5,6) в темноте (1,3,5) и при освещении (2,4,6)

На Рис. 5 приведены значения дифференциального сопротивления области пространственного заряда (ОПЗ) $R_{ОПЗ}$, емкости ОПЗ $C_{ОПЗ}$ и емкость инверсионного слоя C_p , определенные при помощи метода эквивалентных схем[5] из измерений адмиттанса при температуре 15 К в режиме инверсии для МДП-структуры №1 на основе $n-HgCdTe$ с варизонным слоем в темноте и при освещении. Причиной уменьшения $R_{ОПЗ}$ при освещении является увеличение генерационного потока неосновных носителей за счет фотогенерации. Емкость ОПЗ при освещении увеличивается, что связано с уменьшением поверхностного потенциала и уменьшении максимальной ширины ОПЗ за счет появления дополнительных неосновных носителей заряда в инверсионном слое.

Применение освещения особенно информативно при изучении глубоких уровней в $n-HgCdTe$ без варизонного слоя. Проявление глубокого уровня в ВФХ при освещении показано на Рис. 6.

В темновом режиме уровень заполнен и не проявляется в емкостных измерениях. Энергия глубокого уровня согласно измерениям адмиттанса на 0,04–0,05 эВ выше потолка валентной

зоны. Если глубокий уровень проявляется в темновом режиме, то освещение уменьшает время перезарядки глубокого уровня.

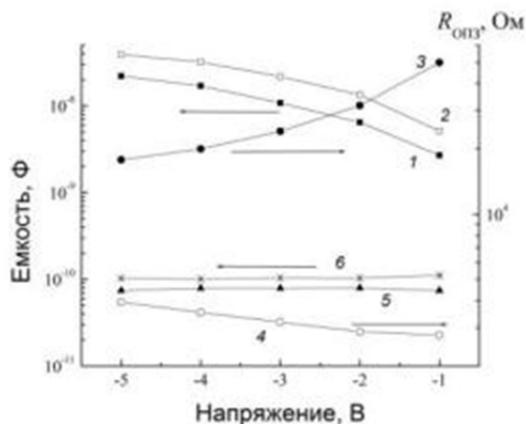


Рис. 5. Зависимости значений C_n (1,2), $R_{опз}$ (3,4) и $C_{опз}$ (5,6) для МДП-структуры на основе $n\text{-HgCdTe}$ с варизонным слоем (структура №1), измеренные при 15 К на частотах 20-50 кГц в темноте (1,3,5) и при освещении (2,4,6)

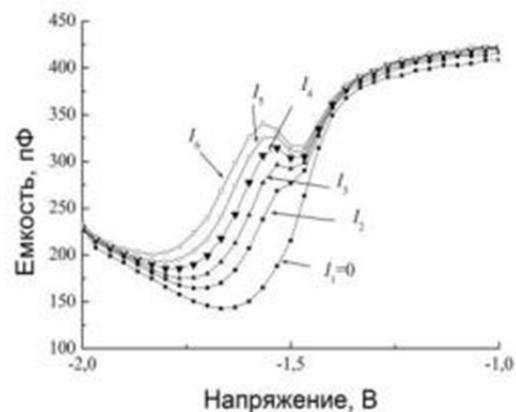


Рис. 6. ВФХ для МДП-структуры на основе $n\text{-Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$ без варизонного слоя, измеренные при температуре 77 К при различных интенсивностях освещения ($I_6 > I_5 > I_4 > I_3 > I_2 > I_1 = 0$)

Таким образом, показано, что при освещении для структур с варизонным слоем уменьшается время формирования инверсионного слоя и увеличивается значение емкости в минимуме низкочастотной ВФХ. Исследовано изменение значений элементов эквивалентной схемы МДП-структуры в сильной инверсии. Обнаружено, что глубокие уровни проявляются при освещении в емкостных характеристиках МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te}$ без варизонного слоя.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 16-42-700759.

1. М.А. Kinch, *J. Electron. Mater.*, **44**, № 9, 2969-2976 (2015).
2. V.G. Litovchenko, *Surf. Sci.*, **1**, № 3, 291-317 (1964).
3. J. Grosvalet, C. Lund, *IEEE Trans. on Electron. Dev.*, **ED-14**, № 11, 777-780 (1967).
4. R. Fu, J. Pattison, *Opt. Engin.*, **51**, 104003-1-104003-4 (2012).
5. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nsmelov, S.M. Dzyadukh, *Opto-Electron. Rev.*, **22**, №4, 236-244 (2014).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛА LYSO:Ce И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА

Калинников В.А., Величева Е.П., Ходасевич И.А.,* Грабчиков А.С.*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

* Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

В докладе приводятся результаты исследований спектроскопических характеристик сцинтилляционного кристалла LYSO:Ce при УФ лазерном возбуждении. Показано, что использование уточненных данных в Geant4 моделировании LYSO кристаллов для электромагнитного калориметра, демонстрирует существенное улучшение их энергетического разрешения (до 8%).

Кристаллы, допированные ионами церия (Ce^{3+}), обеспечивают полосу люминесценции в коротковолновой части (280-550 нм) видимого спектрального диапазона и применяются в качестве лазерных сред [1] и сцинтилляторов [2]. Кристалл $Lu_{1,8}Y_{0,2}SiO_5:1,5\% Ce$, (LYSO:Ce) рассматривается как один из наиболее перспективных для использования в электромагнитных калориметрах. Это связано с наличием высоких сцинтилляционных параметров: светового выхода, короткого времени затухания люминесценции, радиационной стойкости и др. [3]. Одной из задач в создании калориметров является обеспечение требуемого энергетического разрешения, определяемого в частности оптическими свойствами кристаллической среды [4].

В докладе приводятся данные по измерению спектра люминесценции ионов Ce^{3+} в кристалле LYSO:Ce и обсуждаются результаты моделирования энергетического разрешения кристаллов при использовании этих данных. Для характеристики испускания ионов Ce^{3+} возбуждение осуществлялось в полосу их поглощения на длине волны 380 нм параллельным пучком излучения второй гармоники импульсного лазера на титане с сапфиром при частоте следования импульсов 10 Гц. Длительность импульсов лазерного излучения составляла 10 нс. В качестве образца использовался кристалл LYSO:Ce размером 20x20x120 мм производства Saint-Gobain Crystals (Франция). Регистрация спектра люминесценции осуществлялась с боковой поверхности кристалла спектрометром S-100 (Solar LS, Беларусь). Полученный спектр приведен на рисунке 1.

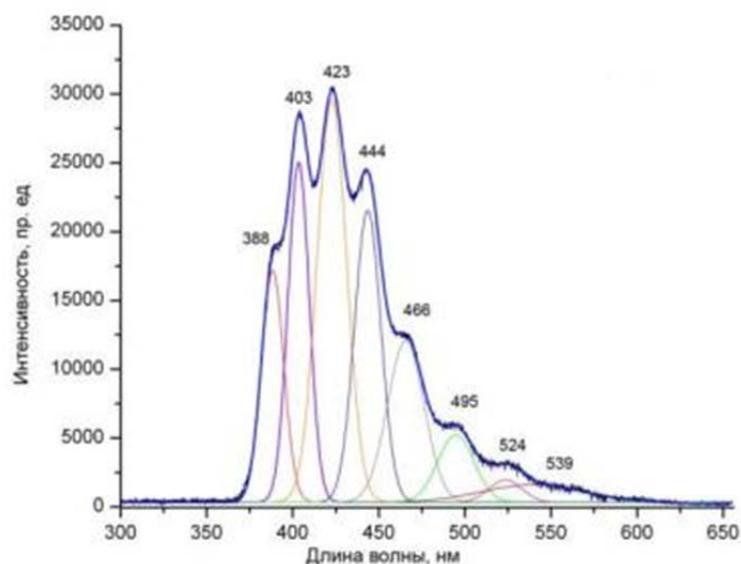


Рис. 1. Спектр испускания кристалла LYSO:Ce, возбуждаемого излучением на длине волны 380 нм и его представление в виде компонент.

Особенностью полученного спектра (рис.1) по сравнению с характерными спектрами испускания, возбуждаемыми гамма излучением (см., например, [5]) является наличие большего числа разрешенных полос с максимумами на 388, 403, 423, 444, 466, 495, 524 и 539 нм. Возможность наблюдения и регистрации спектра по глубине проникновения пучка лазерного излучения в кристалл позволила сделать оценку длины поглощения возбуждающего излучения.

Экспериментально полученные параметры вводились в математический пакет Geant4, позволяющий моделировать работу калориметра. Результаты показывают 3-х кратное улучшение энергетического разрешения (рис. 2).

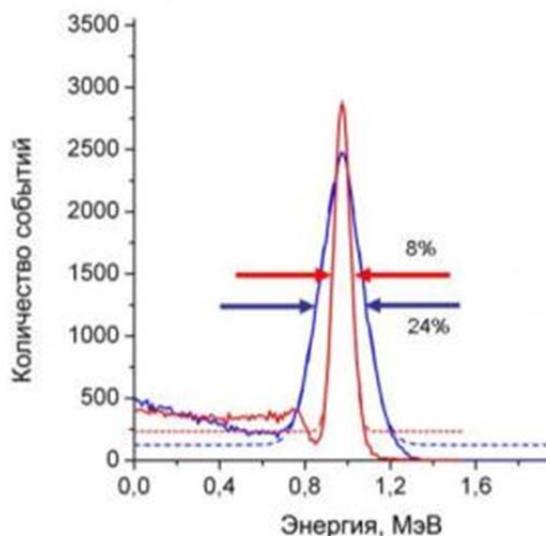


Рис. 2. Результаты численного моделирования: красная линия - с учетом экспериментальных параметров; синяя линия - использование традиционных параметров; штриховые линии - фитирование гауссовыми контурами

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований РБ, грант Ф16-007.

1. M.A. Dubinskii, V.V. Semashko, A.K. Naumov, R.Yu. Abdulsabirov, S.L. Korableva, *J. of Mod. Opt.*, **40**, 1-5, (1993).
2. P. Dorenbos, *Journal of Luminescence*, **91**, 155-176, (2000).
3. C.M. Pepin, P. Bérard, A. Perrot, C. Pépin, D. Houde, R. Lecomte, C.L. Melcher, H. Dautet, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **51**, 789-795, (2004).
4. P. Dorenbos, J. T. M. de Haas, and C. W. E. van Eijk, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **42**, 2190-2199, (1995).
5. H.T. van Dam, S.Seifert, W.Drozdzowski, P.Dorenbos, D,Schaart, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **59**, 656-664, (2012).

ФОРМИРОВАНИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛАТЕКСНОЙ ПЛЁНКИ С ГИДРОФИЛЬНЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Гожальский Д.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Прослежена динамика формирования латексной плёнки посредством ИК фурье-спектроскопии. С помощью люминесцентной сканирующей микроскопии изучены люминесцентные свойства плёнки с гидрофильными квантовыми точками, внедрёнными в объём полимерных частиц, на разных стадиях её формирования.

Работа посвящена изучению формирования плёнки из поливинилацетатного латекса с внедрёнными в неё коллоидными квантовыми точками (КТ), известными своими люминесцентными свойствами. Внедрение их в латексы может стать основой удобной и чистой технологии нанесения люминесцирующих покрытий на различные объекты. КТ из CdSe/ZnS с максимумом люминесценции на 520 нм синтезированы в ЦИОТ ИТМО (д-р А. Дубовик). Для обеспечения растворимости КТ в воде, составляющей основу латекса, покрывающий КТ гидрофобный солюбилизатор заменен на гидрофильный. В ходе высыхания латекса степень совместимости КТ с окружением снижается, а агрегации КТ препятствует нарастающая вязкость формирующейся плёнки.

Процесс формирования плёнки изучен методом ИК спектроскопии Фурье с использованием нарушенного полного внутреннего отражения. С течением времени в ИК спектре латекса снижается интенсивность полос поглощения воды, и растут полосы поглощения полимерной составляющей (Рис. 1).

С помощью сканирующего спектрофлуориметра измерены спектры люминесценции латексной плёнки с КТ на разных стадиях её формирования, не искаженные относительно водного раствора КТ (Рис. 2). Люминесцентные изображения микроскопических участков плёнки, полученные на лазерном сканирующем конфокальном микроскопе, показывают равномерное вхождение КТ в объём латексных частиц (иллюстрации не использованы).

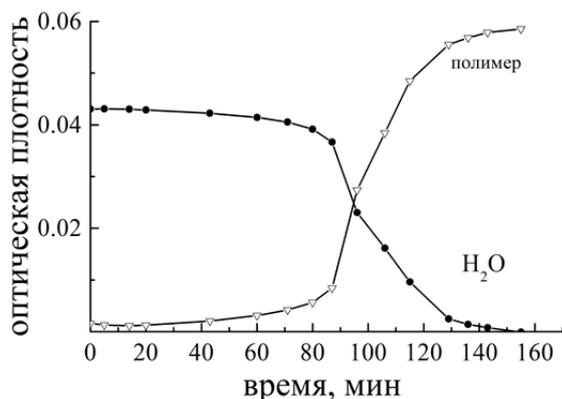


Рис. 1. Удаление воды и концентрирование полимера при формировании плёнки из поливинилацетатного латекса: изменение поглощения соответственно в ИК полосах 3300 и 1720 см⁻¹

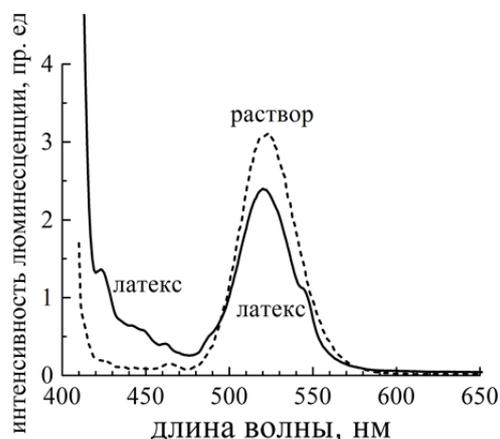


Рис. 2. Спектры люминесценции КТ в водном растворе и в сухой латексной плёнке при возбуждении излучением с длиной волны 440 нм, измеренные с помощью сканирующего флуориметра Cary Eclipse

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ ЭРБИЯ НА КИНЕТИКУ ФОТО-ТЕРМО-ИНДУЦИРОВАННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОГО СТЕКЛА

Козлова Д. А., Иванов С. А., Пичугин И. С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе проведено экспериментальное сравнение кинетики роста кристаллической фазы в активированном фото-термо-рефрактивном стекле с переменной концентрацией редкоземельного активатора.

Использование в лазерах распределённого брэгговского отражателя (РБО) и распределённой обратной связи (РОС) позволяет получить на выходе одночастотное излучение. Формирование РОС и РБО структур сводится к записи объёмных брэгговских решёток в объёме активного элемента. Такие решётки обладают высокой спектральной и угловой селективностью, благодаря чему могут применяться в качестве пространственных и спектральных фильтров, внутрирезонаторных стабилизаторов длины волны, мультиплексоров. Превосходным материалом для записи объёмных брэгговских решёток служит фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло, которое в отличие от органических сред обладает механической, термической и химической стойкостью, сравнимой с К8, что позволяет применять его без каких-либо защитных покрытий. Решётки, записанные на данном материале, являются фазовыми, диапазон оптической прозрачности стекла с записанной в нём голограммой – 350-2500 нм.

ФТР стекло является гибким материалом и допускает легирование редкоземельными ионами (РЗИ), что открывает перспективы создания РОС и РБО лазеров на его основе. Однако, добавление редкоземельных элементов сказывается на кинетике фото-термо-индуцированной (ФТИ) кристаллизации стекла.

С введением в стекло РЗИ повышаются вязкость и температура стеклования, что естественным образом сказывается на динамике роста кристаллической фазы. Для создания элементов с конкретными параметрами необходимо уметь управлять процессом ФТИ кристаллизации. Таким образом, целью данной работы является исследование влияния концентрации РЗИ на кинетику процесса ФТИ кристаллизации.

В процессе ФТИ кристаллизации происходит рост нанокристаллов NaF, ответственных за локальное изменение показателя преломления. Так как объёмная доля кристаллической фазы мала, то напрямую измерить её количество не представляется возможным. Поэтому качественная оценка относительного изменения объёмной доли кристаллической фазы в стекле, связанная с увеличением времени термообработки, производилась с помощью голографического метода. Суть данного метода заключается в том, что на исследуемом стекле записывалась пропускающая фазовая брэгговская решётка. При измерении данной решётки определяется амплитуда модуляции показателя преломления, которая напрямую связана с количеством кристаллической фазы, выделившейся в облучённой области. Данный метод чувствителен к изменению показателя преломления (Δn) в шестом знаке, что позволяет отслеживать малые изменения в росте кристаллической фазы.

В ходе работы исследовались ФТР стекла, отличающиеся концентрацией эрбия в диапазоне 0 - 0,4 мол%. Все образцы были предварительно отшлифованы и отполированы. Для проведения эксперимента на каждом образце была записана голограмма с экспозицией 3 Дж/см².

Термообработка (ТО) всех образцов осуществлялась одновременно. В настоящем эксперименте температура выдержки была специально снижена до 485°C для более детального исследования происходящих процессов в стекле. ТО осуществлялась по следующей схеме: сначала нагрев образцов в течение 1,5 часов при заданной температуре, выдержка в течение 4 часов до появления первых признаков кристаллизации, и последующее кумулятивное

увеличение времени ТО с шагом в 2-4 часа. При каждом следующем увеличении времени ТО образцы ставились в разогретую печь.

В ходе работы были получены экспериментальные зависимости изменения показателя преломления ФТР стёкол с различным содержанием ионов эрбия от времени термообработки. На основе результатов проведённого исследования можно сделать вывод, что с увеличением концентрации ионов эрбия рост кристаллической фазы в стекле замедляется, что приводит к увеличению времени ТО. Однако, максимально достижимое значение изменения показателя преломления для ФТР стёкол с увеличением концентрации ионов эрбия будет уменьшаться.

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ
КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ОСТРОВКОВЫХ
ЗАРОДЫШЕЙ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ НА НАЧАЛЬНОМ ЭТАПЕ
КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ**

Панькин Д.В.*, Золотарев В.М., Colas M.***, Cornette J.****,
Евдокимова М.Г.***

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
Россия

** Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*** Sciences des Procédés Céramique et de Traitements de Surface (SPCTS), UMR
7315 CNRS, Centre Européen de la Céramique, Limoges, France

****Labex Sigma-Lim, Université de Limoges, Limoges, France

С помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) было произведено исследование островковых зародышей, образующихся на начальном этапе кристаллизации кварцевого стекла марки КВ, подвергнутого тепловой обработке при температуре 1100°C. Сделана классификация типовых областей в кристаллическом зародыше и установлен химический состав этих областей.

Методы спектроскопии КРС, связанные с изучением строения вещества широко используются в разных областях науки и техники [1, 2]. Для понимания целого ряда воздействий (например, нагревание или механическое сжатие) на аморфную фазу SiO₂, важно изучить динамику структурного преобразования вещества на начальном этапе такого воздействия. Малые размеры кристаллических частиц, образующих центры кристаллизации, приводят к смещению частот в спектрах КРС [3] и даже появлению новых частот, что связано с нарушением структурной трансляции в наноразмерных частицах SiO₂, образующих островковые зародыши.

Цель настоящей работы заключается в исследовании зародышей, образующихся на начальном этапе индукционного периода в виде островков на поверхности промышленного кварцевого стекла марки КВ, и особенностей механизма формирования структурно-химических свойств островковых зародышей.

В данной работе исследовалось промышленное стекло марки КВ. Образец был приготовлен в виде пластин с размерами 40×40×5 мм и отполирован с помощью полирита CeO₂. После полировки образцы промывались в деионизованной воде. Нагрев стекла осуществлялся в электрической печи в атмосфере воздуха, стабильность нагрева поддерживалась на уровне ±2°C.

Спектры КРС были получены в диапазоне 45-4400 см⁻¹ с разрешением 3 см⁻¹ с помощью дисперсионного спектрометра SENTERRA фирмы Bruker, сопряженного с конфокальным оптическим микроскопом Olympus BX-51. Возбуждение спектра КРС осуществлялось на длине волны 532 нм с помощью неодимового лазера (вторая гармоника Nd:YAG лазера). Применение конфокального режима спектрометра позволило пространственно разделить сигнал с разных глубин, путем движения объектива по координате Z (вертикали) с изменением зоны возбуждения в образце относительно поверхности (Z=0). В фокальной плоскости пучок в диаметре имел размеры ≈1,5 мкм, а фокальная глубина пучка составляла ≈ 2,5 мкм, что позволяло с хорошим пространственным разрешением получать КР спектры на разной глубине Z от поверхности.

Дополнительно использовался микроскоп inVia confocal Raman фирмы Renishaw, что позволило расширить спектральный диапазон измерений и получить данные в режиме 2D-картирования (mapping). Возбуждение КР спектра осуществлялось на длине волны 532 нм с помощью неодимового лазера (вторая гармоника Nd:YAG лазера).

Морфология новообразований при кристаллизации на поверхности, как следует из визуальных наблюдений, носит разнообразный характер, который зависит от типа кварцевого стекла и вида примесей в нем, а также от особенностей обработки поверхности. В данном образце, по сравнению с стеклами марки КИ и КУ-1, подвергнутых такой же тепловой обработке, наблюдалось наибольшее разнообразие кристаллических структур. Данное обстоятельство вероятно связано со значительными примесями металлов, а также повышенным содержанием «связанной» воды в стекле КВ[4]. Вместе с тем, для всех трех типов кварцевых стекол (марки КИ, КВ, КУ-1), подвергнутых нагреву в интервале 1000-1300°C, выявляются характерные островковые зоны в виде фигур, обычно имеющих круговую симметрию.

Рассмотрим типичную область кристаллизации на примере фигуры, полученной на оптическом микроскопе, см. рис.а.

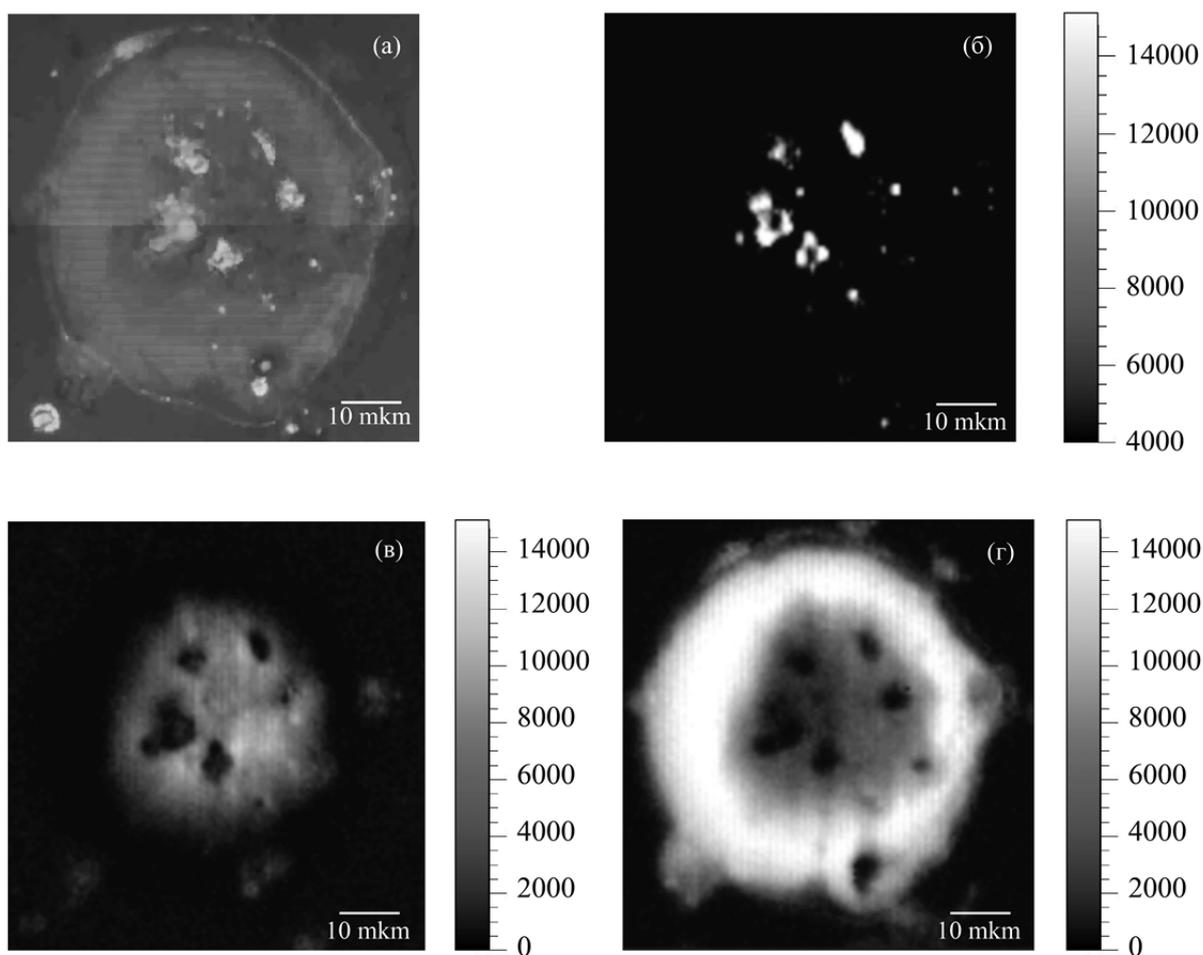


Рисунок. Островковый зародыш с несколькими центрами кристаллизации: а) – фотография 50х, б) 2D-картирование, сделанное по полосам примесей маггемита, в) – 2D-картирование по полосе α -кристобалита $\approx 420\text{см}^{-1}$, г) – 2D-картирование по полосе α -кварца $\approx 464\text{см}^{-1}$. (Светлые участки на картинах б), в), г) означают наибольшую концентрацию соответствующих минералов.)

Такая форма фигур островков обусловлена особенностью процесса кристаллизации, который протекает в окрестности центра, где располагается внедренный примесный ион металла[4]. Центры кристаллизации в кварцевом стекле образованы примесными ионами металлов Al^{3+} , Ca^{2+} , Na^+ , Mg^{2+} , Mn^{2+} или Fe^{2+} , которые замещают Si^{4+} или внедрены в структуру стекла, образованную тетраэдрами SiO_4 . Пример химического 2D-картирования, сделанный по пикам маггемита (≈ 665 и $\approx 730\text{см}^{-1}$)[5] в спектре КРС для диапазона $580\text{-}780\text{см}^{-1}$, приведен на рис.б. Вокруг областей с высоким содержанием окислов железа таких как, например, гематита, маггемита, магнетита было отмечено появление такой высокотемпературной фазы кремнезема как α -кристобалит (температура образования 1470°C), см. рис. в.

Так же было проведено картирование по полосе α -кварца $\approx 464\text{см}^{-1}$, данные этого картирования приведены на рис. г. На основании данных картирования было установлено, что основной фазой на начальных этапах кристаллизации является фаза α -кварца. На основании спектров КРС, сделанных в конфокальном режиме было установлено, что на поверхности образования возникает высокотемпературная фаза α -кристобалита. По мере продвижения вглубь образца происходит смешение данной фазы с фазой α -кварца и полным вытеснением фазы α -кристобалита на определенных глубинах. Дальнейшее продвижение вглубь образца приводит к переходу фазы α -кварца в аморфную, через гранулы от микрометрового до нанометрового размера. Характерной чертой такого поведения является асимметричное уширение пика, который в α -кварце принимает значение 464см^{-1} и его сдвиг в низкочастотную область. Так же в более высокочастотной области отмечено появление пика, переходящего при приближении к аморфной фазе в пик $D_1(\approx 606\text{см}^{-1})$. Данный пик соответствует колебаниям кислородных атомов в четырехзвенных тетраэдрических кольцах и отсутствует в α -кварце. Его появление может косвенно говорить о присутствии наночастиц с структурой α -кварца. Через такого рода упорядочение может осуществляться перестройка кристаллической фазы в аморфную.

1. V.K. Leko, Crystallisation of Quartz Glasses, 109-162. *In Nucleation Theory and Application*. Ed. Jurn W.P. Schmelzter, Gerd Ropke, V.B. Priezhev, Dubna, **JINA**, (2008).
2. A. Kulesh, M. Eronyan, I. Meshkovskii, V. Zolotarev, M. Bisyarin, M. Tsibinogina, *Crystal Growth and Design*, **15**, 2831–2834, (2015).
3. K. J. Kingma, R. J. Hemley, *American Mineralogist*, **79**, 269-273, (1994).
4. V.M. Zolotarev, D.V. Pan'kin, A.A. Shimko, I.A. Kasatkin, *Optics and Spectroscopy*, **119**, № 6, 955–968, (2015).
5. M. Hanesch, *Geophys. J. Int.*, **177**, 941–948, (2009).

АНИЗОТРОПИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ СУПЕРСТРУКТУР НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СЕЛЕНИДА КАДМИЯ

**Волгина Д.А., Буркова М.А., Черевков С.А., Дубовик А., Парфенов П.С.,
Баранов А.В., Ушакова Е.В.**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Методами поляризационной микроскопии были исследованы суперструктуры, сформированные путем самоорганизации квантовых точек селенида кадмия разных размеров на диэлектрической подложке. Поляризационные свойства полученных образцов сильно зависят от типа органических молекул на поверхности квантовых точек.

Актуальной задачей материаловедения является создание новых материалов с возможностью управлять их свойствами. Одним из типов материалов, обладающих такой возможностью, являются наноматериалы, представляющие собой упорядоченные ансамбли наноразмерных структурных элементов с размерным квантованием их энергетической структуры. Суперструктуры, которые представляют собой объемные упорядоченные ансамбли 3D нанокристаллов (квантовых точек, КТ) называются суперкристаллами [1],[2]. Свойства таких суперструктур в некотором роде уникальны, так как сочетают в себе одновременно свойства элементарных структурных элементов – индивидуальных КТ, и «коллективные» свойства упорядоченного ансамбля. Таким образом, целенаправленно варьируя параметры исходных структурных элементов, открывается возможность получать суперструктуры с заданными свойствами для дальнейшего их использования в качестве активного материала в устройствах фотовольтаики, электроники и в других областях [3],[4].

Целью данной работы является исследование поляризации в поглощении суперструктур, сформированных путем самоорганизации КТ селенида кадмия (CdSe) разных размеров на диэлектрической подложке, в зависимости от их морфологии и размера используемых КТ методами поляризационной микроскопии.

Для исследования влияния органических молекул на поверхности КТ на морфологию и оптические свойства формируемых суперструктур нами были выбраны несколько типов амфифильных молекул, которые предоставляют возможность диспергировать КТ в гидрофобных растворителях. Для подтверждения успешной замены оболочки и оценки концентрации органических молекул на поверхности КТ использовался ИК-спектрофотометр TensorII (Bruker). Для исследования оптических свойств КТ в растворе, а также полученных суперструктурах на подложках использовались спектрофотометр UV3600 (Shimadzu), спектрофлуориметр Cary Eclipse (Varian). Для исследования поляризационных свойств в поглощении суперструктур использовался поляризационный микроскоп JenaPol (Carl Zeiss).

В работе были использованы коллоидные CdSe КТ с размерами 2.1 и 3.1 нм. Исходные CdSe КТ были покрыты оболочкой из молекул триоктилфосфиноксида (ТОФО). Была проведена замена органической оболочки КТ на молекулы олеиновой, стеариновой кислот, олеиламина и додекантиола. Успешная процедура замены органической оболочки КТ подтвердилась ИК-спектрами образцов. Полученные коллоидные растворы были использованы для приготовления суперструктур на диэлектрической подложке. В качестве подложки было использовано предметное стекло. Коллоидный раствор КТ наносился на подложку каплями по 3 мкл 5 раз. Были исследованы спектральные свойства полученных суперструктур. Оказалось, что положение полосы поглощения зависит от типа органической молекулы на поверхности КТ. Так, самый большой синий сдвиг наблюдался для образцов суперструктур из КТ, покрытых молекулами олеиновой кислоты.

Исследование образцов с помощью методов микроскопии показало, что морфология полученных суперструктур сильно зависит от типа молекулы на поверхности КТ. Например, суперструктуры, образованные из КТ, покрытых молекулами ТОФО, представляют собой

дендритоподобные структуры, форма которых схожа с формой кристаллов самих молекул ТОФО.

Исследование поляризационных свойств образцов также показало, что они сильно зависят от морфологии образованной суперструктуры, и, следовательно, зависят от типа органических молекул, находящихся на поверхности КТ. На Рис. показаны микрофотографии, полученные при скрещенных поляризаторах, типичных образцов суперструктур из КТ диаметром 3.1 нм.

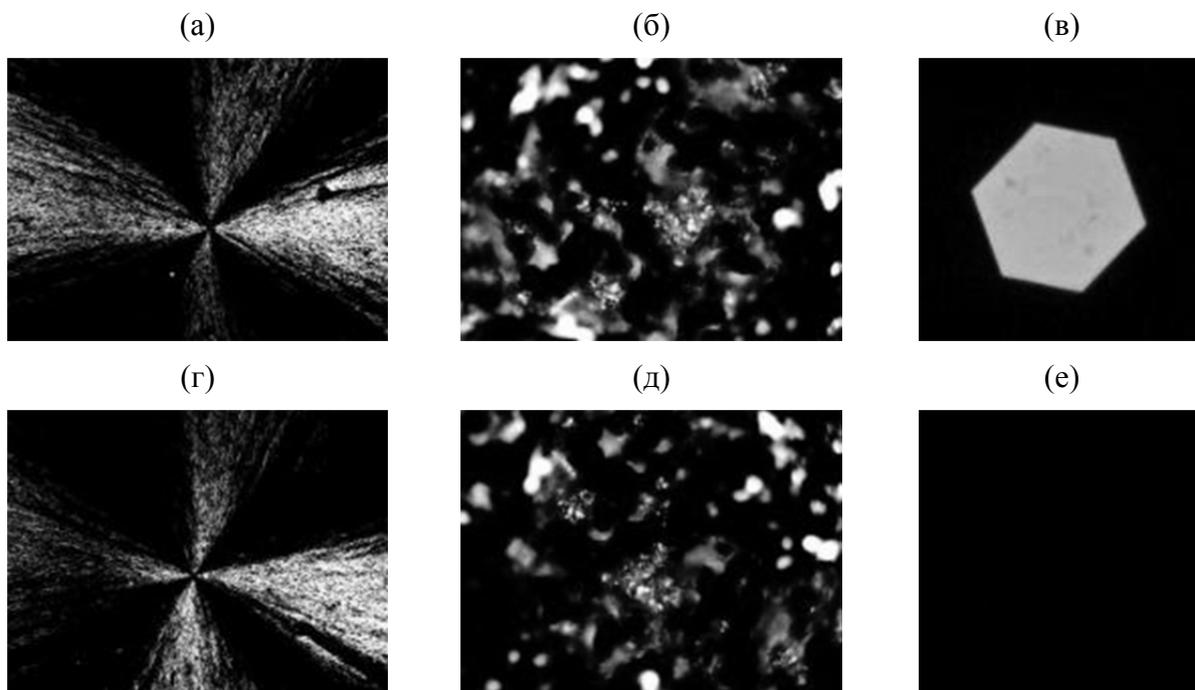


Рисунок. Микрофотографии образцов суперструктур, полученных из КТ с оболочкой: (а), (г) ТОФО, (б), (д) стеариновая кислота, (в), (е) олеиновая кислота. Поворот образца относительно поляризатора: (а)-(в) - 0 градусов, (г)-(е) – 45 градусов

В результате выполнения работы были получены зависимости оптических свойств от химического состава органической оболочки КТ. Дополнительные исследования влияния модификации поверхности КТ необходимы для создания структур из квантовых точек с заданной морфологией и, соответственно, оптическими свойствами. Полученные результаты являются актуальными для создания и практического применения таких суперструктур, например, в элементах солнечных батарей и фотовольтаики.

1. D. Jishkariani et al., *Journal of the American Chemical Society*, **137**, №33, 10728-10734, (2015).
2. A. V. Baranov et al., *Langmuir*, **31**, №1, 506-513, (2015).
3. L. Miao et al., *ACS nano*, **8**, №4, 3743-3751, (2014).
4. Y. Jiao et al., *Nature communications*, **6**, (2015).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СУЛЬФИДА ЦИНКА С ПРИМЕСЬЮ МАРГАНЦА И МОЛЕКУЛ КРАСИТЕЛЯ КИСЛОТНОГО ХРОМОВОГО ТЁМНО-СИНЕГО

Волыхин Д.В., Ключев В.Г., Дубовицкая Н.С.

Воронежский Государственный Университет, Воронеж, Россия

Исследованы оптические свойства гибридных структур на основе квантовых точек ZnS с примесью марганца и молекул красителя кислотного хромового тёмно-синего. На основе данных оптического поглощения и фотолюминесценции сделаны выводы об ассоциации квантовых точек и молекул красителя.

Квантовые точки (КТ) сульфида цинка без примесей и с примесью двухвалентного марганца приготовлены при помощи водного синтеза в фотографической желатине. Количество примеси марганца составляло 10% относительно молярной массы сульфида цинка. Такая концентрация марганца выбрана ввиду наибольшей интенсивности ФЛ полосы ~600 нм. Добавление молекул красителя кислотного хромового тёмно-синего (ACDB, 2-(2-Оксифенилозо)-1,8-диоксинафталин-3,6-дисульфокислота) производилось после завершения процесса формирования КТ. Структурная формула ACDB приведена на рис. 1.

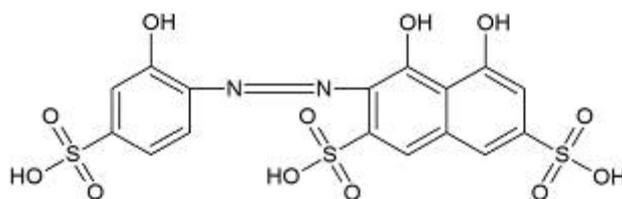


Рис. 1. Структурная формула красителя ACDB

Данные рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии подтвердили формирование нанокристаллов с кубической структурой кристаллической решётки и размерами порядка 2 нм (рис. 2). Стоит отметить, что при добавлении примеси марганца в образцы КТ ZnS никаких структурных и изменений в кристаллической решётке не происходит.

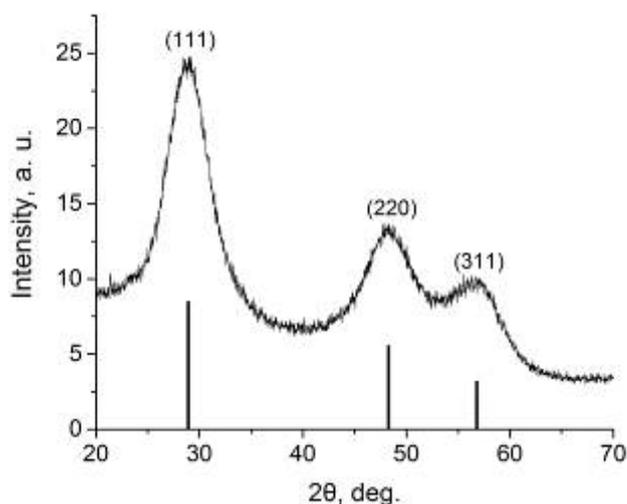


Рис. 2. Дифрактограмма КТ ZnS

Спектры оптического поглощения образцов КТ ZnS (рис. 3) обладают характерной особенностью, которую относят к электронному переходу $1S_{3/2} \rightarrow 1S_e$. По положению этой особенности (врезка с второй производной на рис. 3) определяли эффективную ширину запрещённой зоны, равную 4.35 эВ. Так же стоит отметить, что происходит как уменьшение

поглощения, так и изменение формы полосы поглощения красителя при взаимодействии его с КТ ZnS (рис. 3).

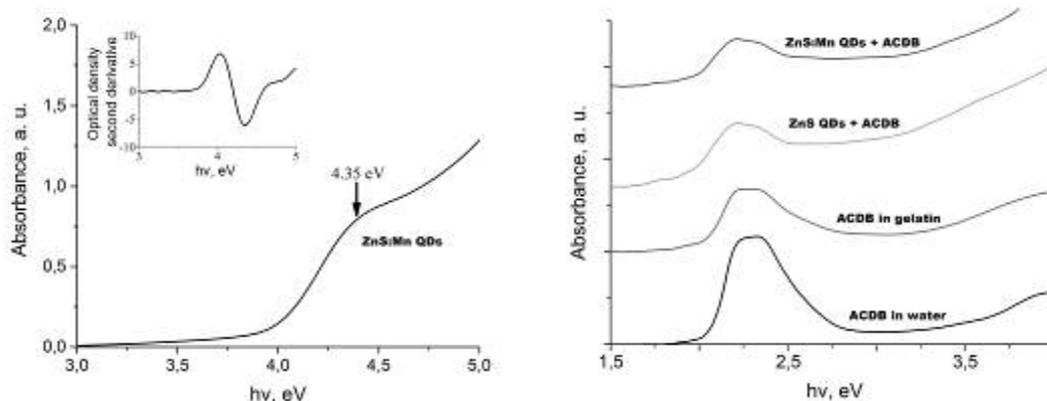


Рис. 3. Спектры оптического поглощения КТ ZnS:Mn²⁺ и их ассоциатов с молекулами красителя ACDB

В спектрах фотолуминесценции (ФЛ) КТ сульфида цинка с примесью марганца наблюдается две полосы: «синяя» ~450 нм и «оранжевая» ~600 нм (рис. 4). «Синюю» полосу относят к самоактивированному излучению сульфида цинка, а «оранжевую» к внутрицентральной ФЛ марганца, находящегося в кристаллической решётке ZnS [1],[2].

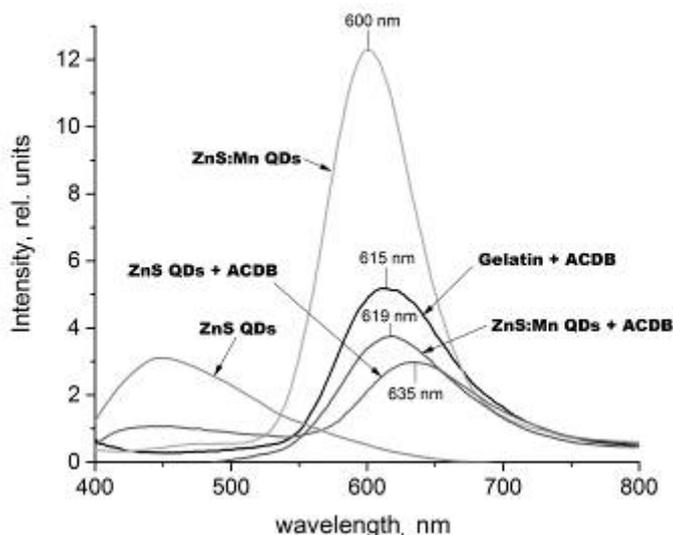


Рис. 4. Спектры ФЛ КТ ZnS:Mn²⁺ и их ассоциатов с молекулами красителя ACDB (длина волны возбуждающего света 313 нм)

Спектры ФЛ молекул ACDB в желатине обладают полосой излучения 615 нм (рис. 4). При добавлении молекул ACDB к КТ ZnS наблюдается смещение полосы ФЛ красителя в длинноволновую область на 20 нм. Этот факт говорит в пользу ассоциации молекул красителя и КТ ZnS. При добавлении красителя к КТ ZnS:Mn наблюдается небольшое длинноволновое смещение полосы ФЛ ACDB (на 4 нм). При этом наблюдается гашение «оранжевой» внутрицентральной ФЛ марганца. Спектры ФЛ образцов КТ при возбуждении светом с длиной волны 532 нм представлены на рис. 5.

Спектры ФЛ образцов при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм обладают полосами излучения в области 550 – 900 нм. Максимум полосы ФЛ образцов КТ ZnS:Mn с молекулами ACDB смещается в длинноволновую область на 36 нм относительно полосы ФЛ ACDB в желатине. При этом, для образца КТ ZnS, содержащего марганец и молекулы ACDB наблюдается уменьшение интенсивности ФЛ, относительно чистых КТ ZnS с ACDB. Таким

образом можно сделать вывод, что марганец в данном случае служит как гаситель ФЛ красителя.

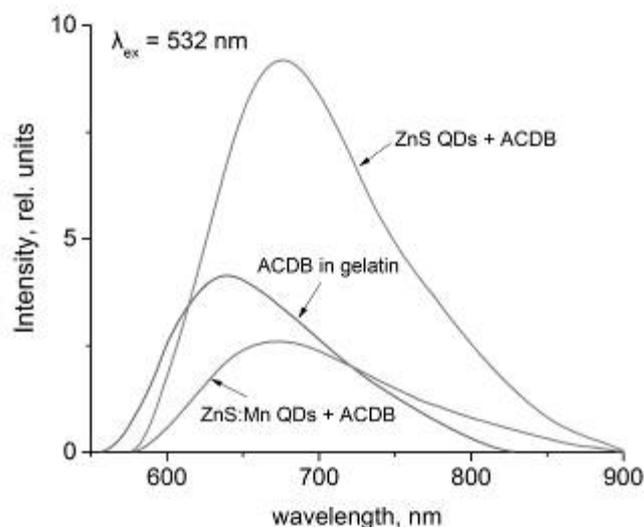


Рис. 5. Спектры ФЛ красителя ACDB в желатине и ассоциатов КТ ZnS:Mn²⁺ с молекулами красителя (длина волны возбуждающего света 532 нм)

Таким образом, исходя из исследований оптических свойств образцов, в работе показана возможность ассоциации молекул красителя ACDB с КТ ZnS (ZnS:Mn). В результате такой ассоциации происходит не только обмен энергией между КТ и молекулами красителя, но и изменение как интенсивности ФЛ, так и энергии кванта ФЛ.

1. R.N. Bhargava, D. Gallagher, X. Hong, A. Nurmikko, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 416-419, (1994).
2. W Chen, F. Su, G.H. Li, A.G. Joly, J.O. Malm, J.O. Bovin, *J. Appl. Phys.*, **92**, 1950-1955, (2002).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК PbS, ВНЕДРЕННЫХ В НАНОПОРИСТЫЕ СТЕКЛА

Бабаев А.А., Литвин А.П., Андреева О.В., Баранов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы оптические свойства квантовых точек сульфида свинца разного размера, внедренных в нанопористое силикатное стекло. Методами стационарной и кинетической фотолюминесцентной спектроскопии определены основные параметры излучательной релаксации для квантовых точек в нанопористой матрице. Исследована стабильность оптических свойств квантовых точек в нанопористом силикатном стекле.

Коллоидные квантовые точки (КТ) обладают уникальными возможностями контроля их оптических свойства путем изменения состава, формы, размера и модификации органической оболочки. Эта особенность открывает широкие возможности для их практического применения. В частности, исследуемые в работе КТ сульфида свинца (PbS) с оптическими переходами в ближней ИК области спектра уже сегодня успешно применяются для создания солнечных элементов третьего поколения [1] и приемников оптического излучения [2].

Актуальной задачей для дальнейшего развития устройств на основе КТ является поиск оптимальной матрицы. Нанопористые силикатные стекла (НПС) представляют собой перспективную матрицу для инфильтрации КТ, поскольку демонстрируют отличное пропускание оптического излучения в широком спектральном диапазоне и высокую лучевую прочность [3]. Важным преимуществом является контролируемое изменение диаметра пор, открывающее возможность исследовать как изолированные КТ, так и ансамбли из плотноупакованных КТ.

Так, целью работы стало исследование оптических откликов КТ PbS разного размера, внедренных в НПС с диаметром пор 17 нм из коллоидных растворов. Параметры оптического поглощения и излучательной релаксации для КТ в НПС сопоставлены с таковыми для образцов с КТ в пористой бумаге и на поверхности покровного стекла. Результаты, полученные методами абсорбционной и фотолюминесцентной спектроскопии, демонстрируют необычное поведение КТ в НПС. В частности, характерной особенностью для КТ разного размера являются длительные времена затухания фотолюминесценции, близкие к таковым для коллоидных растворов, что говорит о том, что в данной матрице при невысокой концентрации КТ ведут себя как изолированные частицы. Также проведено исследование стабильности оптических свойств КТ в НПС с течением времени.

1. Carey G.H., Abdelhady A.L., Ning Z., Thon S.M., Bakr O.M., Sargent E.H. *Chemical reviews*, **115**, №23, 12732-12763, (2015).

2. Saran R., Curry R. J. *Nature Photonics*, **10**, №2, 81-92, (2016).

3. Андреева О.В., Обыкновенная И.Е. *Наносистемы: физика, химия, математика*, **1**, №6, 37-53, (2010).

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СЕНСОРНЫЕ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ПАРОВ АМИНОВ

Мироненко А.Ю., Сергеев А.А.*, Назиров А.Е., Леонов А.А.*, Братская С.Ю.

Институт химии ДВО РАН, г. Владивосток, Россия

* Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
г. Владивосток, Россия

В работе предложен чувствительный элемент люминесцентной сенсорной системы для регистрации газообразных аминов, представляющий собой тонкую пленку хитозана, модифицированную люминесцентным комплексным соединением европия и чувствительным красителем бромтимоловым синим. Рабочий диапазон разработанного сенсора составил от 1 до 300 ppm, предел обнаружения составил 0.0620 ppm (0.08 ПДК).

Среди множества известных на сегодняшний день типов сенсоров для детектирования токсичных газов, оптические сенсоры, обладающие такими преимуществами, как быстрое время реагирования, хорошая воспроизводимость, высокая помехоустойчивость к электромагнитным полям[1], являются одними из наиболее перспективных[2]-[5]. Полимерные материалы часто используются в качестве матриц для чувствительных добавок в оптических датчиках.

Из-за высокой доступности, низкой стоимости и наличия пленкообразующих свойств, некоторые из природных полимеров можно рассматривать в качестве альтернативы синтетическим в ряде оптоэлектронных приложений.

Для получения сенсорных покрытий использовался 1% водный раствор высокомолекулярного хитозана (Sigma) в 1% уксусной кислоте. Покрытия наносили на стеклянные подложки размером 2.5x2.5 см методом центрифугирования пленкоформирующего раствора на приборе Laurell WS-400B-6NPP-LITE при угловых скоростях 1000 об/мин. Толщина покрытий, измеренная методом оптической рефлектометрии (Sentech SE500adv), составила порядка 500 нм. После нанесения хитозановые покрытия подвергались температурной обработке при 150°C в течении 10 минут, депротонировались в 3% растворе аммиака и сушились на воздухе. Для допирования бромтимоловым синим (БТС), депротонированные покрытия погружали в раствор с содержанием красителя 0.05% на 30 минут. После сорбции индикатора подложки тщательно промывали деионизированной водой и сушили на воздухе. На следующем этапе в покрытие вводили люминофор – дибензоилметанат европия (III) (Eu(Dbм)₃).

Для этого на подложку наливали 0.1М спиртовой раствор Eu(Dbм)₃ и центрифугировали при 1000 об/мин до полного высыхания. При таком способе нанесения хитозановое покрытие набухает в спирте, при этом молекулы Eu(Dbм)₃ диффундируют вглубь пленки, а последующее вращение удаляет излишки раствора с покрытия за счет сообщения раствору центробежной силы.

Исследования сенсорных характеристик покрытий производились с помощью спектрофлуориметра Horiba Fluorolog 3 оснащенного специально разработанной герметичной камерой объемом 700 см³. Требуемый уровень концентрации аналита создавался из предварительно подготовленных калиброванных парогазовых смесей метиламина и лабораторного воздуха. Точное значение концентрации метиламина определялось газоанализатором «Коллион 1В».

Спектры люминесценции регистрировались с шагом 1 нм, при времени усреднения 0.1 с. Исследования кинетики формирования сенсорного отклика проводились на максимуме эмиссии комплекса $\lambda = 616$ нм, при длине волны возбуждающего излучения $\lambda = 365$ нм.

Цикл измерения состоял из напуска аналита заданной концентрации в камеру до прекращения изменения выходного сигнала и последующей продувки чистым воздухом до восстановления исходного уровня выходного сигнала.

Для определения времени срабатывания сенсора использовался общепринятый критерий t_{90} , характеризующий время изменения сигнала на 90% от максимального значения.

Как известно, люминесцентные соединения характеризуются спектрами поглощения и эмиссии излучения. Органические люминофоры, как правило, поглощают и испускают излучение в широком диапазоне длин волн, а расстояние между пиками поглощения и эмиссии минимально (порядка нескольких десятков нанометров), что обеспечивает существенное перекрытие спектров.

Ввиду необходимости разделения возбуждающего и эмитирующего излучения, при реализации сенсорного устройства на органических люминофорах, организация оптической части измерительной системы является непростой задачей, решить которую можно используя очень дорогостоящие полосовые светофильтры или дифракционные решетки. В данной работе в качестве люминофора использован комплекс редкоземельного элемента Eu, который характеризуется значительным стоксовым смещением и очень узким пиком эмиссии, что позволяет простыми способами разделить возбуждающее и эмитирующее излучения. Так, возбуждение люминофора производили излучением с длиной волны 365 нм, а эмиссию регистрировали на длине волны 616 нм. Наличие индикатора бромтимолового синего определяет чувствительность покрытия по отношению к парам летучих аминов. Так, в присутствии метиламина, в спектре поглощения индикатора наблюдается увеличение поглощения в области эмиссии комплекса европия, а близкое расположение молекул БТС и $\text{Eu}(\text{Dbm})_3$ способствует эффективному переносу энергии и, как следствие, модуляции сенсорного сигнала.

На рисунке 1а представлен спектр люминесценции полученного композитного покрытия на воздухе и в присутствии метиламина. Как видно из рисунка, присутствие аналита приводит к тушению люминесценции покрытия в области 595 и 616 нм. Время отклика и стабильность сигнала во времени являются важными параметрами, определяющими кинетические характеристики датчика.

Представленная на рисунке 1б сенсограмма демонстрирует быструю регистрацию изменения концентрации аналита и полное восстановление уровня базового сигнала при продувке системы чистым воздухом.

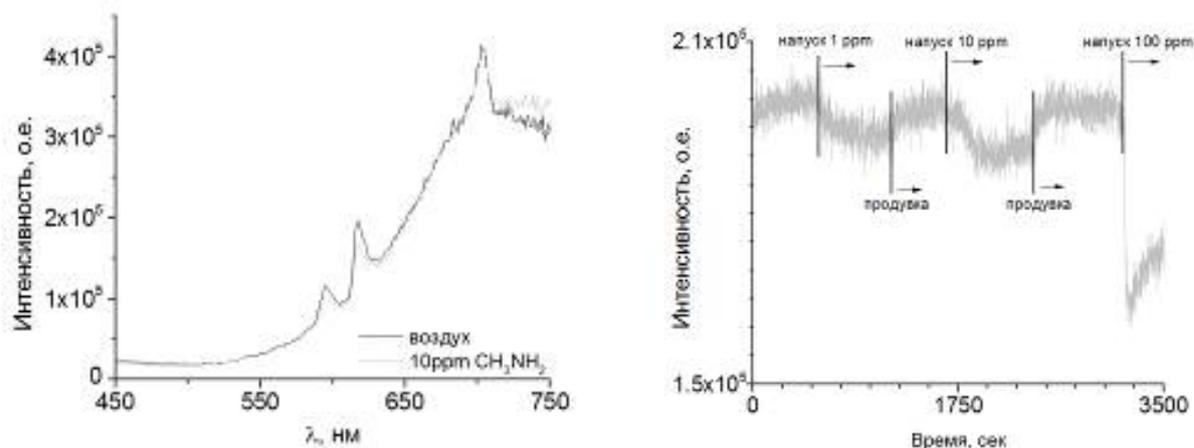


Рис. 1. Спектр люминесценции композитного сенсорного покрытия на воздухе и в присутствии аналита (а) и отклик датчика на присутствие паров метиламина (б)

На рисунке 2 представлена концентрационная зависимость тушения сигнала от содержания метиламина в определяемом воздухе. Рабочий диапазон разработанного чувствительного покрытия составил от 1 до 300 ppm. Экспериментально достигнутый предел обнаружения составил 0.0620 ppm, что соответствует 0.08 ПДК.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-33-60100 мол_а_дк). Исследование характеристик спектров люминесценции покрытий выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-50-00034).

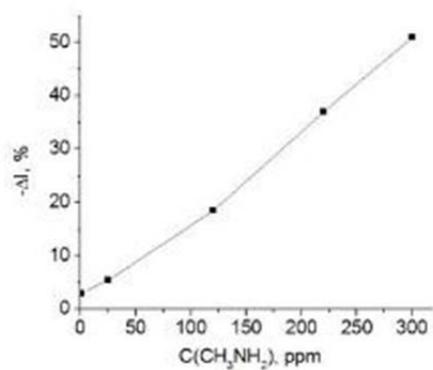


Рис. 2. Зависимость величины отклика от концентрации метиламина

1. J.M. Corres, F.J. Arregui, I.R. Matías, *Sensor. Actuat. B.*, **122**, 442–449, (2007).
2. C. Malins, T. Butler, B. MacCraith, *Thin Solid Films.*, **368**, 105–110, (2000).
3. Y. Yang, Y. Ma, W. Yang, *Polym. Advan. Technol.*, **22**, 1042–1048, (2011).
4. A. Yimit, K. Itoh, M. Murabayashi, *Sensor. Actuat. B.*, **88**, 239–245, (2003).
5. Y. Shang, X. Wang, E. Xu, C. Tong, J. Wu, *Anal. Chim. Acta.*, **685**, 58–64, (2011).

КОРРЕЛЯЦИЯ ТУШЕНИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА С НАНОЧАСТИЦАМИ

Щербинин Д.П., Курочкина М.А., Коншина Е.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано изменение интенсивности люминесценции композитов нематического жидкого кристалла и спектров их диэлектрических потерь на проводимость в зависимости от концентрации полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS и наночастиц TiO₂ и ZrO₂. Проведено сравнение ионных примесей в исследуемых композитах и показано, что при одинаковой концентрации в композитах с квантовыми точками содержание ионов в три раза больше. Показана корреляция тушения люминесценции и содержания ионных примесей в композитной среде.

Функциональные возможности нематического жидкого кристалла (НЖК) для управления интенсивностью фотолюминесценции (ФЛ) их композитов с наночастицами представляют интерес для использования в фотонных устройствах[1]-[4]. В композитных системах на основе органических соединений и полупроводниковых наночастиц могут происходить процессы переноса энергии и/или заряда (электрона или дырки). В настоящее время отсутствует единая теория, описывающая особенности переноса энергии и заряда в композитных системах жидкий кристалл – наночастица. Проведение более детальных исследований этого явления актуально для объяснения механизма тушения люминесценции, наблюдаемого в НЖК композитах при увеличении концентрации КТ и влияния на нее размера частиц[4].

С этой целью в нашей работе проводилось сравнительное исследование тушения ФЛ НЖК, допированного полупроводниковыми КТ CdSe/ZnS и наночастицами TiO₂ и ZrO₂, а также низкочастотных спектров диэлектрических потерь. Получены зависимости интенсивности ФЛ от концентрации наночастиц и диэлектрические спектры в интервале частот 10²-10⁴ Гц для композитов с концентрацией равной 0.1 вес. %. Сделано сравнение содержания мобильных ионов в НЖК композитах и обсуждается корреляция тушения ФЛ и увеличения диэлектрических потерь на проводимость для квантовых точек CdSe/ZnS от их концентрации в НЖК.

Для проведения экспериментов использовался жидкий кристалл ЖК-1289 (НИОПИК, Москва) на основе алкилцианобифенилов. Для приготовления композитов использовались квантовые точки CdSe/ZnS типа ядро-оболочка с размерами ядра 5 нм (БГУ, Минск), покрытые поверхностно-активными молекулами триоктилфосфин оксида (ТОРО). Для проведения исследований готовились также композиты этого НЖК с диэлектрическими наночастицами TiO₂ и ZrO₂ (Sigma Aldrich, Германия) в NH₃ оболочке со средним размером ядра 5 нм. Концентрация суспензий, полученных таким образом с CdSe/ZnS варьировалась в интервале 0,07 - 0,22 вес. %, а для диэлектрических наночастиц – от 0.1 до 1,44 вес. %. Спектры люминесценции регистрировались с помощью спектрофлуориметра «Carry Eclipse» (Varian, Australia). Для проведения измерений спектров диэлектрических потерь использовался измеритель LCR KeySight E4980A в диапазоне частот 10² - 10⁴ Гц. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Для определения содержания ионных примесей получали осциллограммы электрического отклика. ЖК ячейку подключали в измерительную электрическую цепь последовательно с резистором, сопротивление которого было на порядок меньше. Импульс постоянного напряжения, амплитуда которого не превышала пороговое напряжение эффекта Фредерикса, прикладывался к ячейкам.

Наши исследования показали, что с увеличением концентрации КТ происходят два процесса: тушение люминесценции НЖК и увеличение диэлектрических потерь на проводимость, связанную с образованием дополнительных мобильных ионов. Рис. иллюстрирует изменение диэлектрических потерь на частоте 100 Гц с увеличением

концентрации КТ CdSe/ZnS в НЖК композите и понижение интенсивности фотолюминесценции нематика.

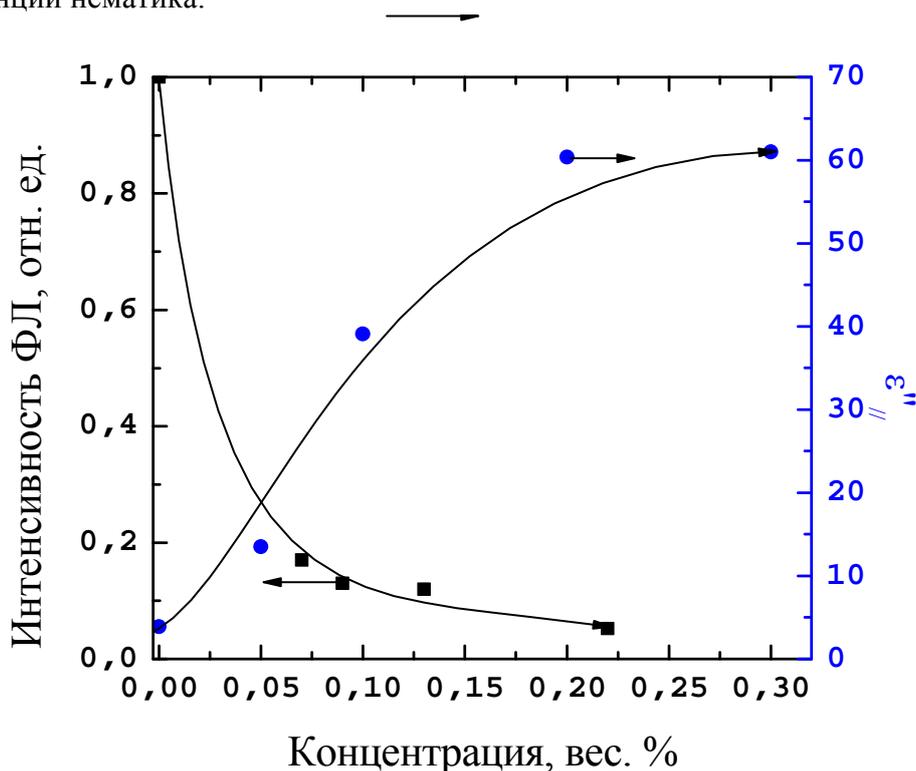


Рисунок. Изменение относительной интенсивности ФЛ НЖК и дисперсия параллельной составляющей $\epsilon''_{||}$ мнимой части диэлектрической проницаемости на частоте 100 Гц в зависимости от концентрации КТ CdSe/ZnS размером 5 нм в НЖК

Результаты исследования тушения люминесценции НЖК позволяют предположить несколько возможных путей взаимодействия между молекулами нематического жидкого кристалла с КТ CdSe/ZnS, приводящих к безызлучательной рекомбинации экситонов в фотовозбужденных молекулах НЖК. При возбуждении молекулы жидкого кристалла в результате облучения с длиной волны 320 нм электроны могут переходить из основного состояния в возбужденное состояние. Уменьшение интенсивности люминесценции НЖК с увеличением концентрации КТ CdSe/ZnS может быть связано с переносом электрона от молекулы ЖК к наночастицам. π -электроны бифенильного ядра молекул НЖК могут фотовозбуждаться с переносом энергии на свободные состояния на поверхности оболочки ZnS ядра CdSe квантовых точек с образованием связанного экситона. Но для этого на поверхности КТ должны быть свободные состояния, появляющиеся при отрыве молекул ТОРО. Полупроводниковые КТ без органической оболочки могут быть акцепторами электронов при взаимодействии с сопряженными системами, у которых сродство к электрону находится в области 2.5-3.0 эВ[5]. Появлению свободных состояний на поверхности оболочки ZnS может способствовать перемешивание сухих КТ с НЖК с помощью ультразвука для получения однородной суспензии, в результате которого слабосвязанные молекулы ТОРО могут отрываться.

Еще одним каналом тушения ФЛ могут быть сами молекулы ТОРО, окружающие квантовую точку CdSe/ZnS и имеющие различную конформацию. Ангармонические молекулярные колебания -СН групп алкильных цепей, хаотически расположенных могут быть акцепторами энергии фотовозбуждения. Такой переход называют безызлучательным электрон – колебательным переносом энергии[6].

Другим каналом тушения люминесценции может быть кулоновского взаимодействия экситона с мобильным ионом, которое будет приводить к разрушению электрон-дырочной пары. Наблюдаемая корреляция между тушением люминесценции и увеличением содержанием ионных примесей (Рис.) не противоречит предложенным механизмам тушения люминесценции.

1. Joshi T., Ganguly P., Haranath D., Singh S., Biradar A.M. *Materials Letters*. **114**. P. 156 (2014)
2. Kumar A., Prakash J., Deshmukh A.D., Haranath D., Silotia P., Biradar A. M. *Appl. Phys Lett.* **100**. P. 134101. (2012)
3. Roy J. S., Majumder T.P., Dabrowski R. J. *Molecular Structure* **1098**. P. 351. (2015)
4. Курочкина М. А., Щербинин Д. П, Коншина Е. А. *Опт. и Спектр* **119**. С. 85. (2015)
5. Greenham N.C., Peng X., Alivisatos A.P. *Phys. Rev. B*. **54**. P. 17628 (1996)
6. Bodunov E N.,Danilov V.V., Panfutova A.S., Simoes Gamboa A.L. *Ann. Phys* **528** P. 272. (2016)

КИНЕТИКА ЗАПИСИ ФАЗОВОЙ ГОЛОГРАММЫ В КРИСТАЛЛАХ ФЛЮОРИТА С ЦЕНТРАМИ ОКРАСКИ

Аксенова К.А., Ангервакс А.Е., Рыскин А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследована кинетика записи фазовой голограммы в кристаллах фторида кальция (CaF_2 , флюорит) с центрами окраски. Запись производилась лазером с длиной волны 532 нм, считывание – лазером 980 нм. На длине волны считывания регистрируется преимущественно фазовая голограмма с минимальным амплитудным вкладом.

Флюорит – реверсивная голографическая среда, в которой формирование голограммы не связано с необратимыми процессами того или иного рода. Диффузионно-дрейфовый механизм записи голограммы в ионных кристаллах с центрами окраски обуславливает диффузию анионных вакансий из максимумов интерференционного поля в их минимумы, что приводит, в конечном счете, к обеднению областей максимумов центрами окраски и их локализацией в минимумах[1]. Поскольку запись голограммы производится при повышенной температуре (150–200 °С), скапливающиеся в минимумах (голографических плоскостях) центры окраски испытывают термоионизацию. Вакансии, отщепляющиеся от ионизованных центров, создают контр-поток, который и делает данную среду реверсивной. У таких сред увеличение экспозиции не приводит к стиранию голограммы, характерному для неревверсивных сред.

У последних при увеличении экспозиции в максимумах интерференционного поля происходит насыщение центров, ответственных за модуляцию оптических постоянных, вместе с тем в минимумах происходит накопление этих центров из-за рассеянного в образце света. Выравнивание концентраций центров в максимумах и минимумах при увеличении экспозиции устремляет к нулю модуляцию оптических постоянных, т.е. обуславливает распад голограммы.

В реверсивных средах величина дифракционной эффективности голограммы в данный момент времени определяется соотношением скоростей генерации центров в максимумах и минимумах интерференционного поля; обеднение максимумов центрами при увеличении экспозиции приводит к установлению равновесия указанных скоростей, что соответствует насыщению дифракционной эффективности.

Для изученной в кристалле CaF_2 фазовой голограммы такое насыщение, действительно, наступает, но ее кинетическая кривая не является монотонной. На ней наблюдается несколько характерных максимумов. Показано, что они связаны с преобразованием типов центров окраски, лежащим в основе фотохромии кристаллов флюорита. Первый максимум – в максимумах интерференционной картины (межплоскостных промежутках голограммы), последующие – в минимумах (плоскостях голограммы).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-23-00136).

1. A.S. Shcheulin, A.E. Angervaks, A.I. Ryskin, *Int. J. Thermophys.*, **36**, 2452-2461, (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА СО₂-ЛАЗЕРОМ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Ригин С.С., Паланджян Д.А., Петров А.А., Варжель С.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследовано влияние импульсной лазерной обработки СО₂-лазером на параметры решеток Брэгга, записанных в одномодовых изотропных оптических волокнах, а также в анизотропных волокнах с эллиптической напрягающей оболочкой.

Брэгговские решетки являются одним из ключевых элементов в сфере оптоволоконных коммуникаций, волоконных датчиков и многих других областей волоконной оптики [1],[2]. Широкая область применения решеток обусловлена их особыми спектральными свойствами, заключающимися в способности отражать очень узкую часть падающего на них излучения и зависимости центральной длины волны отражения от внешних воздействий. При записи решеток существующими методами наведенная модуляция показателя преломления, а, следовательно, и результирующий коэффициент отражения, зависят от мощности записывающего импульса, которая в свою очередь может испытывать флуктуации, поэтому полностью контролировать процесс записи сложно. В связи с этим актуальной является разработка методов постобработки неразрушающим способом для прецизионного управления параметрами решеток, поскольку разные волоконные устройства требуют решеток с различными параметрами.

В работе [3] представлена методика обработки решеток с помощью СО₂-лазера, предварительно записанных в оптическом волокне с помощью фемтосекундного титан-сапфирового лазера.

Такая обработка позволяет получить сэмплированные решетки и подавлять центральный максимум отражения, увеличивая при этом интенсивность боковых.

В настоящей работе исследованы различные режимы обработки решеток импульсным ТЕА СО₂-лазером, записанных в изотропных оптических волокнах, а также в анизотропных волокнах с эллиптической напрягающей оболочкой. Решетки записывались методом фазовой маски в волокнах диаметром 125 мкм.

Использовался СО₂-лазер с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм, длительностью импульса $\tau = 200$ нс и частотой следования импульсов $f = 18$ Гц. Мощность излучения регулировалась с помощью системы поляризаторов. Обработка производилась путем сканирования лучом лазера вдоль перпендикулярных волокну линий с шагом вдоль волокна.

Диаметр пятна на волокне составил 60 мкм, а скорость сканирования по линии была подобрана таким образом, чтобы коэффициент перекрытия составлял 1/3. Количество сканирований по одной линии для разных образцов варьировалось, шаг между линиями составлял 500 мкм.

В ходе эксперимента было установлено, что при мощности импульса $2,1 \cdot 10^4$ Вт и десятикратном сканировании по линии коэффициент отражения на резонансной длине волны увеличивается (Рис.), а оболочка волокна существенно не повреждается, но при дальнейшем увеличении мощности повреждения уже достигают сердцевины волокна вплоть до полной потери отражения решеткой.

Для решеток в анизотропных волокнах с эллиптической напрягающей оболочкой результат обработки зависит также от положения эллипса напрягающей оболочки относительно луча лазера.

В ходе эксперимента установлено, что увеличению коэффициента отражения способствует обработка при положении эллипса, когда большая полуось перпендикулярна лучу лазера.

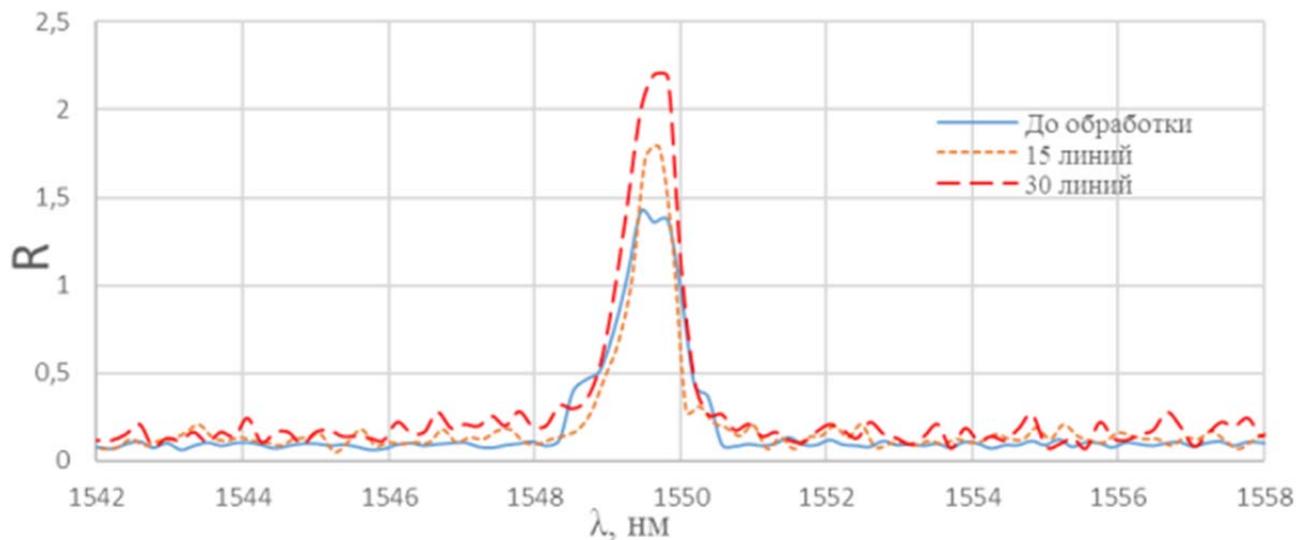


Рисунок. Изменение спектра отражения решетки в зависимости от количества нанесенных линий

Таким образом, является возможным прецизионно контролировать параметры брэгговских решеток, записанных как в изотропных, так и в анизотропных волокнах без существенных повреждений сердцевины волокна.

1. С.А. Васильев, О.И. Медведков, И.Г. Королев, А.С. Божков, А.С. Курков, Е.М. Дианов, Волоконные решетки показателя преломления и их применение, Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – № 12. – С. 1085-1103.

2. А. А. Петров, С. В. Варжель, А. В. Куликов, Д. А. Паланджян, А. И. Грибаев, К.А. Коннов, Изв. Вузов. Приборостроение, –34, –№ 6, (2014).

3. X. Fang, X. Y. He, C. R. Liao, M. Yang, D. N. Wang, Y. Wang, A new method for sampled fiber Bragg grating fabrication by use of both femtosecond laser and CO2 laser, Opt. Express. – V. 18. – № 3. (2010).

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СХОДЯЩЕГОСЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА

Пикуль О.Ю., Сидоров Н.В. *, Палатников М.Н. *, Теплякова Н.А. *

* Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И. В. Тананаева

Кольского научного центра РАН, Апатиты, Россия

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Приведены результаты по исследованию монокристалла ниобата лития стехиометрического состава, выращенного с избытком Li_2O , методом лазерной коноскопии

Монокристаллы ниобата лития стехиометрического состава отличаются более высокоупорядоченной катионной подрешеткой, чем монокристаллы конгруэнтного состава, однако они обладают неоднородным показателем преломления вдоль полярной оси, высокой концентрацией дефектов с локализованными электронами и гораздо более высоким, чем конгруэнтные кристаллы, эффектом фоторефракции (optical damage), что может существенно снизить эффективность нелинейно-оптических преобразований[1]. Кроме того, значительная неоднородность состава по длине були, возникающая в процессе роста, затрудняет выращивание стехиометрических кристаллов достаточно большого размера, пригодных для промышленного изготовления оптических элементов.

Использованная нами экспериментальная установка[2] для коноскопических исследований подробно описана, при проведении коноскопического эксперимента монокристаллический образец устанавливался на подвижном двухкоординатном оптическом столике, что позволяло сканировать всю плоскость входной грани лазерным лучом и получить множество коноскопических картин, соответствующих различным участкам поперечного сечения исследуемого образца. Оси пропускания поляризатора и анализатора ориентировались перпендикулярно друг к другу. При этом ось пропускания поляризатора составляла угол 45° с вертикалью.

На Рис. представлены коноскопические картины кристалла LiNbO_3 стех, выращенного с избытком Li_2O . Как при малой (1 мВт), Рис. (1)-(3), так и при большой (90 мВт), Рис. (4)-(6), мощности лазерного излучения, коноскопические картины значительно деформированы. На всех коноскопических картинах, полученных при сканировании[2] по плоскости входной грани кристалла LiNbO_3 стех, имеются признаки аномальной оптической двуосности, при которой имеет место деформация оптической индикатрисы кристалла в направлении, соответствующем направлению сдвига частей «мальтийского креста». Кроме этого, на коноскопических картинах, представленных на Рис. (1) (в увеличенном масштабе – Рис. (3)), а также на Рис. (4), имеет место деформация «мальтийского креста» со сдвигом его частей в направлении от центра. При этом изохромы вытягиваются в направлении смещения фрагментов креста и приобретают вид эллипсов. На всех коноскопических картинах наблюдаются деформации ветвей «мальтийского креста», а также нарушение круговой симметрии колец-изохром. Такие аномалии коноскопических картин указывают на значительную оптическую неоднородность кристалла LiNbO_3 стех. Увеличение мощности лазерного излучения, Рис. (4)-(6), приводит к снижению в целом контраста и резкости изображения, на периферии коноскопической картины, представленной на Рис. (4), наблюдается наличие дополнительной системы интерференционных полос. Значительное искажение коноскопических картин для кристалла LiNbO_3 стех при увеличении мощности лазерного излучения до ~ 90 мВт, очевидно, также связано с наличием значительного фоторефрактивного отклика. Раскрытие индикатрисы рассеяния с появлением спекл-структуры ФИРС происходит для этого кристалла приблизительно в течение минуты.

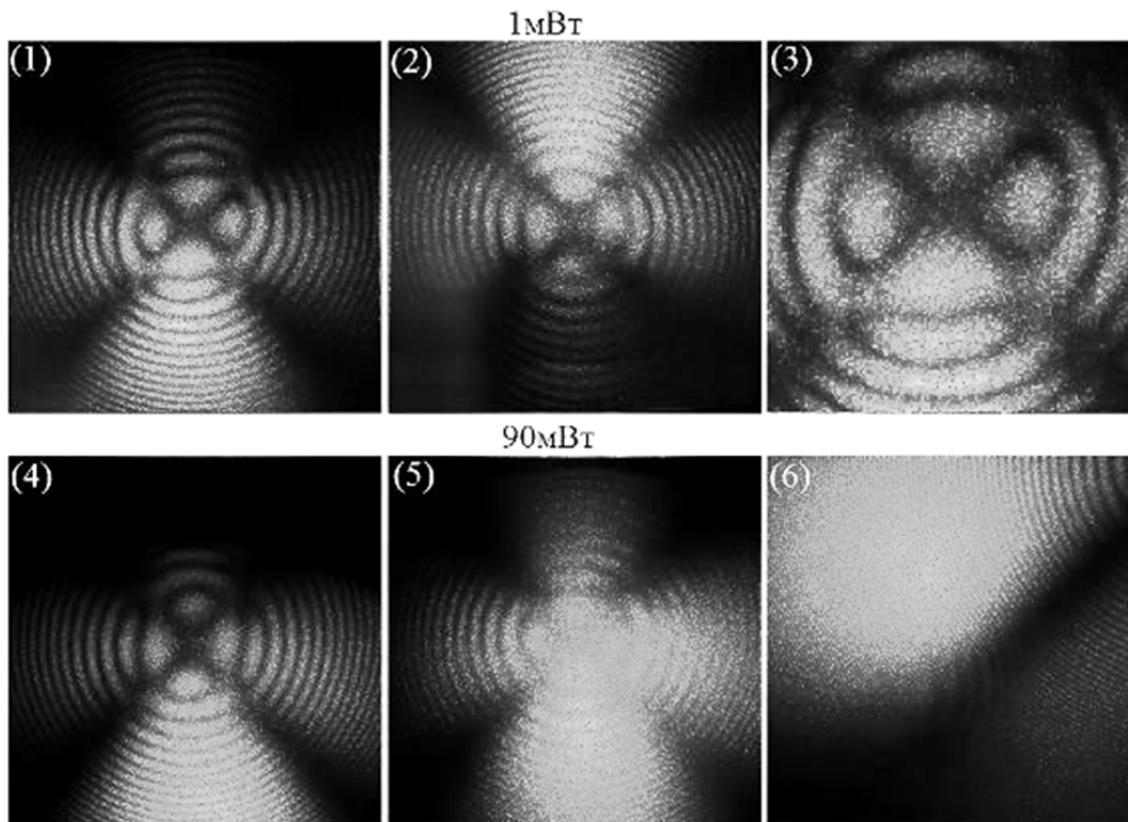


Рисунок. Коноскопические картины кристаллов LiNbO₃стех (№1). $\lambda = 532$ нм. P = 1 мВт. (1)-(3), и 90 мВт. (4)-(6). (3), (6)- аномалии коноскопической картины в увеличенном

1. Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинин *Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны*. М.: Наука, 255с. (2003).
2. О.Ю. Пикуль, Л.В. Алексеева, И.В. Повх и др., *ИВУЗ. Приборостр.*, №12, 53- 55. (2004).

**ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАПИСИ ВОЛОКОННЫХ
БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК В АНИЗОТРОПНЫХ ОПТИЧЕСКИХ
ВОЛОКНАХ ОТ ОРИЕНТАЦИИ ОСИ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ**
**Архипов С.В., Стригалёв В.Е., Солдатова Н.С., Смирнова Ю.Д., Варжель
С.В., Мунько А.С., Кикилич Н.Е.**
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты одноимпульсной и многоимпульсных записей волоконных решеток Брэгга методом фазовой маски в оптические волокна с напрягающей эллиптической оболочкой при её различных ориентациях. Приведены зависимости эффективности и динамики записи брэгговских решёток от положения осей двулучепреломления для волокон с стандартной и повышенной фоторефрактивностями.

Сохранение линейной поляризации света при его распространении в специальных одномодовых оптических волокнах (ОВ) обычно обеспечивается использованием какого-либо физического явления. В большинстве случаев используется либо эллиптическая геометрия сердцевины, либо приложение к круглой сердцевине определённым образом ориентированных сжимающих или растягивающих механических напряжений. ОВ с последним обладают создающими механические напряжения частями (СМНЧ). Последние имеют коэффициенты термического расширения (КТР), отличающиеся от таковых окружающего СМНЧ материала. При осмотре сколотого или отполированного торца ОВ в микроскоп с большим увеличением можно определить ориентацию либо эллиптической сердцевины, либо СМНЧ, и, как следствие, расположение оптических осей. Непосредственное наблюдение за торцами ОВ с сохранением поляризации не всегда возможно. Процедуры, например включающие в себя сварку волокон с сохранением поляризации или запись волоконных брэгговских решёток (ВБР) в большинстве случаев исключают возможность наблюдения за торцами в микроскоп. Таким образом требуется использование других способов определения положения СМНЧ, исключающих анализ торцевой поверхности. Одним из таких способов является наблюдение за интерференционной картиной рассеивания при освещении боковой поверхности волокна излучением когерентного источника, например HeNe лазера [1,2,3]. В настоящей работе была собрана схема для анализа интерференционной картины и определения её соответствия положению СМНЧ в пространстве. Так как составляющие оптического волокна могут по-разному поглощать излучение того или иного типа, их положение важно учитывать при записи различных структур в ОВ с СМНЧ, в том числе ВБР. Был создан стенд, позволяющий определить положение осей в образце анизотропного оптического волокна вышеизложенным методом, после чего записать в него ВБР.

ВБР, исследуемые в настоящей работе, были записаны методом фазовой маски с использованием эксимерного лазера с рабочей газовой смесью KrF. Для записи решеток Брэгга применялось двулучепреломляющее оптическое волокно с эллиптической напрягающей оболочкой, полученное по технологии, представленной в работах [4,5].

1. John B. Aniano, *System for determining birefringent axes in polarization-maintaining optical fiber*, United States Patent, № 5317575, (1994).
2. L.S. Watkins, *Scattering from side-illuminated clad glass fibers for determination of fiber parameters*, Journal of the optical society of America, Vol. **64**, №6, (1974).
3. D.H. Smithgall, L.S. Watkins, R.E. Frazee, Jr., *High-speed noncontact fiber-diameter measurement using forward light scattering*, Applied Optics, Vol. **16**, №9, (1977).
4. Ероньян М.А., *Способ изготовления волоконных световодов, сохраняющих поляризацию излучения*, Патент Российской Федерации. № 2 155 359, (2000).
5. Буреев С.В., Дукельский К.В., Ероньян М.А., Злобин П.А., Комаров А.В., Левит Л.Г., Страхов В.И., Хохлов А.В., *Технология крупногабаритных заготовок анизотропных одномодовых световодов с эллиптической оболочкой*, Оптический журнал, Т. **74**. № 4. С. 85-87, (2007).

РАЗРАБОТКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ТЕНЗОМЕТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА НА ОСНОВЕ РЕШЕТОК БРЭГГА

Мунько А.С., Варжель С.В., Архипов С.В., Петров А.Б.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе разработан чувствительный элемент волоконно-оптического тензометрического датчика на основе решеток Брэгга, с помощью которого можно разделить влияние деформационного и температурного воздействий. Получены результаты экспериментальных исследований влияния температурных и механических воздействий на разработанный чувствительный элемент тензодатчика.

В настоящее время волоконные брэгговские решетки (ВБР) рассматриваются как один из наиболее перспективных чувствительных элементов волоконно-оптических датчиков физических величин. При измерениях деформации с помощью волоконно-оптических тензодатчиков не используется электрический сигнал, что позволяет проводить измерения в условиях высокого напряжения или мощных электромагнитных помех, а также во взрывоопасных средах[1]. Недостаток тензометрических датчиков на основе ВБР – чувствительность решеток Брэгга к температурным изменениям окружающей среды, и, как следствие, возникновение температурных изменений в результирующем сигнале, не связанных с деформацией решетки[2]. Таким образом, особенно при относительно малой деформации и существенном изменении температуры, необходима компенсация влияния температуры на результаты измерения оптических тензодатчиков.

По теме проекта проведен обзор существующих вариантов изделий подобного класса. На основе изученных материалов определены параметры для пробного чувствительного элемента, который состоит из двух решеток Брэгга, записанных на двух разных длинах волн брэгговского резонанса λ_1 и λ_2 в оптическом волокне для одновременного измерения механического напряжения и температуры. Запись волоконных решеток показателя преломления осуществлялась эксимерной лазерной системой Optosystems CL-7550 с рабочей газовой смесью KrF в интерферометре Тальбота[3]. Для записи решеток Брэгга использовалось изотропное оптическое волокно с повышенной фоторефрактивностью[4].

Для исследования разработанного чувствительного элемента тензометрического датчика на основе ВБР был собран лабораторный стенд для температурного и механического воздействия на решетки Брэгга и контроля их спектральных характеристик. Проведенные предварительные исследования показали, что предложенный вариант чувствительного элемента волоконно-оптического тензометрического датчика позволяет разделить влияние температурного и механического воздействий.

1. J.M. Lopez-Higuera. *Handbook of Optical Fibre Sensing Technology*, John Wiley & Sons Ltd, West Sussex, England (2002).
2. Udd E. *Proc. SPIE 6770, Fiber Optic Sensors and Applications*, Vol. **677002**, (2007).
3. Stam A.M., Idrisov R.F., Gribaev A.I., Varzhel' S.V., Munko A.S., Arkhipov S.V., Konnov K.A. *Materials of the XII international research and practice conference*, p. 100-104, (2015).
4. Васильев С. А., Медведков О. И., Королев И. Г., Божков А. С., Курков А. С., Дианов Е. М. *Квантовая электроника*, Т. **35**, № 12, с. 1085-1103, (2005).

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУПЕРПОЗИЦИЙ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК, ЗАПИСАННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ТАЛЬБОТА

Идрисов Р.Ф., Павлишин И.В., Грибаев А.И., Сложеникина Ю.И., Мунько А.С., Варжель С.В., Стам А.М., Коннов К.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты записи суперпозиций волоконных брэгговских решеток с использованием интерферометра Тальбота. Приведена зависимость смещения центральной длины волны и динамика снижения коэффициента отражения ранее сформированных волоконных брэгговских решеток при записи последующих решеток суперпозиции. Также получены результаты экспериментальных исследований влияния температурных и механических воздействий на спектральные характеристики суперпозиций из двух волоконных брэгговских решеток, записанных со спектральным расстоянием в 1 и 100 нм.

Волоконные брэгговские решетки (ВБР) находят широкое применение во многих областях телекоммуникаций и сенсорики[1],[2]. Развитие технологии формирования ВБР позволяет создавать сложные структуры, состоящие из десятков ВБР[3]. Такие структуры применяются в оптоволоконных сетях связи (DWDM-технология) в качестве узкополосных отражателей, в датчиках физических величин[4], в волоконных лазерах и др. Суперпозиция ВБР предполагает запись нескольких последовательно наложенных друг на друга решеток с различными периодами[5]. Достоинством этой технологии является то, что ВБР локализованы в пределах минимальной длины волоконного световода. В работе[6] было показано, что суперпозиция ВБР, наряду с чирпированием, является способом увеличения ширины спектра отражения ВБР.

Суперпозиции ВБР позволяют исключить влияние термооптического эффекта на их спектральное рассогласование, так как температура одинаково воздействует на все ВБР суперпозиции. В нашей работе запись суперпозиций ВБР производилась УФ излучением KrF эксимерной лазерной системы Optosystems CL-7550 с использованием интерферометра Тальбота[7]. Лазерная система типа «задающий генератор – усилитель» обеспечивает формирование лазерных импульсов с длиной волны 248 нм, узкой спектральной шириной линии излучения - менее 3 пм, энергией генерации до 250 мДж и частотой повторения импульсов до 50 Гц. Перестройка длины волны ВБР осуществлялась поворотом зеркал интерферометра Тальбота, диапазон перестройки ~300 нм.

Проведены исследования спектральных характеристик различных вариантов суперпозиций ВБР. В процессе записи суперпозиций ВБР наблюдалось снижение коэффициента отражения предыдущих решеток Брэгга, а также, смещение центральной длины волны ранее записанных решеток в длинноволновую область, вызванное индуцированием последующих. Проведены исследования влияния температуры и механических воздействий на спектральные характеристики суперпозиций ВБР.

1. J. Canning, *Laser & Photon. Rev.* **2**(4), 275-289 (2008).
2. C. Leitao, C. Novo, G. Yang, C. Tang, and J. L. Pinto *Latin America Optics and Photonics Conference, OSA Technical Digest*, paper LS2C.1 (2012).
3. Ken-ichi Kitayama, Xu Wang, Naoya Wada, *J. Lightwave Technol.* **24**, 1654, (2006).
4. Christopher R. Dennison, Peter M. Wild, *Appl. Opt.* **51**, 1188-1197, (2012).
5. A. Othonos, X. Lee, R. M. Measures, *Electron. Lett.*, Vol. **30**, No.23, pp.1972-1974, (1994).
6. L. Zhang, K. Sugden, J.A.R. Williams, I. Bennion, *Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides, Techn. Dig. Series*, **22**, Washington, DC: OSA, (1995).
7. A.M. Stam, R.F. Idrisov, A.I. Gribaev, S.V. Varzhel', A.S. Munko, S.V. Arkhipov, K.A. Konnov, *Materials of the XII international research and practice conference, Munich, December 29th – 30th*, p. 100-104, (2015).

АДАПТИВНАЯ ЖИДКАЯ МИКРОЛИНЗА НА ОСНОВЕ КОНЦЕНТРАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНОГО ЭФФЕКТА, УПРАВЛЯЕМОГО ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Малюк А.Ю., Иванова Н.А.

Тюменский государственный университет, Тюмень, Россия

В данной работе представлен новый уникальный способ создания жидкой варифокальной линзы на основе концентрационно-капиллярного эффекта, индуцированного лазерным излучением. Механизм работы линзы позволяет не только эффективно управлять ее фокусным расстоянием, но и перемещать ее вдоль поверхности подложки.

Микролинзы на основе жидкостей становятся важными элементами в оптических инструментах, жидкостных микрочипах и устройствах фотоники. Использование капли жидкости как линзы позволяет управлять фокусным расстоянием, изменяя кривизну поверхности посредством внешних сил. Наиболее широко используемыми способами изменения формы и кривизны капли-линзы являются методы, основанные на электросмачивании[1], электрохимических[2] и диэлектрофоретических[3] эффектах. Другими, менее популярными способами являются механизмы управления ламинарными потоками[4], использование свойств гидрогелей[5]. Абсолютно новым способом создания жидкой микролинзы является использование лазерно-индуцированного концентрационно-капиллярного эффекта[6],[7], который позволяет не только менять оптические свойства жидкой капли-линзы посредством изменения мощности лазерного пучка, но и перемещать ее лазерным пучком.

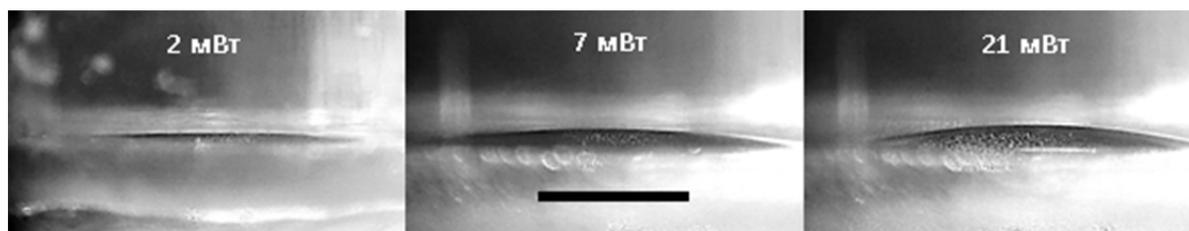


Рис. 1. Изменение формы капли 50% спиртового раствора этиленгликоля в зависимости от мощности управляющего лазерного излучения. Краевой угол смачивания слева направо: $<3^\circ$; 6° и 10° . Масштаб 1 мм

Капля формируется из тонкого слоя раствора положительного тензоактивного вещества в летучем растворителе с низким поверхностным натяжением, который находится в замкнутом объеме. Нагрев слоя раствора пучком лазера приводит к локальному понижению концентрации растворителя за счет его испарения и, как следствие, к повышению поверхностной энергии в этом месте. В результате, на поверхности слоя возникает центростремительное поле касательных сил, которые вызывают течение раствора в зону действия лазерного пучка и приводящее к формированию отдельной капли. На Рис. 1 показано, что изменение мощности лазера позволяет управлять формой капли. Увеличение мощности лазерного излучения ведет к сжатию капли и, как следствие, увеличению кривизны поверхности (Рис.2). И наоборот, уменьшение мощности лазера ведет к растеканию капли и уменьшению кривизны поверхности (Рис.2). Такое поведение капли схоже с рефлексом зрачка, который меняет свой диаметр в зависимости от интенсивности света. Более того, локальное изменение поверхностного натяжения заставляет каплю двигаться в направлении его возрастания, т.е. в направлении лазерного пучка. Таким образом, капля движется по подложке вслед за перемещением лазерного луча, пока не достигнет с ним положения соосности.

В экспериментах использовали спиртовые растворы этиленгликоля различных концентраций, окрашенные кристаллическим фиолетовым для обеспечения поглощения лазерного излучения (длина волны 532 нм). Небольшое количество раствора помещали в

прозрачную герметичную ячейку для предотвращения утечки растворителя из-за испарения. Затем поверхность раствора облучали лазерным пучком. Образование капли-линзы наблюдать уже при мощности лазера 2 мВт. Фокусное расстояние измеряли с помощью изображения сетки, размещенной под ячейкой с каплей.

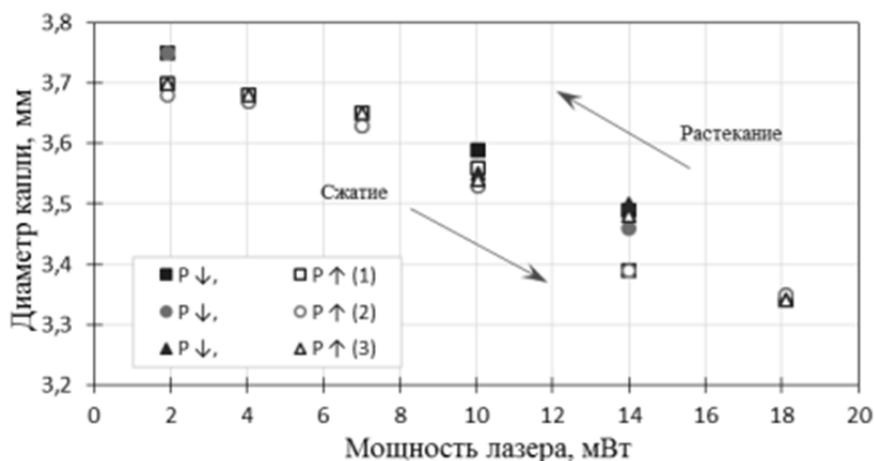


Рис. 2. Обратимое изменение диаметра, вызванное циклическим увеличением и уменьшением мощности лазера (3 прохода). Контурные маркеры – увеличение мощности. Закрашенные маркеры – уменьшение мощности. 50% раствор этиленгликоля в этаноле

На Рис. 3 показана зависимость изменения фокусного расстояния от мощности лазерного пучка. В интервале мощности лазера от 2 до 18 мВт наибольший интервал изменения фокусного расстояния от 41 до 20 мм наблюдался для 33%-го раствора.

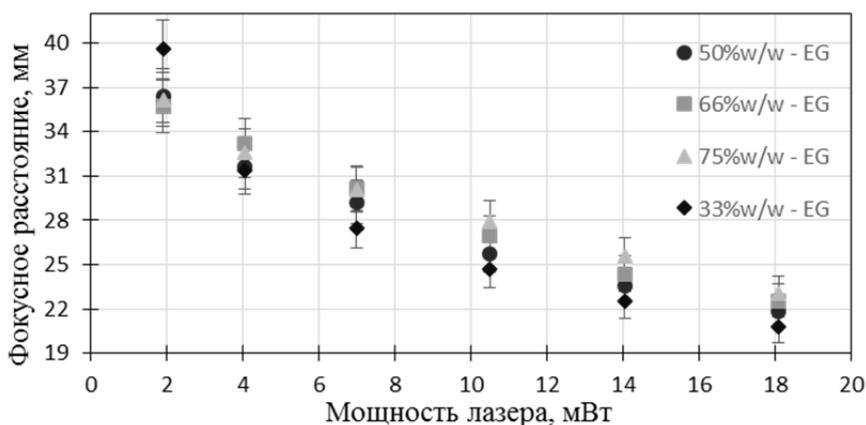


Рис. 3. Зависимость фокусного расстояния капли-линзы от мощности лазерного излучения для различных растворов этиленгликоля

С повышением концентрации этиленгликоля в растворе интервал изменения фокусного расстояния уменьшается и лежит в диапазоне от 35 до 22 мм для 75% раствора. Время отклика фокусного расстояния капли-линзы при изменении мощности лазера от 14 до 18 мВт составляло 2-3 с для 33%-го раствора и не превышало 8 с для 75%-го.

На Рис. 4 показано изображение сетки, полученное с помощью капли-линзы при различных мощностях лазерного пучка. Видно, что в области трехфазной границы капли-линзы (периферия капли) дисторсия изображения, вызванная искривлением поверхности, становится значительной. Также, была продемонстрирована возможность перемещения капли-линзы по подложке посредством смещения лазерного пучка. Смещение лазерного пучка приводит к движению капли вслед за лазерным пучком вдоль поверхности.

На Рис. 4 показано изображение сетки, полученное с помощью капли-линзы при различных мощностях лазерного пучка. Видно, что в области трехфазной границы капли-линзы (периферия капли) дисторсия изображения, вызванная искривлением поверхности, становится значительной. Также, была продемонстрирована возможность перемещения капли-линзы по

подложке посредством смещения лазерного пучка. Смещение лазерного пучка приводит к движению капли вслед за лазерным пучком вдоль поверхности.

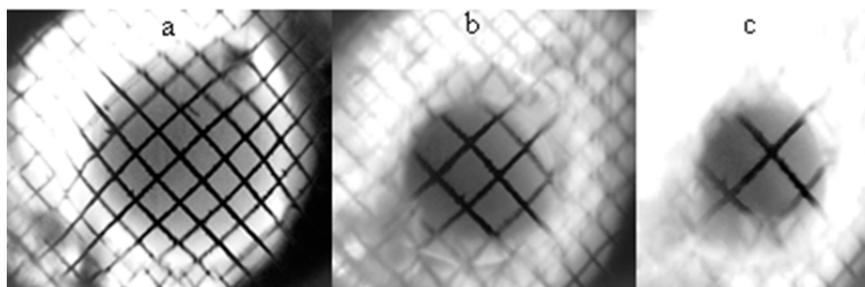


Рис. 4. Изображения сетки, размещенной под жидкой линзой при различных мощностях лазера: (a) – 2 мВт, (b) – 7 мВт, (c) – 18 мВт

Механизм такого движения обусловлен действием капиллярных сил и описан в нашей предыдущей работе[7]. Рис. 5 показывает горизонтальное движение капли-линзы по подложке внутри ячейки вслед за лазером. Дистанция, на которую перемещалась капля, составляла около 80% её диаметра. Было замечено, что время перемещения зависит от мощности лазера и концентрации компонентов раствора. При мощности 10 мВт для 75% раствора требовалось порядка 45 с, в то время, как для 50% - всего 15с. При возрастании мощности до 18 мВт время перемещения сокращалось до 8 и 5 с для 75 и 50% растворов, соответственно.

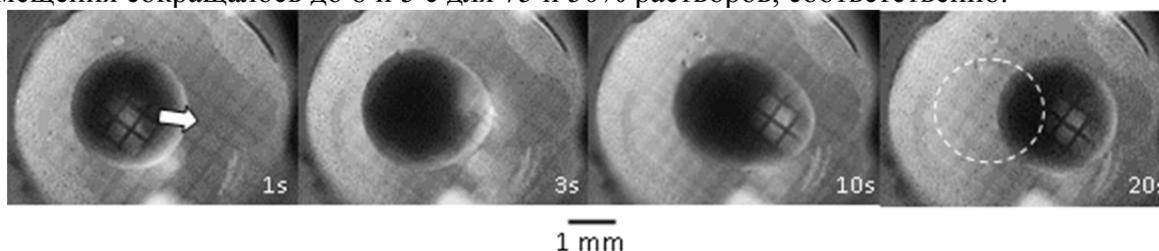


Рис. 5. Движение капли-линзы вслед за пучком лазера (18 мВт).

Общее время перемещения составило 20 с. Стрелка указывает направление движения. Штриховой круг – начальное положение капли

Жидкая капля линза, представленная в этой работе, открывает различные возможности во многих оптических устройствах. Капля-линза способна менять свое расположение на подложке и фокусное расстояние. Величина интервала изменения фокусного расстояния и время перемещения зависят от таких параметров, как коэффициент поверхностного натяжения компонентов раствора, вязкость раствора, смачиваемость поверхности, поглощения лазерного излучения. Правильная комбинация этих параметров позволяет улучшить оптические и адаптивные свойства капли-линзы.

1. T. Krupenkin, S. Yang, P. Mach, *Appl. Phys. Lett.*, **82**(3), 316-318, (2003).
2. C. A. López, C. C. Lee, A. H. Hirs, *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 134102, (2005).
3. H. W. Ren, Xu Su, Y. F. Liu, S.-T. Wu, *Optics Comm.*, **284**, 2122-2125, (2011).
4. Y. C. Seow, S. P. Lim, H. P. Lee, *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 114105, (2009).
5. L. Dong, A. K. Agarwal, D. J. Beebe, H Jiang, *Nature*, **442**, 551-554, (2006).
6. N. A. Ivanova, A. V. Tatosov, B. A. Bezuglyi, *Eur. Phys. J. E.*, **38**(6), 60, (2015).
7. B. A. Bezuglyi, N. A. Ivanova, *Fluid Dynamics*, **41**(2), 278-285, (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ СЛОЕВ ОКСИДА ГАЛЛИЯ, ПОЛУЧАЕМЫХ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ

Мавлянов Р.К.* , Калинин Д.А.* , Жарова Ю.А.* **, Зайцева Н.В.* ,
Павлов С.И.* , Толмачев В.А.*

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

** Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследована возможность осаждения слоев Ga_2O_3 в диапазоне толщин 30 – 250 нм на кремниевой подложке с помощью импульсного лазерного осаждения. Спектральная эллипсометрия была применена для определения и анализа дисперсии оптических параметров (показателя преломления и комплексной диэлектрической функции), а также толщины слоев.

Моноклинный оксид галлия ($\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$) является широкозонным материалом с запрещенной зоной около 4.8 eV и является наиболее стабильной фазой из оксидов Ga. Он является перспективным прозрачным проводником для разработки оптоэлектронных приборов в глубокой ультрафиолетовой области спектра, для использования в качестве высокотемпературных сенсоров и избирательных оптических фильтров, а также для разработки высоковольтного транзистора в силовой электронике. Температура плавления объемного Ga_2O_3 составляет порядка $T = 1800^\circ\text{C}$ и для его распыления требуется воздействие высоких температур или энергии.

В настоящей работе для получения слоев Ga_2O_3 было использовано лазерное импульсное осаждение [1], а для исследования оптических свойств – отражательная спектральная эллипсометрия (СЭ) [2].

С помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) исследована морфология осаждаемых слоев (рис.1).

Параллельно отслеживались изменения в спектрах эллипсометрических углов (в диапазоне длин волн от 300 до 900 нм) в зависимости от продолжительности процесса, определялись комплексные псеводиэлектрические функции ϵ , а также оптических констант (n и k), которые аппроксимировались уравнением Коши.

По данным СЭМ и СЭ осажденные слои в своей структуре имеют фракцию пустот от 41-83 % для малых толщин (в начальных стадиях напыления) и до 12-51 % при толщинах 55-74 нм. Для определения фракции пустот использовалось приближение эффективной среды Бруггемана.

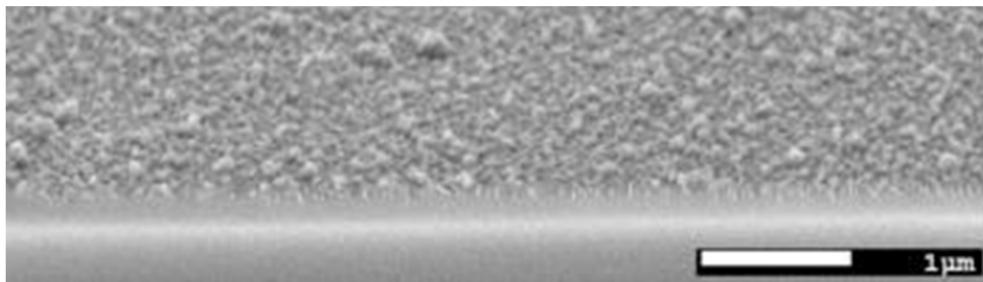


Рис. 1. SEM изображение (вид сверху, под углом) слоя Ga_2O_3 , нанесенного на подложку из c-Si с помощью импульсного лазерного осаждения

На спектре мнимой части псеводиэлектрической функции (рис.2) наблюдается возрастание значения ϵ_2 в области энергий $E = 4.5\text{-}4.9$ eV, соответствующей прямому межзонному переходу в структуре Ga_2O_3 . Исследование слоев с помощью рентгеноструктурного анализа показало наличие характерных пиков для структуры $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$.

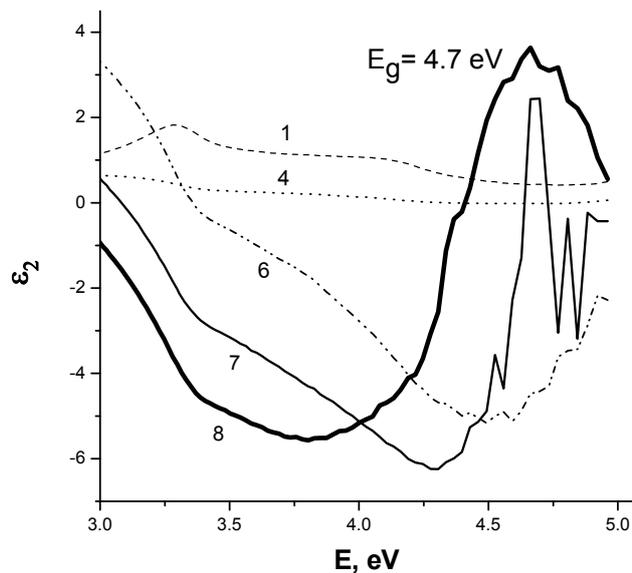


Рис. 2. Изменение спектров мнимой части псевдодиэлектрической функции слоёв Ga_2O_3 в зависимости от продолжительности осаждения (в часах).

При температуре $T=1200^\circ\text{C}$ происходит изменение оптических свойств и уплотнение структуры слоя Ga_2O_3 .

1. Р.К. Мавлянов, А.Я. Виноградов, Д.А.Калинин, В.А. Толмачев. *Оптический журнал*, N7, С.1-6, (2016).

2. В.А. Швец, Е.В. Спесивцев, С.В. Рыхлицкий, Н.Н. Михайлов. *Российские нанотехнологии*, 4, 201–214, (2009).

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОЁВ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА И НИТЕОБРАЗНЫХ НАНОСТРУКТУР, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ПРИ МЕТАЛ-СТИМУЛИРОВАННОМ ХИМИЧЕСКОМ ТРАВЛЕНИИ КРЕМНИЯ

Жарова Ю.А.^{*,**}, Бедная А.И.^{*,**}, Павлов С.И.^{*}, Толмачев В.А.^{*}

^{*} Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

^{**} Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

На основе измеренных эллипсометрических спектров определены комплексные диэлектрические функции слоёв Ag и кремниевых нанонитей (КНН), а также параметры (толщина и фракция пустот) низкопреломляющих слоёв КНН в многослойной оптической модели, включающей приближение эффективной среды.

В настоящее время наноструктурированный кремний является важным и многообещающим материалом в развитии кремниевой индустрии и особенно в таких её областях, как наноэлектроника, оптоэлектроника, биомедицина, и используется для разработки устройств преобразования энергии (солнечные батареи и литий-ионные аккумуляторы) и создания био- и химических сенсоров. Существуют различные методы получения слоёв наноструктурированного кремния, среди которых можно выделить метал-стимулированное химическое травление (МСХТ) кремния, к которому в последнее время возрос интерес, который объясняется его доступностью, поскольку в технологическом процессе не требуется специальное дорогостоящее оборудование.

Слои кремниевых нанонитей (КНН) толщиной менее 1 мкм исследовались мало, хотя структуры, формирующиеся на ранней стадии процесса МСХТ, могут влиять на дальнейший рост слоя КНН. После обработки образцов раствором $\text{AgNO}_3 + \text{HF}$ (1-ая стадия МСХТ) на поверхности кремния формируется несплошная структура одиночных и связанных между собой частиц серебра (Рис.1). Они имеют примерно одинаковую высоту (40-60 нм), некоторый разброс по форме и по размерам (от 30 до 100 нм) и межчастичные промежутки 10-20 нм. Эти промежутки дают возможность травящему раствору обеспечивать метал-стимулированное (каталитическое) растворение Si под наночастицами Ag и образование вытравленного пространства (пор) (Рис.1, вставка).

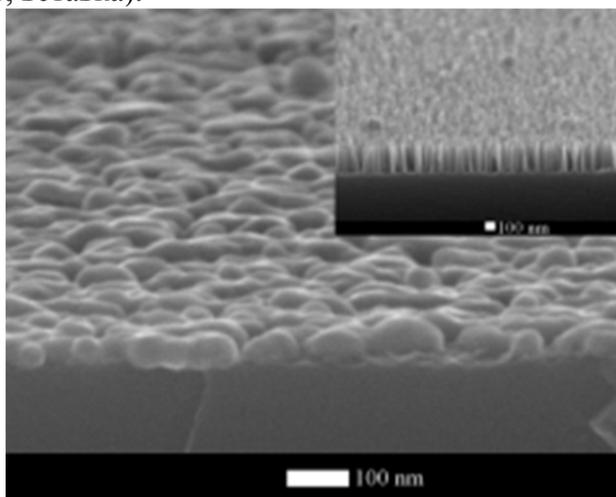


Рис. 1. СЭМ изображения (под углом) слоя химически осажденных частиц Ag на поверхности кремния и слоя КНН, полученного в процессе травления (вставка)

Все нанослои, полученные в результате трёх стадий процесса МСХТ, исследованы с помощью спектральной эллипсометрии ($\lambda=250-900$ нм). Нанослои Ag формируют структуру, диэлектрическая функция ϵ которой не зависит от угла падения излучения и отличается от ϵ металлического серебра.

Исследовано изменение спектров мнимой части псевдодиелектрической функции ϵ_2 слоев кремниевых нанонитей (КНН) после 5-ти и 10-ти секундного травления (Рис.2). В первом случае (5s), в отраженном пучке доминирует слой частиц Ag, тогда как, во втором случае (10s) доминирует образующийся слой КНН, который оптически «экранирует» слой наночастиц Ag.

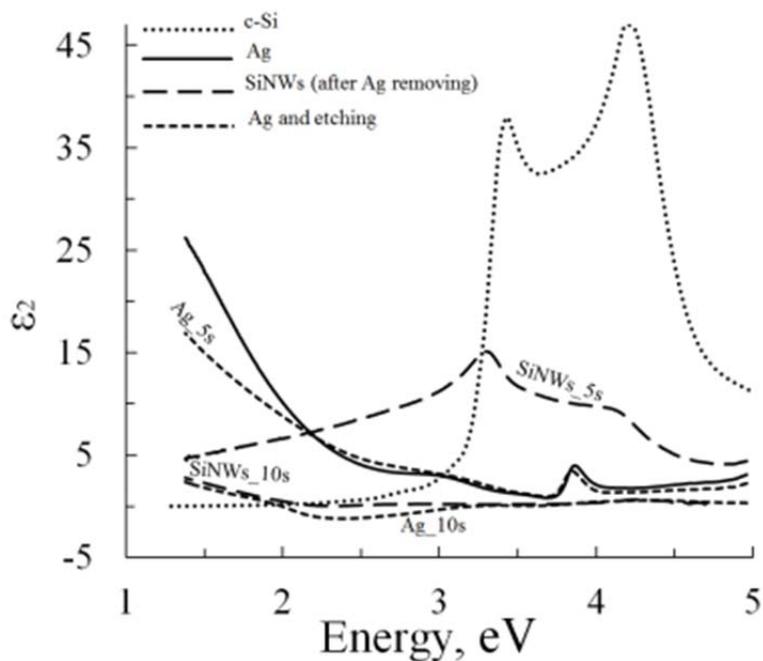


Рис. 2. Спектры мнимой части диэлектрической функции ϵ_2 для слоя Ag и слоёв КНН с различным временем травления (5 и 10 сек)

ПОЛИМЕРНЫЙ РЕГИСТРИРУЮЩИЙ МАТЕРИАЛ «ДИФФЕН» - ОСОБЕННОСТИ ЭКСПОНИРОВАНИЯ

Мосейко Д.В., Манухин Б.Г., Андреева Н.В., Андреева О.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены экспериментальные данные по изменению оптических характеристик образцов полимерного материала «Диффен» в процессе экспонирования. Рассмотрен характер изменений среднего показателя преломления и толщины образца, даны количественные оценки пространственно-временных изменений этих параметров.

Полимерные среды с диффузионным проявлением на основе полиметилметакрилата (ПММА) и светочувствительного соединения фенантренхинон (ФХ) представляют собой перспективный регистрирующий материал для создания высокоселективных голограммных оптических элементов (ГОЭ), записи и хранения информации, а также в исследовательских целях[1]-[3].

Такие материалы характеризуются высокой разрешающей способностью и информационной емкостью образцов в сочетании с доступной технологией их изготовления. Однако, изменение физико-механических характеристик полимерных образцов и их оптических параметров под воздействием внешних условий существенно выше, чем других оптических материалов. В результате чего, в процессе экспонирования пространственная структура зарегистрированной голограммы будет отличаться от структуры регистрируемого интерференционного поля.

Воздействие на образец актиничного излучения сопровождается двумя основными процессами: преобразованием ФХ в фотопродукт (ФП) – обесцвечивание образца, и нагревом образца за счет поглощения энергии. Первый процесс ведет к необратимому изменению среднего показателя преломления, второй – к изменению среднего показателя преломления и толщины образца, обусловленных температурной зависимостью этих величин.

Оценки изменений образца производились с использованием экспериментального стенда цифровой голографической интерферометрии[4] (ЦГИ), с длиной волны тестирующего излучения 532 нм. В качестве основного параметра рассмотрено изменение фазы излучения, тестирующего образец, в процессе его экспонирования актиничным излучением 473 нм, и в постэкспозиционный период. Для построения экспозиционной зависимости изменений оптических характеристик в результате воздействия актиничного излучения и выявления величины вкладов обратимых и необратимых составляющих этих изменений, полученных на типичном образце материала Диффен толщиной 2,6 мм, при одинаковой плотности мощности воздействующего излучения, были проведены четыре серии однотипных измерений с излучением мощностью 23 мВт, диаметром пучка 8-9 мм и разной длительностью экспозиций. По результатам проведенных измерений получено, что при полном преобразовании ФХ в ФП величина изменений среднего показателя преломления образца $1,5 \cdot 10^{-4}$ при $\lambda = 532$ нм.

Важным результатом работы является количественная оценка изменений оптической толщины образцов во время экспонирования, вызванных нагревом образца, в несколько раз превышающих изменения, обусловленные фотообесцвечиванием, что при записи голограмм приводит к деформации регистрируемой интерференционной структуры. Такие деформации особенно опасны при получении высокоселективных ГОЭ, регистрируемых во встречных пучках.

На основе полученных экспериментальных данных сделаны оценки температурных коэффициентов для образцов материала Диффен, которые согласуются с имеющимися в литературе оценками этих величин для ПММА, что подтверждает достоверность полученных результатов и возможность их использования для анализа термических эффектов, влияющих на параметры полимерных голограмм. Полученные количественные результаты также могут быть полезны при проведении теоретических расчетов по анализу записи информации в полимерных

средах на основе ФХ/ПММА с диффузионным усилением и установления теоретических пределов записи информации на данных материалах.

1. Veniaminov A.V., Mahilny U.V., *Opt. Spectros.*, 115, № 6, 906-930 (2013)
2. Shelby R.M., *Proc. of SPIE*, **4659**, 344-360 (2002)
3. Steckman G.J., Solomatine I., Zhou G., Psaltis D., *Opt. Lett.*, 23, №13, 1310-1312 (1998)
4. Manukhin B.G., Gusev M.E., Kucher D.A., Chivilikhin S.A., Andreeva O.V., *Opt. Spectros.*, 119, № 3, 392-397 (2015)

НАБЛЮДЕНИЕ СЕДИМЕНТАЦИИ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ ТОНКОДИСПЕРСНОГО КВАРЦА МЕТОДОМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Чигрин Р.Н., Андреева Н.В., Андреева О.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Для изучения тонкодисперсных суспензий неорганических веществ в сочетании с процессом их седиментации предложено использовать метод цифровой голографической интерферометрии (ЦГИ). Показана высокая чувствительность интерферометрического метода при оценке изменений суспензий с наноразмерными частицами кварца.

Использование веществ в дисперсном состоянии в настоящее время широко используется при создании новых композиционных материалов, для повышения физико-механических свойств промышленных конструкционных материалов, в биомедицинских технологиях[1]-[3]. Развитие нанотехнологий с применением нанодиспергированных ингредиентов требует соответствующего развития диагностики мелкомасштабных объектов.

В данной работе рассмотрена возможность характеристики параметров мелкодисперсных неорганических суспензий путем наблюдения процесса седиментации при использовании метода цифровой голографической интерферометрии.

В качестве объекта исследования в работе использованы водные суспензии тонкодисперсного кварца (SiO_2), частицы которого получены разными методами и используются для различных целей. Частицы суспензии 1 получены методом конденсации диоксида кремния из газовой фазы, такие частицы используются в биомедицинских технологиях и при создании полимерных композиционных материалов различного назначения с улучшенными физико-механическими свойствами. Частицы суспензии 2 получены из твердой фазы методом измельчения на планетарно-центробежных мельницах и используются в качестве промышленных добавок, улучшающих эксплуатационные свойства строительных материалов.

Исходное состояние SiO_2 для изготовления суспензии 1 – сухой порошок; для изготовления суспензии 2 – пастообразная смесь с водой в весовой пропорции 1.3:1.0. Рабочие препараты представляли собой 0.1%-0.5% водные суспензии исследуемых веществ.

Объект исследования представляет собой препарат суспензии в прозрачной кювете размером 10x10x40 мм. Кювета жестко закреплена в специальной кассете и установлена в объектном пучке в соответствии с оптической схемой интерферометрического эксперимента. Объектный пучок интерферометра (излучение 532 нм) тестирует рабочую область объекта размером не менее 25x25 мм. Стенд имеет компьютерный терминал для управления регистрацией последовательности цифровых голограмм и их дальнейшей обработки.

Методика проведения каждого эксперимента включает следующие основные этапы[4]:

- регистрация последовательности цифровых голограмм, характеризующих текущее состояние образца в течение всего эксперимента: исходное состояние объекта до начала процесса седиментации (непосредственно после изготовления рабочего препарата) и в течение заданного времени наблюдения процесса седиментации.

- получение серии цифровых интерферограмм путем обработки зарегистрированных голограмм;

- обработка цифровых интерферограмм и представление результатов в удобном виде.

Цифровая интерферограмма текущего состояния объекта представляет собой пространственное распределение разности фаз тестирующего излучения в плоскости наблюдения объекта, соответствующее изменению образца по сравнению с исходным. Картина интерференции имеет вид горизонтальных интерференционных полос, характеризующих изменение оптической толщины образца по высоте кюветы, за счет изменения концентрации и размера частиц при их оседании.

Интерферометрические измерения сопровождались оценкой изменений параметров суспензий методом динамического рассеяния при помощи прибора Horiba LB-550.

Проведенные эксперименты показали, что параметры суспензии 1 с частицами SiO₂ (характерный диаметр частиц 220 нм), определенные методом динамического рассеяния, практически не изменяются в течение 20 суток хранения. В то же время метод ЦГИ позволяет выявить изменение показателя преломления через 72 часа хранения суспензии (напомним, что $\Delta n = 0$ при $t = 0$). Параметры суспензии 2 (характерный диаметр частиц 670 нм) демонстрируют хорошо диагностируемые изменения параметров обоими методами уже в первые сутки хранения. Т.е. при оценке параметров мелкодисперсных суспензий метод ЦГИ позволяет проводить диагностику с большей точностью, чем метод динамического рассеяния.

1. Cheow WS1, Ng ML, Kho K, Hadinoto K., *International Journal of Pharmaceutics*, **404** №№ 1–2, с. 289–300, (2011)

2. Казьмина О.В., Верещагин В.И., Абияка А.Н., *Стекло и керамика*, **9**, с. 28-30, (2008)

3. Guglielmi M., Kickelbick G., Martucci A., *Advances in Sol-Gel Derived Materials and Technologies*, **IX**, 227 p, (2014)

4. Manukhin B.G., Gusev M.E., Kucher D.A., Chivilikhin S.A., Andreeva O.V., *Optics and spectroscopy*, **119**, No.3, с. 392-397, (2015)

ОЦЕНКА ОПТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ОБРАЗЦОВ В ПРОЦЕССЕ ИЗГОТОВЛЕНИЯ НАНОПОРИСТЫХ МАТРИЦ ИЗ ДВУХФАЗНОГО СТЕКЛА

Андреева Н.В., Исмагилов А.О., Андреева О.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе приведено исследование оптической неоднородности нанопористых силикатных матриц (НПМ) методом цифровой голографической интерферометрии (ЦГИ).

Особое место среди пористых структур занимают нанопористые силикатные матрицы. Использование НПМ привлекательно для исследования гидродинамических процессов, происходящих в наноразмерных областях, соизмеримых с расстоянием между молекулами или с пространственным масштабом действия межмолекулярных сил. Химические процессы в наноразмерных областях происходят иначе, чем в макроскопических объемах, это приводит к ярким эффектам, физический смысл которых понят лишь частично: изменяются условия фазовых переходов, изменяется вязкость жидкости и т.п. [1]. Применение нанопористых силикатных матриц в настоящее время, главным образом, связано с прозрачностью таких стекол в видимой области спектра и возможностью получения образцов оптического качества [2].

По причинам, изложенным выше, исследование пористых матриц занимает определенную нишу в жизни научного сообщества. Существуют и другие причины исследовать НПМ. Для получения материала, который будет обладать необходимыми свойствами, важно разработать технологию, которая будет включать в себя, в полной мере, всесторонние исследования для оценки качества продукта.

Целью работы являлось исследование влияния каждого этапа химической обработки на итоговую оптическую неоднородность образца. В эксперименте использовались нанопористые силикатные матрицы, изготавливаемые из натриевоборосиликатного двухфазного стекла, образованного двумя взаимопроникающими фазами: химически нестойкой боратной и химически устойчивой кремнеземной. Использовались матрицы в виде полированных дисков диаметром 15 мм и толщиной 1 мм и в виде плоскопараллельных пластин, изготовленные по отработанной технологии из двухфазного стекла ДВ-1, прошедшего стадию термообработки.

При изготовлении нанопористых силикатных матриц, был соблюден технологический регламент, позволяющий воспроизводить заданные характеристики НПМ от партии к партии. При получении фазовых портретов образцов были соблюдены нормальные условия, необходимые для получения качественных снимков с минимальным шумом.

Контроль фазовой однородности образцов производился на каждом этапе обработки путем проведения исследования образцов на стенде ЦГИ в исходном состоянии, после кислотного травления и после щелочного травления. Были получены цифровые интерферограммы образцов, которые впоследствии были подвергнуты анализу.

В качестве основного параметра для оценки оптической неоднородности оценивался свободный объем пор и его изменение по объему образца. Оценка параметра проводилась для центра образцов и по краям. Для определения пористости использовался весовой метод, который был предложен в указанной работе [3].

Полученные результаты позволяют корректировать положение образцов во время всех этапов химической обработки, кислотного и щелочного травлений, с целью достижения оптической однородности готового продукта.

1. О. В. Андреева, И. Е. Обыкновенная, *Наносистемы: физика, химия, математика*, 1, №1, 37-53, (2010).

2. И.К. Мешковский, *Композиционные оптические материалы на основе пористых матриц*, (1998).

3. Т.В. Антропова, М.А. Гирсова, *Синтез, структура и спектрально-оптические свойства композиционных материалов на основе силикатных пористых стекол, содержащих галогениды серебра или оксиды висмута*, с. 71, (2015).

ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ДИНАМИКА ЭРИТРОЦИТА В ОПТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Абдулразак С.Х., Рождественский Ю.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург

Впервые о воздействии светового давления и градиентных сил на частицы микронного размера начал говорить А. Ашкин в 1970 году, когда он и его команда рассматривали возможность манипуляции микрообъектами при помощи сильно сфокусированного лазерного излучения. Кроме этого они начали развивать эту технологию для применения в лазерном охлаждении. В 1980-х годах Стивен Блок и Говард Берг впервые применили технологию оптического пинцета в биологии, используя её, чтобы удержать бактерию с целью изучения бактериальных жгутиков. В дальнейшем данная технология применялась во многих областях биологии и химии, в спектроскопии и биофизике.

Работа оптического пинцета основана на воздействии двух основных сил на объект, помещенный в пределах действия ловушки: градиентная сила и сила светового давления. Первая обусловлена взаимодействием электрического поля пучка с диэлектрическим объектом, передавая ему дипольный момент. Данная сила толкает плененную структуру в направлении градиента поля. Сила светового давления дает импульс в направлении распространения излучения.

В зависимости от размеров объекта пленения преобладают различные силы. Если диаметр много меньше длины волны, то условия удовлетворяют условию рассеяния Рэлея и диэлектрическую частицу можно рассматривать как точечный диполь в электрическом поле. В случае, когда размер много больше – сила светового давления преобладает и применяются законы геометрической оптики.

В данной работе рассматривается модель, основанная на формулах Френеля и волновой оптике. Целью было создание простой модели, подходящей для расчета сил пленения объектов любой формы, химических и физических характеристик. За основу была взята сфера, так как является простой фигурой, на подобные которой возможно разложить объект конфигурации любой сложности.

Все вычисления проводились в двух измерениях, так как сфера симметрична и не имеет смысла рассматривать всю поверхность, на которую падает излучение. Соответственно были найдены силы светового давления вызванные: падающей, преломленной и отраженной волнами. В итоге было показано, что основной вклад делает сила преломленной волны, которая и направляет сферу к центру пучка, где минимальная интенсивность. Сила от отраженной волны много меньше всех других сил и не имеет никакого практически значения в перемещении и пленении объекта. Но падающий свет направляет сферу вдоль распространения лазерного излучения и эта сила практически равна по модулю преломленной.

Таким образом было доказано наблюдаемое в экспериментах явление втягивания частиц в центр ловушки. Данное обстоятельство объяснено было в рамках волновой оптики.

Из проделанных вычислений следует, что силы, действующие на частицу сферической формы, не зависят от радиуса частицы, а только от показателя преломления. Тогда можно предположить, что все объекты такой формы, попавшие в зону действия лазерного пучка, будут втягиваться с одной силой. Но так как скорость их будет зависеть от их масс, которая в свою очередь – от радиуса (если частицы одного вещества), то они будут распределены в пучке по скоростям, то есть по массам.

Биологические структуры имеют широкую вариацию форм и размеров. На основании того что в проведенных вычислениях мы использовали интегрирование, то записав

уравнение для формы или разбив на более простые части, можно применять к более сложным объектам с целью их пленения. Одним из самых распространенных и интересных для исследования являются эритроциты – красные кровеносные тельца (ККР). Имея диаметр в несколько микрон, они удовлетворяют всем выше обозначенным условиям. Столь повышенный интерес обусловлен их ролью в организме: они доставляют кислород всем клеткам. Так же они имеют высокую чувствительность к патологическим изменениям при многих заболеваниях. Основным направлением в исследовании эритроцитов с помощью лазерного пинцета является изучение свойств их мембраны, в частности ее жесткости и деформации.

В ходе проведения эксперимента по пленению эритроцитов, наблюдалось горизонтальное расположение ККР. Было описаны и изучены причины данного явления.

В современной науке актуально изучать оптическую ловушку, в связи с активным применением во многих передовых областях. Это обусловлено, тем что ловушка позволяет использовать минимальные объемы материала, работать индивидуально с объектами и обеспечивает возможность перемещения плененных частиц.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ И ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В КОЖНОМ ПОКРОВЕ

Ковтаниук А.Е., Гренкин Г.В., Чеботарев А.Ю., Пестрецова В.В.

Институт прикладной математики ДВО РАН, Владивосток, Россия,
Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

На основе диффузионной модели радиационно-кондуктивного теплообмена моделируются радиационные и тепловые процессы в кожном покрове, находящемся под воздействием солнечного излучения. Модель слоистой кожной среды включает роговой слой, эпидермис и дерму. Полагается наличие наночастиц диоксида титана (TiO_2) или оксида цинка (ZnO) в роговом слое и изучаются их защитные свойства.

Солнечное излучение и, как следствие, возможный перегрев и ожог кожного покрова является одним из рисков возникновения новообразований у человека. Соответственно, задача защиты кожи от воздействия солнечного излучения является весьма актуальной. Естественную, но не всегда достаточную защиту кожи оказывает роговой слой. Широкую популярность получило использование различных фотозащитных препаратов, усиливающих его защитные свойства[1]. Одним из перспективных направлений является использование фотозащитных препаратов, содержащих наночастицы диоксида титана (TiO_2) или оксида цинка (ZnO), и обладающих хорошими ослабляющими свойствами[2],[3]. Целью проводимого исследования является изучение влияния фотозащитных препаратов, содержащих указанные наночастицы, на температурное поле в кожном покрове.

Кожный покров представляет собой слоистую среду. Соответственно, для моделирования радиационных и тепловых процессов использовалась плоскопараллельная модель. Взятая для исследования модель кожного покрова изображена на Рис.

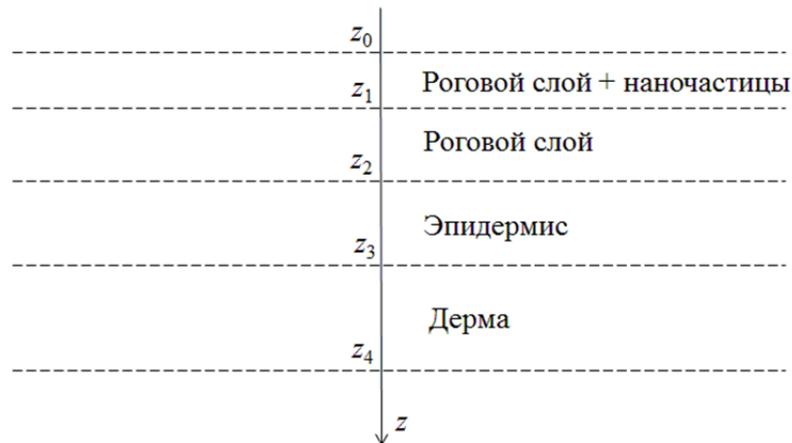


Рисунок. Слоистая среда, моделирующая кожный покров

Классическая модель, описывающая тепловые и радиационные процессы в кожном покрове под воздействием излучения оптического диапазона, включает уравнение переноса излучения и уравнение теплопроводности, учитывающего перфузию крови[2]. Нередко учитывается тепловое излучение, индуцированное самой средой[4],[5]. Учет всех указанных факторов приводит к нелинейной модели радиационно-кондуктивного переноса тепла. Ее численная реализация с помощью итерационных алгоритмов требует значительных вычислительных ресурсов. Одним из традиционных путей упрощения модели является использование метода сферических гармоник, или P_N приближения. При $N=1$ метод сферических гармоник приводит к достаточно популярному диффузионному приближению.

Для изучения радиационных и тепловых процессов в кожном покрове авторами построено диффузионное приближение модели радиационно-кондуктивного теплообмена. Модель

учитывает эффекты рассеяния и поглощения теплового излучения, и для каждого i -го слоя (z_{i-1}, z_i) , $i = 1, 2, 3, 4$, включает в себя следующие дифференциальные уравнения:

$$-\alpha_i \varphi_i'' + \mu_{ai} \varphi_i = \mu_{ai} \theta_i^4, \quad (1)$$

$$-k_i \theta_i'' + \sigma_i \theta_i^4 + \omega_i \rho_b c_b (\theta_i - \theta_b) = \sigma_i \varphi_i. \quad (2)$$

Здесь $\varphi_i = \varphi_i(z)$ описывает нормализованную интенсивность излучения, усредненную по всем направлениям, $\theta_i = \theta_i(z)$ описывает нормализованную температуру, k_i – коэффициент теплопроводности, μ_{ai} – коэффициент поглощения, $\alpha_i = 1/3(\mu_{ai} + (1 - g_i)\mu_{si})$, μ_{si} – коэффициент рассеяния, g_i – коэффициент анизотропии рассеяния, $\sigma_i = 4\sigma\mu_{ai}n_i^2T_{\max}^3$, σ – постоянная Стефана–Больцмана, n_i – показатель преломления, T_{\max} – максимальная температура в ненормализованной модели. Третье слагаемое в левой части (2) учитывает перфузию крови (сток тепла) в четвертом слое (дерма), ρ_b – плотность крови, c_b – удельная теплоемкость крови и θ_b – нормализованная температура крови, ω_i – коэффициент перфузии, $\omega_{1,2,3} = 0$. Отметим, что для нормировки интенсивности излучения и температуры были использованы множители $\pi/\sigma n_i^2 T_{\max}^4$ и $1/T_{\max}$ соответственно.

Условия на границах раздела слоев $z = z_i$, $i = 1, 2, 3$, принимают вид:

$$n_i^2 \alpha_i \varphi_i'(z_i) = n_{i+1}^2 \alpha_{i+1} \varphi_{i+1}'(z_i), \quad (3)$$

$$\gamma_i \varphi_i(z_i) + \beta_i \varphi_i'(z_i) = \gamma_{i+1} \varphi_{i+1}(z_i), \quad (4)$$

$$k_i \theta_i'(z_i) = k_{i+1} \theta_{i+1}'(z_i). \quad (5)$$

Здесь

$$\beta_i = 3\alpha_i \int_0^1 v^2 (R_i^+(v) + R_i^-(v)) dv, \quad \gamma_i = \int_0^1 v (1 - R_i^+(v)) dv,$$

переменная v равна косинусу угла между направлением распространения излучения и положительным направлением оси z , $R_i^+(v)$ и $R_i^-(v)$ – коэффициенты отражения на границе $z = z_i$ для направлений распространения излучения, соответствующих положительным и отрицательным значениям v соответственно. Отметим, что условия (3) и (4) описывают отражение и преломление излучения на внутренних границах среды.

На границах $z = z_0$ и $z = z_4$ положим следующие условия:

$$\gamma_0 \varphi_1(z_0) - 3\alpha_1 n_1^2 \left(\frac{1}{3} + \int_0^1 v^2 R_0^-(v) dv \right) \varphi_1'(z_0) = \gamma_0 \varphi_0 + \left(\frac{1}{3} - \int_0^1 v^2 R_0^+(v) dv \right) \Phi_0, \quad (6)$$

$$\alpha_4 \varphi_4'(z_4) + \frac{1}{2} (\varphi_4(z_4) - \Theta_{\text{int}}^4) = 0, \quad (7)$$

$$k_1 \theta_1'(z_0) - A_{\text{ext}} (\theta_1(z_0) - \Theta_{\text{ext}}) = 0, \quad (8)$$

$$k_4 \theta_4'(z_4) + A_{\text{int}} (\theta_4(z_4) - \Theta_{\text{int}}) = 0. \quad (9)$$

Здесь A_{ext} и A_{int} – коэффициенты теплоотдачи, Θ_{int} – нормализованная температура ткани, соприкасающейся с кожей, Θ_{ext} – нормализованная температура внешней среды, φ_0 и Φ_0 – коэффициенты Фурье (нулевой и первый соответственно) разложения падающего излучения по полиномам Лежандра.

Для численного решения краевой задачи применяется итерационный алгоритм, основанный на методе конечных разностей с линеаризацией методом Ньютона. Радиационные (для диапазона длин волн 310–800 нм) и термические характеристики среды, в том числе, характеристики рогового слоя, содержащего наночастицы TiO_2 и ZnO , взяты из работы [2]. Изучается влияние наличия наночастиц в роговом слое на температурное поле. Анализируется необходимость учета внутреннего теплового излучения, индуцированного биотканью.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-01-00037).

1. R.F. Edlich, K.L. Winter, H.W. Lim, M.J. Cox, D.G. Becker, J.H. Horovitz, L.S. Nichter, L.D. Britt, W.B. Long, *J. Long-Term Effects Med. Implants.*, **14**, 317-340, (2004).
2. И. В. Красников, А. Ю. Сетейкин, А. П. Попов, *Онм. и спектр.*, **118**, № 4, 698-704, (2015).
3. B. Innes, T. Tsuzuki, H. Dawkins, J. Dunlop, Trotter G., M.R. Nearn, P.G. McCormick, *Cosmetics, Aerosols and Toiletries in Australia*, **15**, 10-24, (2002).
4. J. Jiao, Z. Guo, *Phys. Med. Biol.*, **54**, 4225-4241, (2009).
5. K. Kim, Z. Guo, *Comp. Meth. Prog. Biomed.*, **86**, 112–123, (2007).

ЛАЗЕРНЫЙ МЕТОД КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ В АНАЛИЗЕ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СИЛЬНОРАССЕВАЮЩИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД

Пырикова* С.И., Сафонова** Л.П.

* АО ФЦНИВТ «СНПО «Элерон», Москва, Россия

** МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия

В работе исследована применимость диффузионного приближения теории переноса излучения и его технической реализации для анализа состава и структуры полидисперсных сред, в которых эффекты рассеяния преобладают над эффектами поглощения. Рассмотрена модельная среда, включающая мелкодисперсную фазу и грубодисперсную фазу в водном растворе. Получено соответствие теоретических, расчетных и экспериментальных данных, что позволяет сделать вывод о перспективности дальнейших исследований в выбранном направлении.

Разработка методов количественной оценки состава и структуры полидисперсных сильнорассеивающих сред представляет практический интерес для различных областей науки и техники, в том числе в оптике атмосферы, в области пищевых технологий и в биомедицинских исследованиях. Широкое применение для решения подобных задач находят оптические методы.

Описание распространения и ослабления излучения в среде, а также возможность решения обратных задач, зависит от свойств и длины волны зондирующего излучения, размера, концентрации и оптических свойств частиц, времени стабильности микроструктуры среды, толщины образца и целого ряда других параметров. Для исследования умеренно концентрированных и разбавленных сред произвольной оптической толщины применима теория переноса излучения и соответствующее интегро-дифференциальное уравнение переноса. При этом среднее расстояние между частицами должно значительно превышать размеры неоднородностей среды, длину волны излучения и среднюю длину когерентности излучения в среде. В ряде случаев применимо диффузионное приближение, позволяющее получить аналитическое решение упрощенного дифференциального уравнения. При этом исследуемая среда считается полубесконечной, однородной по своим оптическим свойствам, объемная плотность рассеивающих частиц значительно больше 1%. Кроме того, значения оптических параметров, коэффициента поглощения (μ_a) и транспортного коэффициента рассеяния (μ_s'), должны соответствовать условию доминирования эффектов рассеяния над эффектами поглощения, т.е. $\mu_a \ll \mu_s'$. Величина $1/\mu_s'$ характеризует среднее расстояние, которое фотон должен пройти в среде, чтобы «забыть» о первоначальном направлении распространения; $\mu_s' = \mu_s(1-g)$, где g – фактор анизотропии – определяется как средний косинус угла рассеяния излучения в среде. Диффузионное приближение применимо, когда характерное время изменений числа фотонов в единице объема среды и изменений функции источника намного больше, чем среднее время между столкновениями фотонов с частицами среды. Это условие устанавливает верхний предел частоты модуляции интенсивности зондирующего излучения. Для исследования биологических тканей частота модуляции излучения не должна превышать 1 ГГц [1].

При изотропности источника и выполнении указанных выше условий распространение излучения в среде можно свести к стандартному уравнению диффузии с аналитическим решением. При этом ключевыми параметрами прошедшего через среду или рассеянного в обратном направлении модулированного по интенсивности излучения являются амплитуда модуляции (АС) и фазовый сдвиг ($\Delta\Phi$) между опорным и регистрируемым излучением. По значениям АС и $\Delta\Phi$, регистрируемым для разных расстояний между источником и приемником излучения, можно количественно оценивать μ_a и μ_s' , что позволяет при измерениях на разных длинах волн оценивать концентрации поглотителей в среде и структурные особенности среды (размеры и концентрации рассеивателей) [1].

Для проверки применимости диффузионного приближения в анализе полидисперсных сильнорассеивающих сред использовался спектрофотометрический прибор «OxiplexTS» (ISS, Inc., США). Прибор работает на двух длинах волн 692 нм и 834 нм; частота модуляции интенсивности излучения составляет 110 МГц. Оптические параметры АС и $\Delta\Phi$ измеряются при разных расстояниях (20 мм, 25 мм, 30 мм и 35 мм) между источниками излучения, лазерными диодами, и приемником, фотоэлектронным умножителем. Проведение количественных измерений требует предварительной калибровки прибора на силиконовых блоках с известными оптическими параметрами μ_a и μ_s' (производства компании ISS, Inc.). Технические характеристики прибора представлены в [2]; физический принцип действия подробно рассмотрен в [3].

Исследовалась сильнорассеивающая, но слабопоглощающая в красном и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн среда с высоким содержанием воды (>80%), наличием мелкодисперсной фазы (с диаметром частиц 20-300 нм и их объемной долей в среде около 10%) и грубодисперсной фазы (с диаметром частиц 0,5-10 мкм и объемной долей 1,6%, 3,8%). Исследованные образцы отличались объемной концентрацией частиц грубодисперсной фазы. Размеры, морфология и оптические свойства частиц тонкой и грубой фаз в процессе эксперимента оставались неизменными.

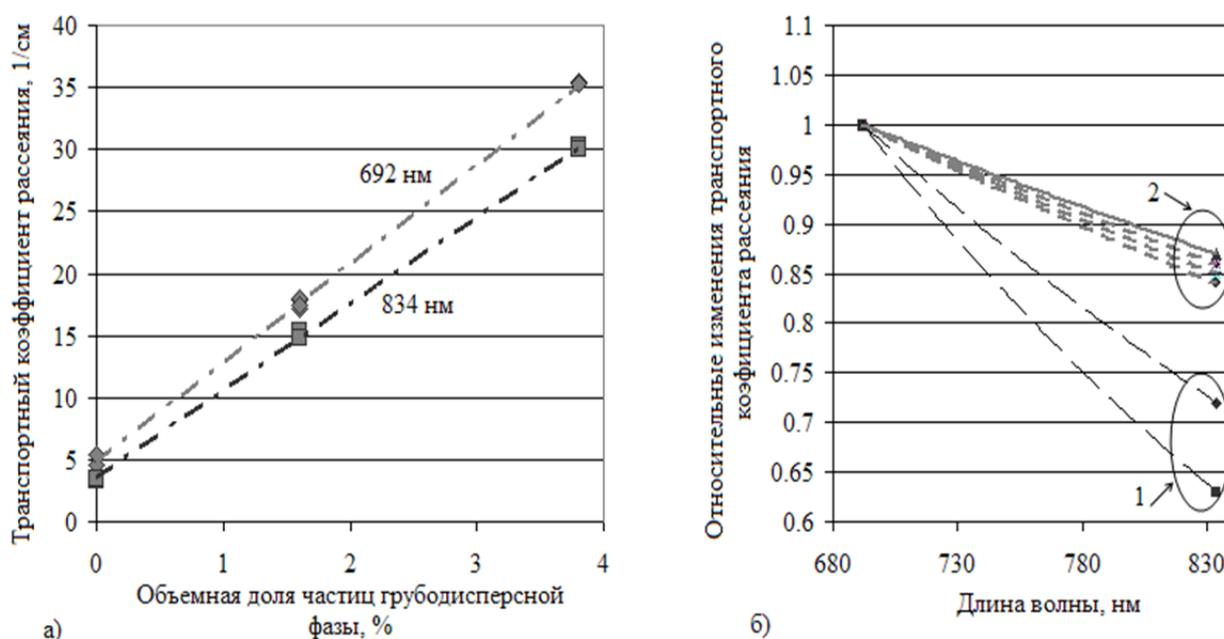


Рисунок. Примеры экспериментальных данных

- а) объемная доля частиц мелкодисперсной фазы составляла 3% для всех образцов, с объемной долей крупных частиц 0%, 1,6% и 3,8%;
- б) относительное уменьшение μ_s' на длине волны 834 нм по сравнению со значением μ_s' на длине волны 692 нм; область изменений «1» соответствует наличию в среде только частиц мелкодисперсной фазы; область «2» соответствует наличию также частиц грубой фазы с объемной долей крупных частиц 1,6% или 3,8%

Приведенные на Рис. результаты измерений с помощью «OxiplexTS» соответствуют известным из литературы [1] теоретическим и экспериментальным данным. Транспортный коэффициент рассеяния линейно возрастает (Рис. а) до максимального значения при определенной объемной плотности (С) частиц грубодисперсной фазы. Моделирование (через сечение рассеяния, при объемной доле рассеивателей, не превышающей 10%) угла наклона ($\Delta\mu_s'/\Delta C$) линейной характеристики для больших частиц диаметром 3 мкм с объемной концентрацией 10^{10} в мл среды дает одинаковое относительное изменение μ_s' (по отношению к абсолютному изменению) при увеличении С от 0% до 1,6% и от 1,6% до 3,8%.

Известно, например, с помощью метода спектра мутности [1], что относительное уменьшение коэффициента рассеяния (мутности среды) с увеличением длины волны

зондирующего излучения будет выше для частиц меньшего размера. На рисунке б относительное уменьшение μ_s' для исследуемых образцов только с мелкодисперсной фазой составило 33% и 46%, для образцов с разной концентрацией одинаковых крупных частиц при той же мелкодисперсной фазе изменения находились в пределах 14-17%.

Возможность определения абсолютных значений коэффициента поглощения среды с помощью спектрофотометра, знание компонентного состава и молярных коэффициентов экстинкции отдельных поглотителей позволяет количественно оценивать концентрации поглотителей в единице объема среды.

При нагревании охлажденных образцов на 1-3⁰С при комнатной температуре наблюдалось монотонное увеличение измеряемых значений μ_s' для обеих длин волн.

Полученные в процессе предварительных исследований результаты позволяют сделать вывод о перспективности применения модуляционного подхода и диффузионного приближения для анализа состава и структуры полидисперсных сильно- и слабо-рассеивающих и слабопоглощающих сред. Получение количественных оценок параметров структуры полидисперсных сред, определение границ применимости рассматриваемого в работе подхода требуют проведения дополнительных экспериментальных исследований на ряде фантомов полидисперсных сред с известными характеристиками.

Актуальность проблемы исследования оптических свойств полидисперсных модельных сред, их агрегации, морфологии, свойств фотомодификации и термоустойчивости связана с перспективой разработки стандартных калибровочных образцов и создания на их основе автоматизированных высокоточных систем контроля для решения оборонных, биомедицинских, научных и отраслевых задач.

1. *Оптическая биомедицинская диагностика*. В 2 т. Т. 1 / Пер. с англ. под ред. В. В. Тучина. - М.: Наука, Физматлит, 2007, 560 с.

2. [Электронный ресурс] Компания ISS, Inc. (США), «OxiplexTS», рекламный проспект. Режим доступа <http://www.iss.com/biomedical/instruments/> (Дата обращения 28.02.15).

3. Fantini S., Franceschini M.A., and Gratton E. Semi-infinite geometry boundary problem for light migration in highly scattering media: a frequency-domain study in the diffusion approximation. *J. Opt. Soc. Am.*, 1994, **В 11**, P.2128-2138.

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ, СОДЕРЖАЩИХ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Батшев В.И.* **, Мачихин А.С.* ***, Пожар В.Э.* **

*Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,

**Московский государственный технический университет

имени Н.Э. Баумана,

***Национальный исследовательский университет «МЭИ»

Предложен способ автоматизированного расчета оптических систем (ОС), содержащих акустооптические элементы, в которых происходит анизотропная дифракция Брэгга светового пучка на звуковой волне. Выполнено моделирование абберационных характеристик широкоугольного неколлинеарного акустооптического (АО) фильтра видимого диапазона.

Перестраиваемые АО фильтры являются одними из наиболее перспективных оптических элементов, применяемых в спектрометрии, в том числе – в видеоспектрометрии. Они представляют собой компактные программно-управляемые устройства, которые могут быть интегрированы в ОС существующих приборов. Например, микроскопы, телескопы, эндоскопы и т.п. приборы при дополнении таким спектральным модулем могут обеспечивать качественно более высокий уровень исследований, позволяя анализировать помимо пространственных свойств объектов также их тонкую спектральную структуру.

Применение АО фильтров существенно ограничивают пространственно-спектральные искажения изображений, вызываемые АО взаимодействием. Расчет оптических систем, компенсирующих эти искажения, очень сложен, поскольку современные программы автоматизированного расчета ОС используют методы трассировки лучей, основанные на геометрической оптике. Эти методы не позволяют производить расчет ОС, в которых протекают распределенные параметрические процессы, в частности, дифракцию на объемных (толстых) решетках, поскольку эти процессы описываются языком волновой оптики. Поэтому до настоящего времени не было возможности в одной программной среде смоделировать как классические (линзы, зеркала ...), так и акустооптические элементы.

В настоящей работе впервые описан подход к расчету таких комбинированных ОС. В работах[1],[2] получено аналитическое решение для АО дифракции в полном поле зрения для произвольных геометрий АО взаимодействия и вне приближения малого двулучепреломления. На основе этого создан математический алгоритм трассировки лучей через элементы акустооптики. Алгоритм реализован в виде библиотеки DLL, подключаемой к программе ZEMAX.

На рис. 1 представлена схема АО фильтрации изображения в параллельных пучках. Объект 1 расположен в переднем фокусе объектива 2, изображение 9 - в заднем фокусе объектива 8. Объективы 2 и 8 образуют проекционную ОС с параллельным ходом лучей между ними и с линейным увеличением -1. Компьютерная модель АО кристалла состоит из пластины 4, в которой распространяется излучение до дифракции, условной плоскости дифракции 5, в которой выполняются преобразования хода лучей, описанные в DLL-файле, а также призмы 6, в которой распространяется дифрагированное излучение. До и после АО ячейки установлены скрещенные поляризаторы 3 и 7.

Для примера в качестве ОС 2 и 8 используются двойные объективы Гаусса с фокусным расстоянием 50 мм. АО ячейка выполнена из кристалла TeO_2 , в котором реализуется широкоугольная геометрия АО взаимодействия $e \rightarrow o$ в полярной плоскости. В результате АО взаимодействия лучи внутри АО кристалла отклоняются, поэтому направление оптической оси изменено: оно выбрано совпадающим с направлением главного луча, идущего из условной плоскости дифракции 5, для основной длины волны 600 нм. Выходная грань ячейки 6 перпендикулярна оптической оси. Рабочий спектральный диапазон 450-750 нм.

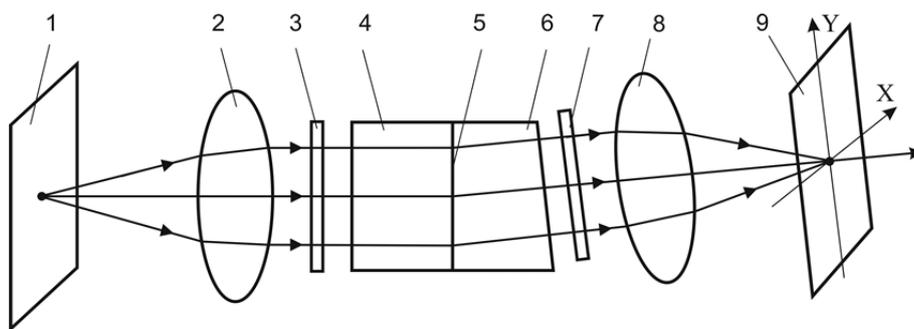


Рис. 1. Схема АО фильтрации изображения в параллельных пучках: 1 – объект, 2, 8 – объективы, 3, 7 – скрещенные поляризаторы, 4, 5, 6 – АО ячейка, 9 – приемник излучения

На рис. 2 и 3 приведены результаты моделирования изображения объекта в виде сетки 3×3 точки.

Рис. 2 иллюстрирует монохроматические пятна рассеяния, построенные для длины волны 600 нм.

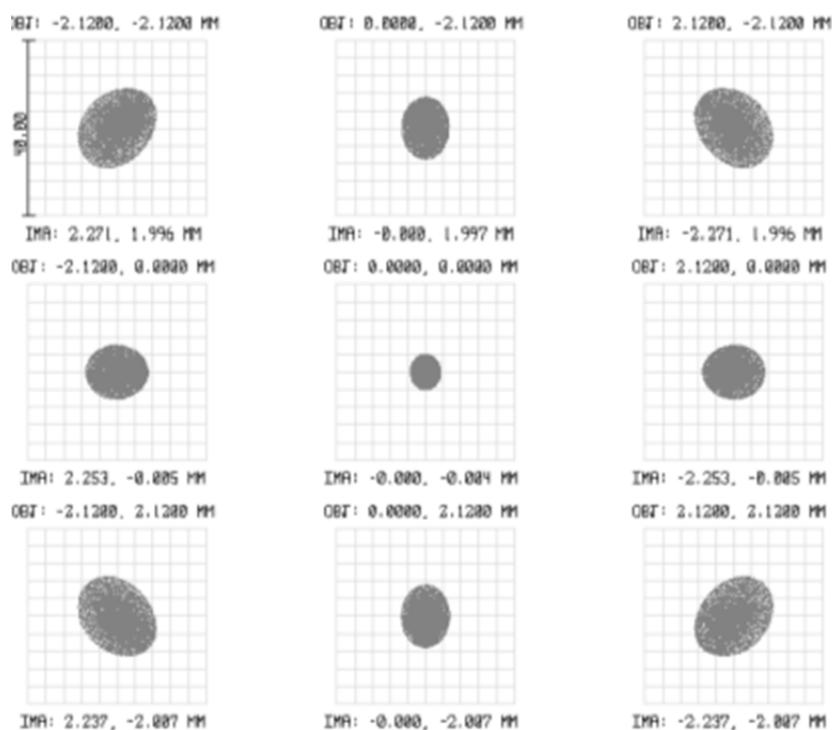


Рис. 2. монохроматические пятна рассеяния

На рис. 3 показаны пятна рассеяния для длин волн 450, 600 и 750 нм. Из рис. 3 видно наличие хроматизма изображения и дисторсии. На наличие этих aberrаций указано ранее [1],[2]; монохроматические же aberrации широких пучков, показанные на рис. 2, промоделированы впервые.

На рис. 4 показаны графики отдельных aberrаций для длины волны 600 нм. Видно, что в схеме присутствует сферическая aberrация, астигматизм и кривизна поверхности изображения. Величина меридиональной комы очень мала. Качество формируемого такой системой высокое – близко к дифракционному.

Таким образом, предложен способ автоматизированного анализа aberrационных свойств оптической схемы для АО фильтрации изображений. Способ пригоден для моделирования АО фильтров произвольной конфигурации, позволяет проводить прецизионный расчет систем, содержащих АО элементы, и оптимизировать существующие приборы на их основе за счет разработки сопрягающих оптических систем с целью минимизации aberrаций определенного вида.

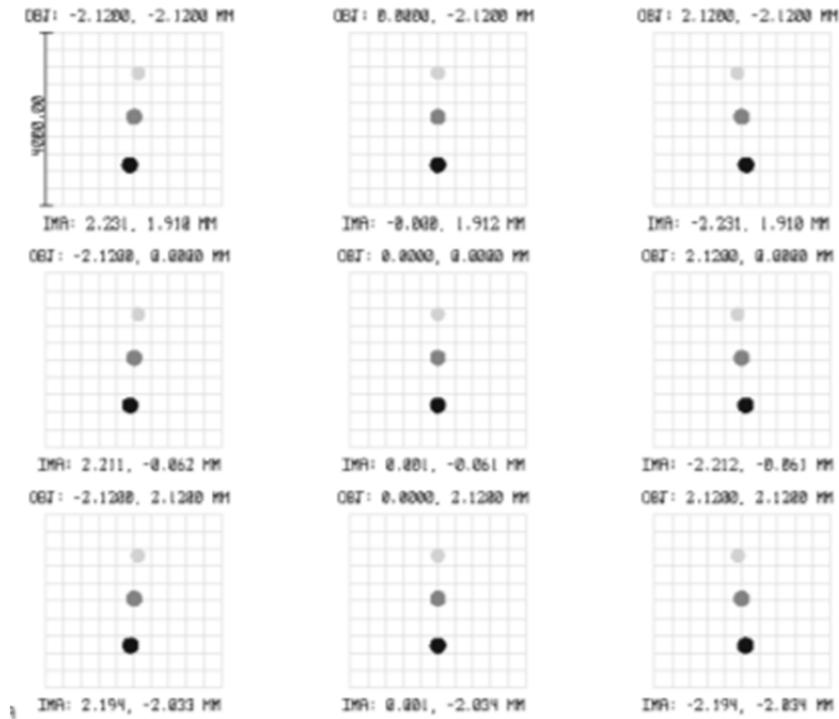


Рис. 3. Полихроматические при 450 nm (светло-серый) 600 nm (темно-серый) и 750 nm (черный)

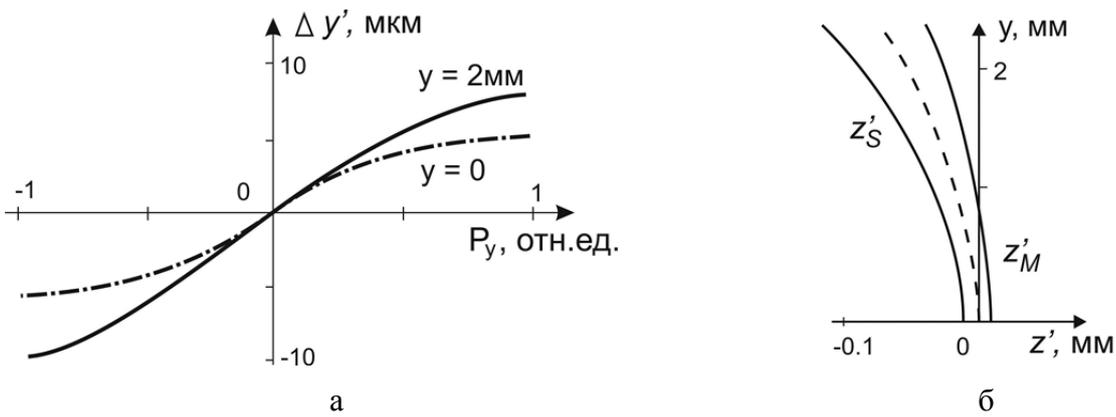


Рис. 4. Графики aberrаций: а - меридиональная кривая для точки на оси (штрих-пунктир) и для края поля (сплошная линия); б – астигматические отрезки (сплошные линии) и кривизна поля (штриховая линия)

Работа выполнена при поддержке грантов Президента и РФФИ 16-07-00393 и 16-08-01278.

1. А.С. Мачихин, В.Э. Пожар, *ЖТФ*, **80**, № 10, 101-108, (2010).
2. А.С. Мачихин, В.Э. Пожар, *Квантовая электроника*, **45**, № 2, 161-165, (2015).

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ

Красников И.В., Сетейкин А.Ю., Рот Б.*, Мейнхардт-Воллвебер М.*

Амурский государственный университет, Благовещенск, Россия

*Hannover Centre for Optical Technologies, Hannover, Germany

Разработана модель, реализующая метод Монте-Карло, для моделирования распространения сигналов комбинационного рассеяния в биоткани. Проанализированы двухступенчатый и прямой подходы к моделированию комбинационного рассеяния.

На сегодняшний день численное моделирование спектров комбинационного рассеяния (КР) и анализ прохождения оптических сигналов в биологической ткани затруднено. Типичные образцы для исследований содержат множество различных видов молекул и, кроме того, измерения осложняются сильным затуханием сигнала КР. Создание достоверной и адекватной математической модели процесса комбинационного рассеяния в биологических тканях может способствовать облегчению численного анализа спектров комбинационного рассеяния света. До сих пор не предложено эффективного подхода, решающего данную задачу за приемлемое время.

В данной работе авторы предлагают два различных подхода для численного моделирования процессов комбинационного рассеяния света в мутных средах при облучении лазерным излучением. Оба подхода используют метод Монте-Карло для моделирования процесса КР.

В данной работе сравнивается эффективность предложенных подходов, их применимость для дальнейших исследований и экспериментальной проверки результатов.

Большинство моделей комбинационного или рамановского рассеяния используют двухступенчатую модель, где на первом шаге рассчитывается распределение падающего излучения в среде, а затем запуск комбинационно-рассеянных фотонов с учетом полученного распределения [1]. Данный подход дает приемлемую точность и скорость решения, учитывая тот факт, что комбинационное рассеяние является очень слабым процессом. Вероятность комбинационного рассеяния предположительно на 10 порядков меньше, чем квантовый выход флуоресценции, т.е. число комбинационных фотонов или вес пакета рамановских фотонов крайне мал [2]. Однако, были также предприняты попытки моделирования комбинационного рассеяния за один проход.

Для получения разумного числа рамановских фотонов в ходе моделирования, используется неестественно большое значение вероятности комбинационного рассеяния ($P_{\text{Raman}} = 0.01$) [3]. Установлено, что кинетика затухания комбинационного рассеяния не зависит от значения вероятности комбинационного рассеяния, по крайней мере до указанных значений. Таким образом, большинство моделей основываются на двухэтапном подходе при моделировании комбинационного рассеяния по аналогии с моделями для расчета флуоресценции и лишь несколько работ посвящены моделированию непосредственному или прямому моделированию рамановского рассеяния.

Эффективность метода Монте-Карло при моделировании слабого сигнала комбинационного рассеяния страдает от малого числа фотонов, участвующих в расчетах, что приводит к недостоверным статистическим оценкам и результатам. Чтобы справиться с этой проблемой, оба подхода используемые в данной работе основываются на нефизических предположениях: генерация новых фотонов после акта комбинационного рассеяния в двухступенчатом подходе и избыточно высокая вероятность комбинационного рассеяния в прямом подходе.

Проведена оценка, статистический анализ и сравнение результатов обоих подходов для слабых процессов резонансного комбинационного рассеяния света в биологических средах. Для того, чтобы определить, какую модель использовать для расчета комбинационного рассеяния

важно понять, как указанные допущения влияют на численные результаты, полученные в результате моделирования.

1. S. Wang, J. Zhao, H. Lui, Q. He, J. Bai, H. Zeng, *J. Biophotonics* **7**, 703–712 (2014).
2. C. Reble, I. Gersonde, S. Andree, H. J. Eichler, J. Helfmann, *J. Biomed. Opt.* **15**, 037016 (2010).
3. N. Everall, T. Hahn, P. Matousek, A. W. Parker, M. Towrie, *Appl. Spectrosc.* **58**, 591–597 (2004).

ОСОБЕННОСТИ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В РАСТВОРАХ МЕТИЛЕНОВОГО ГОЛУБОГО

Овчинников О.В., Смирнов М.С., Кондратенко Т.С.,
Перепелица А.С., Винокур Я.А.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет»,
Воронеж, Россия

Исследованы особенности фотосенсибилизации продуцирования синглетного кислорода в растворах метиленового голубого в различных растворителях. Обнаружена зависимость интенсивности фосфоресценции синглетного кислорода от времени жизни в используемом растворителе.

В фотодинамической терапии тяжелых заболеваний исходным действующим агентом принято считать высокоактивный синглетный кислород $^1\text{O}_2$, необходимый для детоксикации организма, стимуляции обменных и регенеративных процессов в тканях, а также фотобактерицидных целей. Продуцирование синглетного кислорода светом в больных тканях и клетках возможно только в присутствии фотосенсибилизаторов, так как прямой фотопереход $^3\text{O}_2 \rightarrow ^1\text{O}_2$ запрещен по орбитальным и спиновым правилам отбора [1]-[3]. Фотосенсибилизаторами могут выступать гетероциклические органические красители [1]-[5], в том числе красители тиазинового ряда (тионин, метиленовый голубой).

Одним из способов детектирования фотосенсибилизации синглетного кислорода является детектирование фосфоресценции молекул $^1\text{O}_2$ в полосе 1270 нм, так как фосфоресценция $^1\text{O}_2$ существенно отличается от свечений другой природы по спектральным и кинетическим параметрам⁵. При люминесцентном детектировании генерации синглетного кислорода основными параметрами, влияющими на интенсивность наблюдаемого свечения, являются время жизни молекул $^1\text{O}_2$ в различных растворителях [6]-[11]. Таким образом, задача оптимального подбора растворителя для люминесцентного детектирования продуцирования синглетного кислорода является актуальной.

В данной работе исследовано влияние растворителей (этанол ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$), дистиллированная вода (H_2O), хлороформ (CHCl_3), диметилформамид (DMFA), тяжелая вода (D_2O)) на интенсивность фосфоресценции молекул $^1\text{O}_2$, продуцируемых в растворах метиленового голубого (МВ) с концентрацией 10^{-5} моль/л.

Спектры оптического поглощения исследованных образцов, полученные с помощью волоконного спектрофотометра USB-2000+ с источником света USB-DT, представлены на рисунке 1. Длинноволновые полосы, максимумы которых находятся в районе 656 ± 1 нм, 665 ± 1 нм, 663 ± 1 нм, 664 ± 1 нм и 654 ± 1 нм в спектрах поглощения растворов МВ в $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, H_2O , D_2O , DMFA и CHCl_3 , соответственно, связаны с поглощением света мономерами катиона MB^+ и соответствуют разрешенному синглет-синглетному переходу ($S_0 \rightarrow S_1^*$)[11]. Различие положения мономерных полос МВ в разных растворителях связано с различной полярностью растворителей. Особенность в области 590-620 нм чаще всего ассоциируют с проявлением колебательной структуры электронной полосы, связанной с $\pi-\pi^*$ переходами.

Люминесцентное детектирование продуцирования синглетного кислорода осуществляли с помощью автоматизированного спектрального комплекса на основе монохроматора МДР-4. Регистрация люминесценции молекул $^1\text{O}_2$ осуществлялась с помощью высокостабильного фотодиода PDF-10C/M (Thorlabs, USA). Используемый спектральный комплекс позволяет регистрировать слабые световые потоки в спектральном диапазоне 950-1700 нм. В качестве источника возбуждения использовали лазерный диод LPC-836 ($\lambda_{\text{max}} = 660$ нм, $P_{\text{max}} = 200$ мВт).

На рисунке 2 представлены спектры люминесценции исследованных растворов молекул МВ в диапазоне 1100 – 1300 нм. Наблюдаемый пик с максимумом в области 1270 нм принадлежит фосфоресценции молекул $^1\text{O}_2$. Стоит отметить, что для водного раствора МВ в районе 1270 нм наблюдалась лишь слабая особенность. В таблице 1 приведены значения

пиковой интенсивности флуоресценции синглетного кислорода в различных растворителях. Наблюдаемые значения существенно отличаются друг от друга.

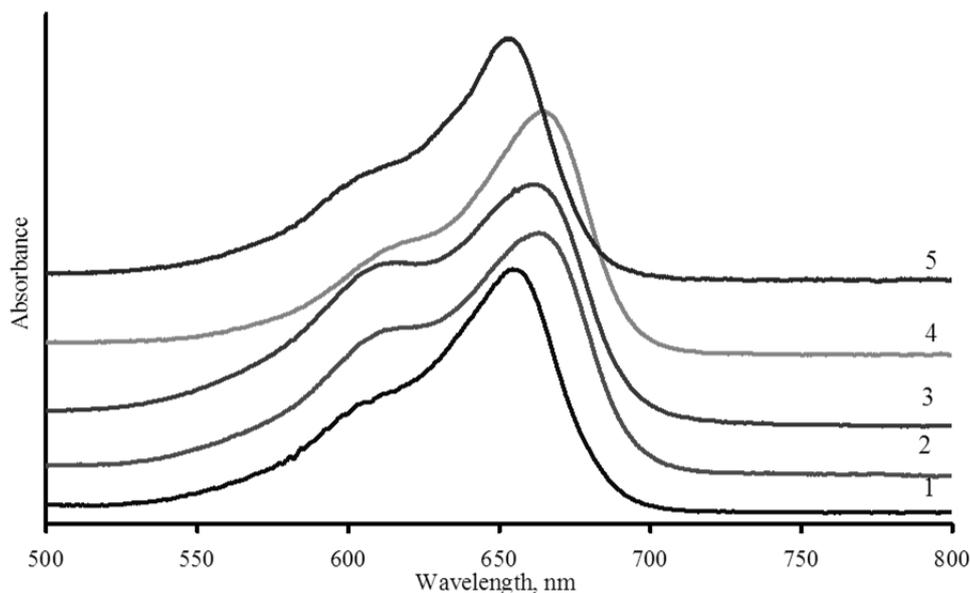


Рис. 1. Спектры оптического поглощения растворов молекул МВ с концентрацией 10^{-5} моль/л в:

1 – этаноле, 2 – дистиллированной воде, 3 – тяжелой воде, 4 – DMFA и 5 – CHCl_3

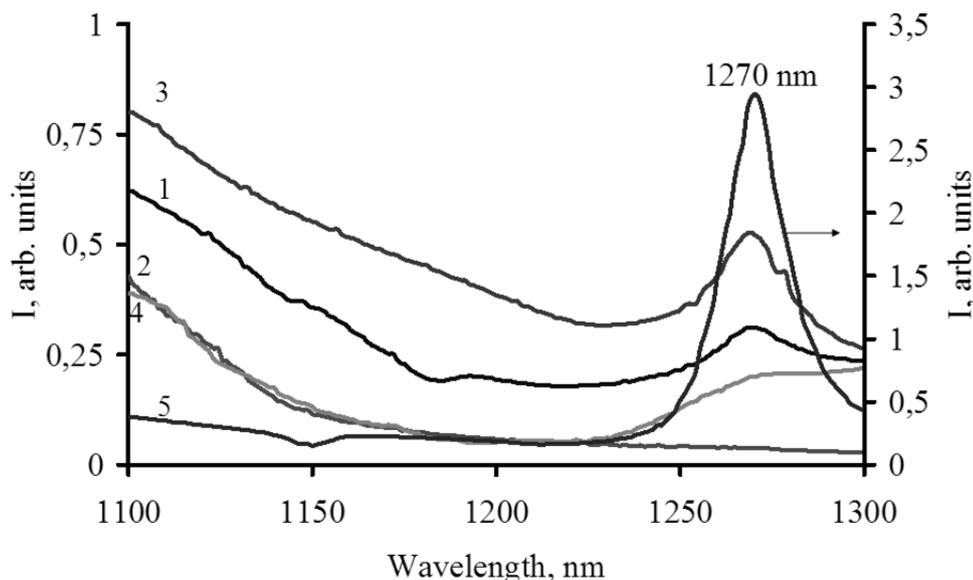


Рис. 2. Спектры люминесценции растворов молекул МВ с концентрацией 10^{-5} моль/л в:

1 – этаноле, 2 – дистиллированной воде, 3 – тяжелой воде, 4 – DMFA и 5 – CHCl_3

В случае хлороформа и дистиллированной воды отличие достигает двух порядков. Обнаруженное значительное различие в интенсивности флуоресценции молекул $^1\text{O}_2$ связано с разными временами жизни τ молекул $^1\text{O}_2$ в растворителях [6]-[11] (см. таблица 1). Также экспериментально было установлено, что дополнительное обогащение исследуемых растворов МВ молекулами O_2 не приводит к значительному увеличению интенсивности флуоресценции молекул $^1\text{O}_2$.

Таким образом, в результате проведенных исследований фотосенсибилизации синглетного кислорода в растворах молекул МВ экспериментально установлено, что при равной концентрации молекул МВ в растворе наибольший сигнал при люминесцентном детектировании продуцирования молекул $^1\text{O}_2$ наблюдается в растворителе с наибольшим

временем жизни синглетного кислорода. Полученные данные подтверждают необходимость тщательного подбора условий измерения и растворителей для исследования *in vitro* фотосенсибилизации продуцирования синглетного кислорода молекулами красителей тиазинового ряда.

Таблица 1. Относительная интенсивность флуоресценции и время жизни молекул $^1\text{O}_2$ в различных растворителях [6]-[10]

| Растворитель | $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ | H_2O | D_2O | DMFA | CHCl_3 |
|---|---------------------------------|-----------------------|----------------------|--------------|---------------------|
| τ , мкс | 15.5 ± 3.5 [8],[10] | $0.2-3.1$ [8],[10] | 66 ± 2 [10] | 15-25 [6] | 235 ± 30 [8] |
| Пиковая интенсивность флуоресценции молекул $^1\text{O}_2$, отн. ед. | 0,3117 | 0,0381 | 0,52 | 0,1997 | 2,943 |

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№16-32-00503 мол_а).

1. Н. В. Шинкаренко, В. Б. Алесковский, *Успехи химии*, **L**, №3, 406-427, (1981).
2. С.Д. Захаров, А.В. Иванов, *Квантовая электроника*, **29**, №3, 192-197, (1999).
3. J. Baier: *J. Photochem & Photobiol.*, **87**, 163–173, (2007).
4. A. Fernandez-Fernandez, R. Manchanda, A. J. McGoron, *Appl. Biochem. Biotechnol.*, **165**, №7-8, 1628-1651, (2011).
5. Егоров С.Ю., Красновский А.А. *Биофизика*, **28**, No 3, 497-498, (1983).
6. J. R. Hurst, G. B. Schuster / *J. Am. Chem. Soc.* – 1983. – V.105. – P. 5756-5760
7. C. Schweitzer, R. Schmidt // *Chem. Rev.*- 2003. - V.103. - P.1685–1757
8. A.P. Losev, etc.// *Chemical physics Letters.* – 1991. – V.181. - P.45-50
9. J.R. Hurst, G.B. Schuster, J. D. McDonald/*Journal of the American Chemical Society.* - 1982. – V.104. – P.2065-2067
10. К. И. Салохиддинов, И.М. Бутева, Г.П. Гуринович / *Журнал прикладной спектроскопии.* Т.34, №5. С. 561-564.
11. K. Bergmann, C.T. O'Konski / *J. Phys. Chem.* –1963. –V.67. –P.2169–2177.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВУХФОТОННО ВОЗБУЖДАЕМОЙ АВТОФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ МОРФОЛОГИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ТКАНЕЙ

Дуденкова В.В.*' **', Кузнецов С.С.**', Шахова Н.М.*****

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
Ниж. Новгород, Россия,

**Нижегородская государственная медицинская академия, Ниж. Новгород,
Россия,

***Институт прикладной физики РАН, Ниж. Новгород, Россия

Разработана методика дифференцировки злокачественных новообразований по спектральным характеристикам двухфотонно возбуждаемой автофлуоресценции и сигналу генерации второй гармоники. Выявлены условия измерения спектральных компонент для постановки морфологического диагноза при экспресс-биопсии.

Для выделения морфологических и биофизических особенностей структур нормальной и опухолевой ткани метод прицельной экспресс-биопсии на базе нелинейной лазерной сканирующей микроскопии разработан. Непрерывный интра – и постоперационный мониторинг и мониторинга в процессе лечения без применения экзогенных маркеров может в реальном времени дать дополнительную информацию о специфических молекулярных особенностях ткани. Для решения такой задачи предлагается использовать возможности нелинейной лазерной сканирующей микроскопии на базе фемтосекундного источника инфракрасного (ИК) диапазона, что позволит достичь пространственного разрешения на уровне долей микрона.

Применение возбуждения нелинейного отклика принципиально для решения поставленных задач, так как позволяет наблюдать тонкие оптические срезы, без фонового сигнала из областей внефокальной перетяжки и с большей глубиной, по сравнению с использованием однофотонного возбуждения. Для получения полной спектральной информации, будет использован целый набор узких спектральных линий в качестве зондирующего излучения. При использовании нелинейной микроскопии со спектральным разрешением, регистрируется не только двухфотонно возбуждаемая автофлуоресценция, но и сигнал генерации второй гармоники (ГВГ), как нелинейный отклик анизотропной среды, к которой относится, например, коллаген. Особенностью предлагаемого метода является использование послеоперационных и интероперационных образцов биотканей без предварительного приготовления, фиксации и окраски.

Для изучения были выбраны нормальная слизистая оболочка толстой кишки (крипта), аденокарцинома толстого кишечника; норма лимфатического узла и лимфатический узел с метастазами, а так же молочная железа в норме и аденокарцинома молочной железы. Депарафинированные неокрашенные срезы изучались с помощью лазерного сканирующего конфокального микроскопа LSM 510 META (Carl Zeiss, Германия) и фемтосекундного лазера MAI TAI HP (SpectraPhysics, США) с частотой следования импульсов 80 МГц и длительностью порядка 100фс. Получение спектральной информации о состоянии биоткани проводилось с использованием для возбуждения коллимированного фемтосекундным ИК излучением в диапазоне длин волн 780-900нм. В результате проведенных экспериментов, было установлено, что в опухолевых комплексах наблюдается повышение сигналов автофлуоресценции порфиринов и липопигментов, что соответствует флуоресцентным пикам с максимумами на 560 и 625нм соответственно. Наличие данных изменений может быть интерпретировано, как повышенной васкуляризацией злокачественных новообразований.

Предложенный метод позволяет следить за изменениями в микроокружении собственных флуорофоров, а применение для исследования двухфотонного возбуждения позволяет увеличить разрешения, тем самым повышая точность верификации даже самых минимальных участков.

Исследования выполнены при поддержке грантов РФФИ №16-02-00974 и № 15-42-02658

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ОБЛУЧЕНИЕ РОДИТЕЛЬСКИХ ДРОЗОФИЛ УСКОРЯЕТ ДОСТИЖЕНИЕ ВЗРОСЛОГО СОСТОЯНИЯ У ПОТОМКОВ ПЕРВОГО ПОКОЛЕНИЯ

Федоров В.И., Вайсман Н.Я.*, Немова Е.Ф.

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

*ФИЦ Институт цитологии и генетики СО РАН, Новосибирск, Россия

У потомства, полученного от скрещивания облученных самок с облученными или необлученными самцами, период достижения взрослого состояния укорочен на несколько суток. День максимального созревания особей проявляется на одни сутки раньше контроля. У потомства облученных самцов и необлученных самок развитие до взрослой стадии достоверно отличается по целому ряду параметров.

Дрозофил обоего пола подвергали 30-минутной экспозиции широкополосного терагерцового излучения (0.1 – 2.2 ТГц) с мощностью в импульсе 8.5 мВт, длительностью импульса 1 пс и частотой повторения 76 МГц. После облучения проводили скрещивание облученных (О) и интактных (И) особей в различных комбинациях. В качестве контроля (К) использовали мух, которые во время облучения находились возле терагерцового источника, но не попадали в зону облучения. Использовали кладки яиц в первые двое суток после облучения, что соответствует зрелым на момент облучения яйцеклеткам. Начиная с первого случая вылета особей потомства (достижение взрослой стадии), ежедневно регистрировали численность вылетевших особей и их пол. Оценивали посуточную динамику вылета до последнего случая вылета. Определяли достоверность различий между кривыми динамики вылета с помощью критерия χ^2 .

В потомствах, полученных от скрещивания необлученных самок с необлученными (♀♀К x ♂♂К) или интактными самцами (♀♀К x ♂♂И), первые вылеты у особей обоего пола зарегистрированы на 11-е сутки от начала спаривания с незначительной численностью вылетевших мух. На следующие сутки вылет самцов и самок значительно усилился и достиг максимальных значений на 13-е сутки от начала скрещивания. Затем численность вылетевших особей обоего пола последовательно уменьшалась (рис. 1,2). В потомстве, полученном от скрещивания интактных самок и необлученных самцов (♀♀И x ♂♂К) первый вылет особей обоего пола состоялся на 12-е сутки от начала спаривания. На следующие сутки зарегистрирован максимальный вылет. После этого у обоих полов отмечено последовательное уменьшение численности вылетающих особей (рис. 1,2). Общая длительность вылета при разных вариантах скрещивания варьировала от 8 до 10 суток. Кривые динамики вылета самцов и самок достоверно не отличались. Соотношение полов составило 1:1.

В потомствах, полученных от скрещивания облученных самок с облученными (♀♀О x ♂♂О) или с интактными (♀♀О x ♂♂И) самцами, первые вылеты особей обоего пола начались на 11-е сутки от начала спаривания с незначительной численностью вылетевших мух. На следующие сутки зарегистрировано максимальное по сравнению с другими днями число вылетевших особей обоего пола. Третьи сутки вылета характеризовались уменьшением численности вылетевших особей, достигающих взрослой стадии. Затем относительное число вылетевших особей резко снизилось (рис. 1,2). Общая длительность вылета была в пределах 5 – 6 суток. Кривые динамики вылета самцов и самок достоверно не отличались. Соотношение полов составило 1:1.

В потомстве, полученном от скрещивания интактных самок и облученных самцов (♀♀И x ♂♂О), первые вылеты особей обоего пола начались на 11-е сутки от начала спаривания, но максимум вылета зарегистрирован на 13-е сутки от начала спаривания (рис. 1,2).

Общий период вылета у самцов и самок продолжался 7 суток. Общее число вылетевших самцов было выше, чем самок. Соотношение полов составило 1:0,83. Кривые динамики вылета самцов и самок отличались достоверно ($\chi^2=4,86$). Отличие состояло в динамике достижения максимума вылетевших особей. У самцов оно было постепенным (рис. 1).

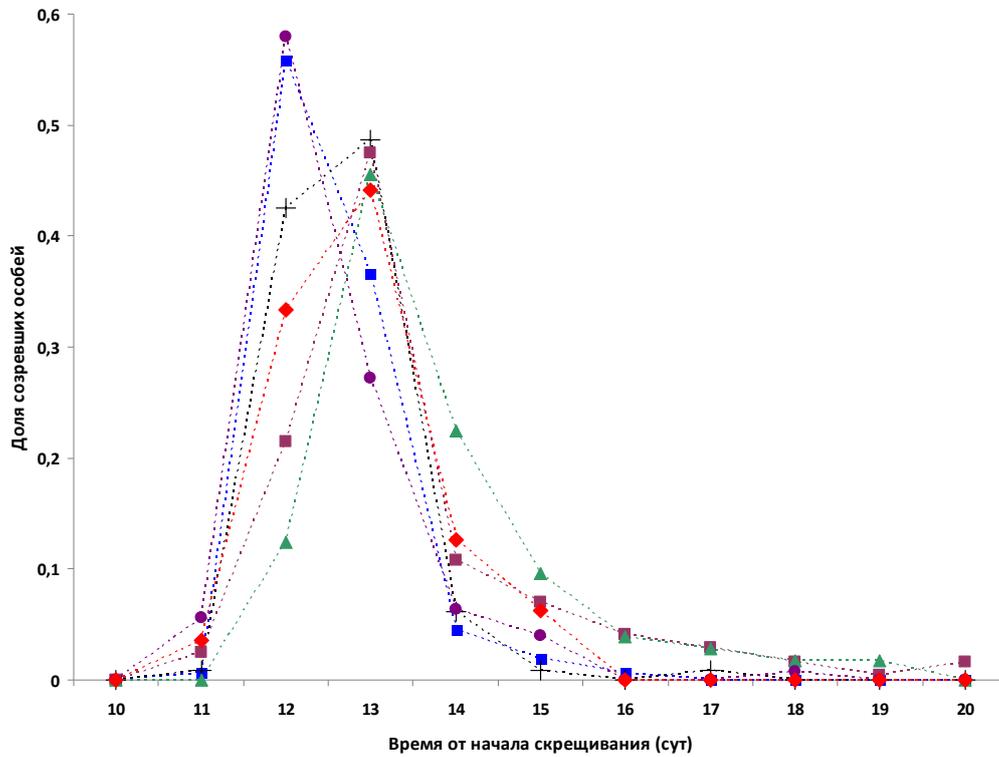


Рис. 1. Динамика вылета особей мужского пола потомства, полученного при различных вариантах скрещивания

Обозначения: синий квадрат – ♀♀О x ♂♂О, вишневый круг – ♀♀О x ♂♂И, черный крест – ♀♀И x ♂♂О, красный ромб – ♀♀К x ♂♂К, вишневый квадрат – ♀♀К x ♂♂И, зеленый треугольник – ♀♀И x ♂♂К.

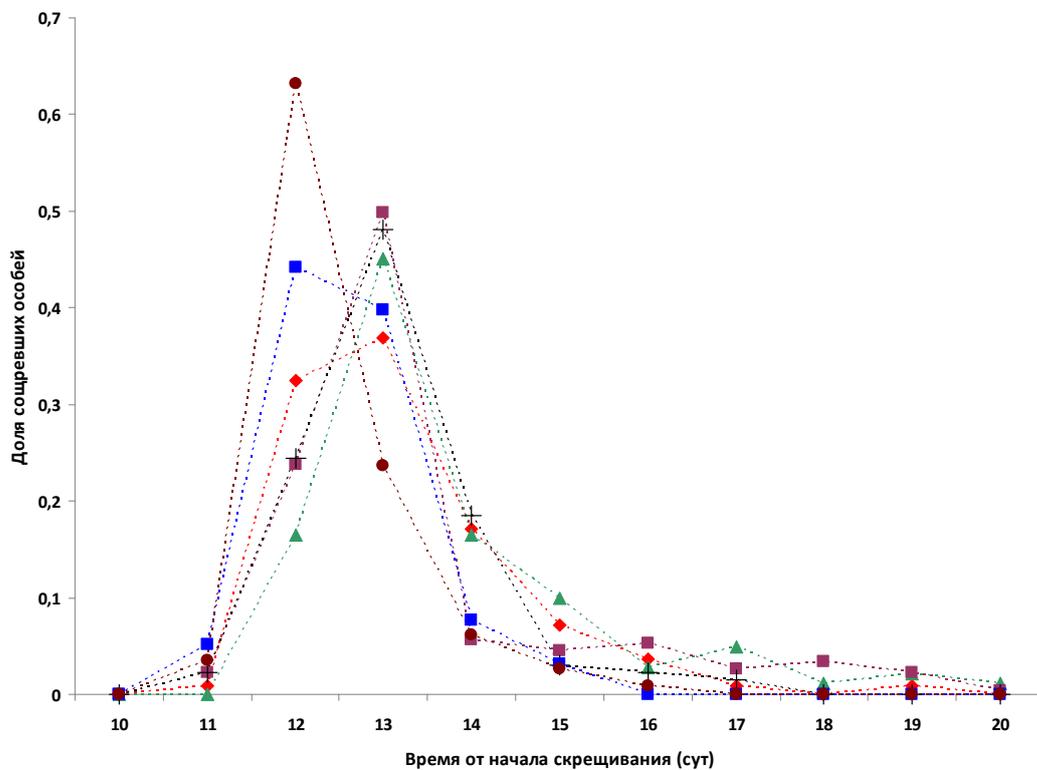


Рис. 2. Динамика вылета особей женского пола потомства, полученного при различных вариантах скрещивания

Обозначения те же, что и на рис. 1

У самок было резкое увеличение относительной численности вылетевших особей к 12-м суткам и небольшой прирост численности к 13-м суткам (рис. 2). Другое отличие состояло в

динамике последующего уменьшения относительной численности созревших мух. У самцов это было почти как в контрольной группе (рис. 1). У самок отмечается резкое уменьшение относительной численности вылета (рис. 2). Этим кривая динамики вылета достоверно отличается от контрольной ($\chi^2=8.41$).

Таким образом, терагерцовое излучение вызывает по сравнению с контролем укорочение периода развития до взрослого состояния у потомства обоего пола, полученного от скрещивания облученных самок как с облученными, так и с необлученными самцами. В случае потомства, полученного от скрещивания облученных самцов и интактных самок, характер отдаленного эффекта терагерцового излучения зависит от пола потомства.

Обнаруженный в данной работе эффект влияния терагерцового излучения на родительских особей, проявившийся в изменении динамики развития потомства до взрослого состояния, может иметь отношение к вопросу о возможной биологической опасности терагерцового излучения

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЛЯ МНОЖЕСТВЕННОЙ МИЕЛОМЫ

Плотникова Л.В.^{*}, Поляничко А.М.^{}, Носенко Т.Н.^{*}, Гарифуллин А.Д.^{***},
Волошин С.В.^{***}, Успенская М.В.^{*}**

^{*} Университет ИТМО, Международный научно-исследовательский институт
«Биоинженерия», Санкт-Петербург, Россия

^{**} СПбГУ, Кафедра молекулярной биофизики и физики полимеров,
Санкт-Петербург, Россия

^{***} Российский научно-исследовательский институт гематологии и
трансфузиологии, Санкт-Петербург, Россия

Множественная миелома (ММ) – злокачественная опухоль составляющая около 1% от всех опухолей, морфологическим субстратом которой являются клональные плазматические клетки, продуцирующие моноклональный иммуноглобулин и/или легкие цепи иммуноглобулинов. Моноклональный иммуноглобулин может быть представлен IgA, IgD, IgE, IgG и IgM вариантом белка, отличающимся по форме и размерам. Каждая молекула иммуноглобулина состоит из двух пар легких и тяжелых цепей. Количество патологического белка и его иммунологический подтип устанавливаются при проведении анализа белков сыворотки крови методами электрофореза и иммунофиксации, основанных на перемещении протеиновых молекул различной массы в стационарном электрическом поле и взаимодействии со специфическими моноклональными антителами, соответственно.

Основываясь на рефрактометрическом анализе, мы показали, что общее количество белка в сыворотке крови людей с ММ существенно выше, чем в сыворотке здоровых доноров. Используя спектроскопию поглощения в инфракрасной области, мы оценили основные параметры вторичной структуры белков в составе сыворотки крови. В работе обсуждается применимость использованных экспериментальных подходов для диагностики ММ.

Часть исследований была выполнена с использованием оборудования ресурсного центра оптических и лазерных методов исследования вещества Санкт-Петербургского государственного университета.

ВОЗДЕЙСТВИЕ МОДУЛИРОВАННОГО ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ТКАНИ

Марцынюков С.А., Черниговский В.В., Кострин Д.К., Лисенков А.А.*

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

* Институт Проблем Машиноведения Российской Академии Наук, Санкт-Петербург, Россия

Приведены экспериментальные результаты воздействия модулированного с применением электромагнитной системы управления лазерного излучения на биологические ткани.

Использование лазеров в хирургии имеет большие преимущества, обусловленные особенностями воздействия лазерного излучения на биологические ткани [1]-[2]. Возможность высокой концентрации световой энергии в малых объемах позволяет достичь избирательного воздействия на ткани и дозировать степень этого воздействия от коагуляции до их испарения и разреза.

Применяя CO₂-лазер с электромагнитным управлением выходной мощности излучения [3]-[4], был проведен ряд экспериментальных исследований на мертвых тканях свиньи (кожа, почка и др.).

Результаты исследования глубины вскрытия h от длительности импульсов излучения $t_{\text{и}}$ приведены на рис. 1. При короткой длительности импульсов излучения лазера теплота не успевает распространиться по объекту исследования, и глубина вскрытия увеличивается с ростом длительности.

В дальнейшем рост глубины вскрытия замедляется, так как тепло больше распространяется по объекту и изменяет его свойства. Соответственно, есть оптимальное значение длительности импульса, при котором происходит эффективное вскрытие, равное 5...10 мс для разных типов биологических тканей. Также исследования показали, что с увеличением длительности импульсов растет эффективность лазерной деструкции и уровень травматичности.

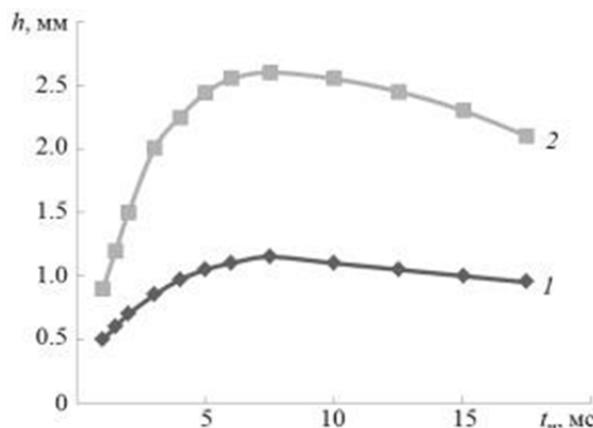


Рис. 1. Зависимость глубины вскрытия от длительности импульса: 1 – кость; 2 – почка

Режим работы лазера оказывает сильное влияние на ширину разреза, с ростом частоты следования и длительности импульсов излучения лазера увеличиваются ширина разреза и зона травматичности. Наименьшая зона травматичности наблюдается при частоте следования импульсов в единицы герц.

Были проведены исследования качества разреза биологических тканей лазерным лучом при относительной скорости движения 3 см/с в непрерывном режиме работы лазера и импульсном режиме с длительностью импульсов 5 мс и частотой их следования f равной 30 и 55 Гц (рис. 2).

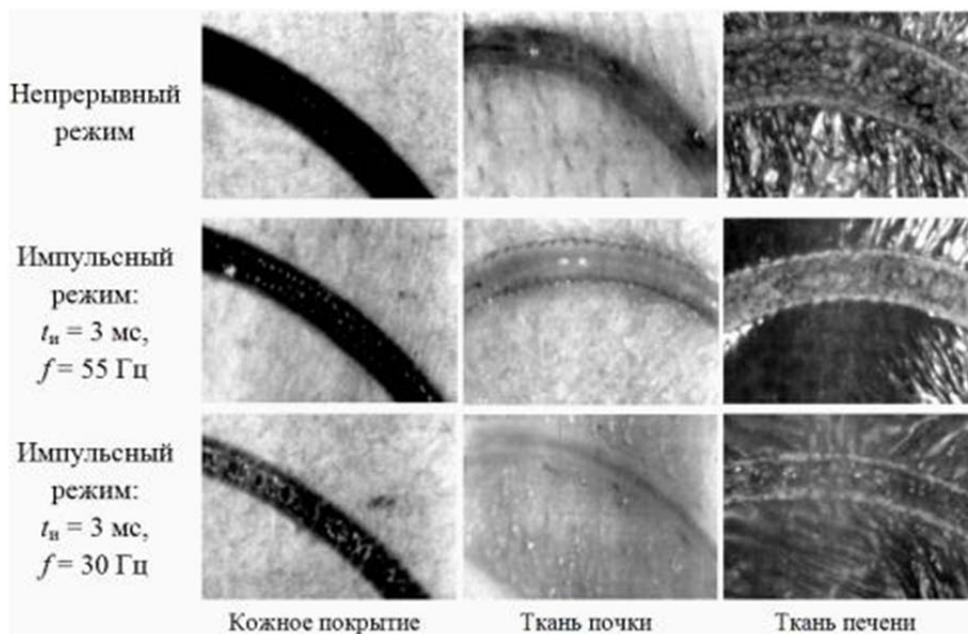


Рис. 2. Вид разреза, выполненного лазерным лучом в разных режимах работы

Из рис. 2 видно, что непрерывный режим работы лазера дает большую глубину и ширину разреза, а также более высокий уровень травматичности. При импульсном режиме работы с частотой следования импульсов 55 Гц наблюдалась меньшая глубина разреза, но уровень травматичности был по-прежнему высоким. Чистый и хороший по качеству разрез был получен при частоте следования импульсов 30 Гц.

Таким образом, для обеспечения низкого уровня травматичности здоровых тканей при лазерной хирургии предпочтительно использовать устройства на основе CO_2 -лазера, работающие в импульсном режиме, при длительности импульсов несколько миллисекунд и частоте следования импульсов при неподвижном режиме до 10 Гц. При движении лазера частота следования импульсов может быть увеличена до нескольких десятков герц.

1. А.В. Беликов, В.Ю. Храмов, *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, №5, 110-114 (2010).
2. И.А. Щербаков, *Успехи физических наук*, **180**, №6, 661-665 (2010).
3. С.А. Марцынюков, *Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*, №4, 13-17 (2013).
4. С.А. Марцынюков, Д.К. Кострин, *Известия ВУЗов России. Радиоэлектроника*, №1, 50-54 (2014).

ДИАГНОСТИКА БИОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

Кузьмина Т.Б., Андреева Н.В. Андреева О.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе приведено исследование возможности использования метода динамического рассеяния для ранней диагностики онкологических заболеваний при исследовании препаратов биологических жидкостей.

В настоящее время, в связи с ростом количества онкобольных, связанного с увеличением распространённости факторов риска, возрастает и интерес к исследованиям онкологических заболеваний, а также развития их диагностики и лечения[1]. Для уменьшения процента смертности требуются своевременное и качественное лечение, эффективность которого напрямую зависит от стадии, на которой было диагностировано заболевание.

Существующие методики и программы диагностики онкологических заболеваний, основанные на общих анализах крови, составляют достаточно объёмную комплексную программу, но в основном являются вспомогательными[2]. Всё большее внимание в данной сфере уделяется разработке более широкого класса методов диагностики, основанных на использовании уже разработанной аппаратуры.

Целью данной работы является оценка возможности использования метода динамического рассеяния для ранней диагностики онкологических заболеваний при исследовании биологических жидкостей.

Эксперимент проводился совместно с центром сердца, крови и эндокринологии им. В.А. Алмазова. Объектом исследования в работе являлись препараты цельной крови, а также плазмы крови, полученные при клиническом заборе крови у лабораторных мышей двух групп: контрольной и опытной (привитой карциномой Эрлиха). Кровь для эксперимента бралась у лабораторных мышей одного вида, содержащихся в одинаковых условиях обитания.

Измерения распределений частиц по размерам в препаратах исследуемых жидкостей производились анализатором размеров частиц Horiba LB-550.

В ходе работы были получены данные о распределении частиц по размерам в приготовленных препаратах, с последующей статистической обработкой основных параметров данных распределений: проводилось сравнение этих параметров для контрольных и опытных образцов с целью выявления характерных изменений, по которым можно было бы предположить наличие в образце отклонений, связанных с появлением онкологического заболевания.

В ходе проведения исследования выяснилось, что цельная кровь обладает очень большим разнообразием форм и размеров, содержащихся в ней компонентов[3], некоторые из которых превышают область чувствительности прибора. Таким образом, было решено уделить внимание другим компонентам, и в первую очередь были проведены исследования с препаратами плазмы крови. Оценка функции распределения частиц по размерам в разбавленных препаратах плазмы крови методом динамического рассеяния света показала наличие явно выраженных отличий параметров функции распределения в препаратах подопытных и контрольных особей.

Полученные на данном этапе результаты свидетельствуют о возможности использования метода динамического рассеяния для диагностики патологического состояния организма, связанного с образованием онкологического заболевания. Дальнейшее развитие методики предполагает исследование других видов карцином и опухолевых заболеваний, на различных этапах их развития и при различных условиях проведения эксперимента для достижения наиболее эффективного применения метода в области ранней диагностики онкологических заболеваний.

1. Torre L. A. et al., *CA: a cancer journal for clinicians.*, **65**, №. 2, 87-108, (2015).
2. Михнин А. Е., *Практическая онкология*, **8**, №. 1, 17, (2007).
3. Липунова Е.А., Скорокина М.Ю. *Физиология крови*, 19-21, (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 980 НМ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

Назаров Ю. Д., Ходзицкий М. К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе использован метод интегрирующей сферы для измерения коэффициентов поглощения, рассеяния, ослабления и фактора анизотропии рассеяния на длине волны 980 нм для кожи, костной и мышечной ткани мыши.

В последние десятилетия получило широкое распространение применение лазерных источников излучения в медицине, как для диагностики заболеваний, так и для терапии и лечения множества заболеваний. Примерами такого применения являются процедуры лечения пигментных поражений, сосудистых заболеваний, угревой сыпи, и некоторых видов рака кожи[1]. В диагностике лазеры применяются для спектрального анализа, спектроскопии автофлуоресценции некоторых клеток, микрофлуориметрии и множестве других приложений[2]. Из этого следует необходимость создания простой и доступной методики измерения оптических характеристик биологических объектов.

Так как биологические ткани и жидкости являются сильно рассеивающими средами, обычные методики измерения оптических характеристик материалов в данном случае дадут искаженные результаты. Традиционными методами измерения оптических характеристик невозможно получить параметры рассеивания света. Без специального оборудования или методик проведения эксперимента мы можем измерить только коллимированные параметры (коллимированное пропускание и коллимированное отражение), которые не полностью описывают оптические характеристики рассеивающей среды. В данной работе используется метод измерения при помощи интегрирующей сферы.

Целью эксперимента является получения набора оптических параметров исследуемой среды на длине волны 980 нм. Для этого эксперимента была разработана и создана (напечатана на 3D принтере) интегрирующая сфера с внутренним диаметром 190 мм, покрытая изнутри титановыми белилами. В качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 980 нм, мощностью до 10 Вт, в непрерывном режиме генерации. Для детектирования излучения использовался измеритель мощности излучения Ophir Nova II с датчиком 3A-P-SH-V1. При проведении эксперимента, образец помещался в обозначенные на схеме места, детектор поочередно помещался за выходным отверстием источника излучения и интегрирующей сферы для измерения мощности входящего и выходящего излучения. Измерения повторялись 3 – 5 раз для уменьшения погрешности (Рис.).

Опыт проводился на коже, мышечной и костной тканях мыши *in vitro*. Образцы обрезались до размера в поперечнике порядка 3 см для кожи, 1 см для мышечной ткани и 7 – 8 мм для костной ткани. Толщина образцов оставалась природной, около 0,4 мм для кожи и около 0,5 мм для костной ткани. Мышечная ткань нарезалась на образцы толщиной порядка 0,8 мм.

Обработка полученных данных производилась по следующим формулам:

$$I(z) = (1 - R)I_0 \exp(-\mu_t z) \quad (1)$$

Формула, используемая для расчета коэффициента ослабления (μ_t), где z – толщина образца, R – коэффициент френелевского отражения, I – интенсивность излучения после прохождения образца, I_0 – начальная интенсивность излучения.

$$a = \frac{1 - T_d^2 + R_d^2}{2R_d} \quad (2)$$

$$b = \sqrt{a^2 - 1} \quad (3)$$

Формулы, используемые для расчета промежуточных переменных (a , b), где T_d – коэффициент диффузного пропускания, R_d – коэффициент диффузного отражения.

$$S = \frac{1}{bz} \ln \left[\frac{1 - R_d(a-b)}{T_d} \right] \quad (4)$$

$$K = S(a - 1) \quad (5)$$

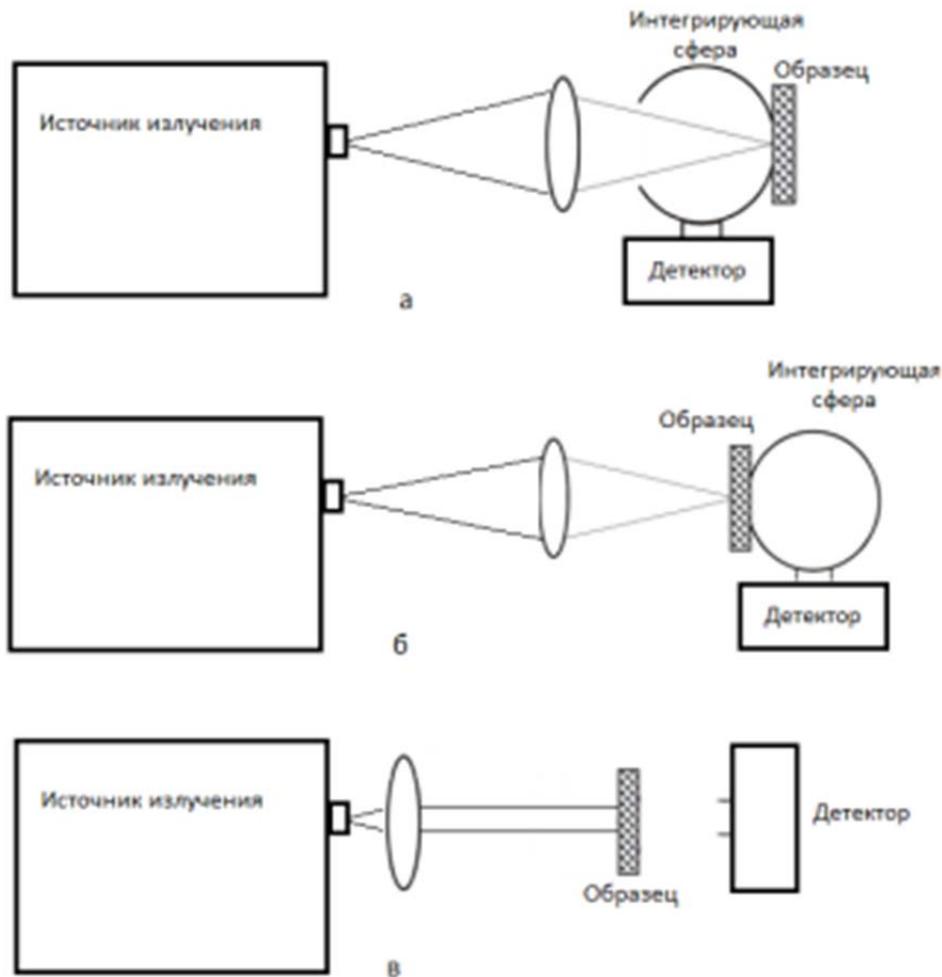


Рисунок. Схема установки для измерения диффузного отражения (а), диффузного пропускания (б) и коллимированного пропускания (в)

Формулы, используемые для расчета коэффициента поглощения Кубелки-Мунка (K) и коэффициента рассеяния Кубелки-Мунка (S), где a , b – промежуточные переменные, рассчитанные по формулам (2) и (3), z – толщина образца, T_d – коэффициент диффузного пропускания, R_d – коэффициент диффузного отражения

$$K = 2\mu_a \quad (6)$$

$$S = \frac{3}{4}\mu_s(1 - g) - \frac{1}{4}\mu_a \quad (7)$$

$$\mu_t = \mu_a + \mu_s \quad (8)$$

$$\mu'_s = \mu_s(1 - g) \quad (9)$$

Формулы, используемые для расчета коэффициентов поглощения (μ_a), рассеяния (μ_s), редуцированного коэффициента рассеяния (μ'_s) и фактора анизотропии рассеяния (g), где K – коэффициент поглощения Кубелки-Мунка, S – коэффициент рассеяния Кубелки-Мунка, μ_t – коэффициент ослабления.

$$\delta = \frac{1}{\mu_a} \quad (10)$$

$$\theta = \arccos(g) \quad (11)$$

$$l_\delta = (\mu_a + \mu'_s)^{-1} \quad (12)$$

$$\Lambda = \frac{\mu_s}{\mu_t} \quad (13)$$

Формулы, использованные для расчетов глубины проникновения (δ), угла рассеяния (θ), средней транспортной длины пробега фотонов (l_δ) и альbedo (Λ).

Было проведено исследование взаимодействия инфракрасного излучения на длине волны 980 нм с тканями мыши. Измерены коэффициенты коллимированного и диффузионного пропускания, коэффициент диффузионного отражения кожи, мышечной и костной тканей мыши. Были рассчитаны коэффициенты поглощения, рассеяния, ослабления, редуцированный

коэффициент рассеяния и фактор анизотропии тканей мышцы. Было показано, что наименьшая глубина проникновения в костную ткань и составляет 0,58 см, а наибольшая в мышечную ткань и составляет 0,69 см. Показано, что наименьший угол рассеяния в коже и составляет 37° , наибольший в мышечной ткани и составляет 41° . Показано, что наименьшая средняя транспортная длина пробега фотона в коже и костной ткани и составляет 0,05 см, наибольшая в мышечной ткани и составляет 0,12 см. Показано, что наименьшее альbedo у кожи и составляет 0,19, наибольшее у мышечной ткани и составляет 0,23.

1. E. D. Baron, *Light-Based Therapies for Skin of Color*, 30-44, (2009).
2. В. В. Тучин, *Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях*, 66-91, (2010)

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СТЕКЛОВИДНОМ ТЕЛЕ ГЛАЗА

Рогов П.Ю., Налегает С.С., Беспалов В.Г.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлена математическая модель линейных и нелинейных процессов, возникающих при распространении фемтосекундного лазерного излучения в стекловидном теле глаза. Методами численного моделирования выполнено решение нелинейного спектрального уравнения, описывающего динамику двумерного ТЕ-поляризованного излучения в однородной изотропной среде с кубической безынерционной нелинейностью без использования приближения медленно меняющихся огибающих. Представлена модель распространения фемтосекундного излучения учитывающая динамику процесса дисперсионного уширения импульсов во времени и возникновение самофокусировки. Результаты работы соотносятся с экспериментальными данными, и могут быть использованы для создания стандартов лазерной безопасности для фемтосекундных лазерных систем.

Фемтосекундные технологии - это лазерные технологии с использованием ультракоротких лазерных импульсов длительностью менее 10^{-12} с. Время взаимодействия на вещество в данном случае гораздо меньше, чем минимальное время взаимодействия на фонную подсистему, что приводит к минимизации тепловой нагрузки. Также фемтосекундные лазерные системы позволяют получить излучение высокой мощности, которое могут инициировать различные нелинейные процессы [1-2]. Это служит дополнительным фактором опасности при воздействии на биообъекты. В настоящее время не существует стандартов по безопасным уровням энергии фемтосекундного лазерного излучения [3].

Эта работа направлена на изучение влияния фемтосекундного лазерного излучения на ткани человеческого глаза для определения предельно допустимых уровней фемтосекундного лазерного излучения. Повреждения в первую очередь зависят от плотности мощности излучения, и вследствие эффекта самофокусировки, характерного для высокоинтенсивного фемтосекундного излучения, вероятность повреждения сетчатки существенно возрастает. В работе [4] была разработана модель глаза с учетом электронной нелинейности электронно-оптических взаимодействий излучения с веществом и показано, что длительность фемтосекундных импульсов увеличивается при прохождении через жидкие среды глаза, а вблизи глазного дна возникает самофокусировка, которая является фактором дополнительной опасности для повреждения сетчатки.

В данной работе основное внимание мы уделили экспериментальному описанию данной модели.

1. С.А. Ахманов, В.А. Высолюх, А.С. Чиркин, Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.:Наука, 1988. 310 с.
2. C. Rulliere, Femtosecond laser pulses. – *Springer, Ed. Rulliere C.* 2005. 438 с.
3. ГОСТ Р 50723-94: Лазерная безопасность. Общие требования безопасности при разработке и эксплуатации лазерных изделий. – М.: Издательство стандартов, 1995. - 34 с.
4. Rogov P. Y., Bepalov V. G. Model propagation of a femtosecond laser radiation in the vitreous of the human eye // *Saratov Fall Meeting 2015.* – International Society for Optics and Photonics, 2016. – С. 99170F-99170F-6.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛОИСТОЙ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ

Астраханцева А.А., Гренкин Г.В., Ковтанюк А.Е.

Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия,
Институт прикладной математики ДВО РАН, Владивосток, Россия,

Исследуется модель переноса оптического излучения в слоистой среде. Рассматриваемая модель описывает эффекты поглощения и рассеяния излучения внутри среды, а также эффекты отражения и преломления на границах раздела слоев. Рассмотрено два подхода численной реализации соответствующей краевой задачи. В первом используется рекурсивный алгоритм метода Монте-Карло, во втором применяется диффузионное приближение исходной задачи. Проведено сравнение решений краевых задач на примере слоистой среды, моделирующей кожный покров с радиационными характеристиками, соответствующими оптическому диапазону длин волн.

Уравнение переноса является классической моделью, описывающей прохождение излучения различных энергий через вещество. При моделировании переноса излучения оптического диапазона длин волн, наряду с учетом рассеяния и поглощения фотонов веществом, часто учитывается отражение и преломление излучения на границах разрыва коэффициента преломления. В этом случае уравнение переноса дополняется обобщенными условиями сопряжения на границах разрыва коэффициента преломления[1],[2]. Уравнение переноса с обобщенными граничными условиями часто используется для моделирования прохождения оптического излучения (лазерная терапия, солнечное облучение и пр.) через кожный покров. Учитывая плоскопараллельное строение среды, в этом случае можно рассматривать одномерное уравнение переноса. Для нахождения решения краевой задачи может быть использован метод Монте-Карло[3],[4], однако, даже в плоскопараллельном случае его реализация требует значительных вычислительных ресурсов. Ускорение работы может быть достигнуто при использовании технологии параллельных вычислений. Другим способом уменьшения вычислительных затрат является упрощение исходной модели. Одним из традиционных путей упрощения модели является использование метода сферических гармоник, или P_N приближения[5]. При $N=1$ метод сферических гармоник приводит к достаточно популярному диффузионному приближению.

Рассмотрим математическую модель, описывающую перенос излучения в слоистой среде $G = (0, H)$, состоящей из конечного числа веществ, отделенных друг от друга поверхностями $\tau = \tau_i, i = \overline{0, p}, \tau_0 = 0, \tau_p = H$. Здесь τ имеет смысл оптической длины. Уравнение переноса излучения в i -ом слое, $i = \overline{1, p}$, имеет вид:

$$\nu f_{i\tau}(\tau, \nu) + f_i(\tau, \nu) = \frac{\omega_i}{2} \int_{-1}^1 p_i(\nu, \nu') f_i(\tau, \nu') d\nu'. \quad (1)$$

Функция $f_i(\tau, \nu)$ связана с интенсивностью излучения следующим соотношением: $f_i(\tau, \nu) = I_i(\tau, \nu) / n_i^2$. Здесь n_i показатель преломления; $I_i(\tau, \nu)$ – интенсивность излучения в точке τ в направлении $\nu \in [-1, 1]$, где ν есть косинус угла между положительным направлением оси τ и направлением распространения излучения; $\omega_i \leq 1$ – альбеда однократного рассеяния; $p_i(\nu, \nu')$ – фазовая функция.

При моделировании прохождения оптического излучения, наряду с рассеянием и поглощением, большую роль играют эффекты преломления и отражения на границах раздела сред с различными показателями преломления. Чтобы учесть указанные эффекты, к уравнениям (1) добавляются условия сопряжения на поверхностях раздела сред.

Граничные условия на внешних и внутренних границах имеют вид[6]:

$$\begin{aligned}
f_1(0, \nu) &= (1 - R_0)h(\nu) + R_0 f_1(0, -\nu), \quad f_p(H, -\nu) = (1 - R_p)h(-\nu) + R_p f_p(H, \nu), \quad \nu > 0, \\
f_{i+1}(\tau_i, \nu) &= R_i(\nu) f_{i+1}(\tau_i, -\nu) + T_i(\nu) f_i(\tau_i, \psi_i(\nu)), \quad i = \overline{1, p-1}, \quad \nu > 0, \\
f_i(\tau_i, \nu) &= R_i(\nu) f_i(\tau_i, -\nu) + T_{i+1}(\nu) f_{i+1}(\tau_i, \psi_i(\nu)), \quad i = \overline{1, p-1}, \quad \nu < 0.
\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь функция h описывает входящее в среду излучение; $-\nu$ и $\psi_i(\nu)$ – направление зеркального отражения и направление преломления по закону Снеллиуса, соответственно; $R_i(\nu)$, $T_i(\nu)$ – коэффициенты отражения и прохождения излучения, соответствующие границе $\tau = \tau_i$; R_0 , R_p – коэффициенты зеркального отражения от внешних границ.

Приведем основные результаты проведенного численного исследования краевой задачи (1), (2).

1. Разработан рекурсивный алгоритм метода Монте-Карло решения задачи (1), (2), основанный на представлении решения в виде ряда Неймана. Проведена параллелизация алгоритма на основе технологии MPI. Исследована эффективность параллелизации.

2. Построено диффузионное (P_1) приближение краевой задачи (1), (2). Разработан и реализован вычислительный алгоритм нахождения решения краевой задачи для диффузионной модели.

3. Проведено сравнение решений краевой задачи (1), (2) и ее диффузионного приближения на примере слоистой среды, моделирующей кожный покров и состоящей из дермы, эпидермиса и рогового слоя. Рассмотрены случаи рогового слоя, как включающие наночастицы TiO_2 и ZnO , так и нет. Радиационные характеристики кожного покрова, соответствующие диапазону длин волн 310–800 нм, взяты из работы [7].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 14-11-00079).

1. И.В. Прохоров, *Math. Notes*, **86**, 234–248, (2009).
2. А.Е. Kovtanyuk, I.V. Prokhorov, *J. Comp. Appl. Math.*, **235**, 2006-2014, (2011).
3. И. В. Прохоров, И. П. Яровенко, *Сиб. электрон. матем. изв.*, **2**, 88–101, (2005)
4. А. Kovtanyuk, К. Nefedev, I. Prokhorov, *Lect. Notes Comp. Sci.*, **6083**, 268-276, (2010).
5. К. Кейз, П. Цвайфель, *Линейная теория переноса*, М: Мир, (1972).
6. I.V. Prokhorov, I.P. Yarovenko, V.G. Nazarov, *Inverse Probl.*, **24**, 025019(13), (2008).
7. И. В. Красников, А. Ю. Сетейкин, А. П. Попов, *Опт. и спектр.*, **118**, № 4, 698-704, (2015).

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕТОДОВ ЛАЗЕРНОЙ КОАГУЛЯЦИИ И РАДИОЧАСТОТНОЙ АБЛЯЦИИ САФЕННЫХ ВЕН ДИАМЕТРОМ МЕНЕЕ 10 ММ

Симонова А.А., Чивилихин С.А., Комарова Ю.В., Орлов Р.О., Селичев М.Д.,
Одод А.В.*, Ходзицкий М.К.

Кафедра Фотоники и Оптоинформатики, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*СФТИ ТГУ, Томск, Россия

Проведен анализ эффективности методов лазерной коагуляции и радиочастотной абляции сафенных вен диаметром менее 10 мм на основе экспериментальных данных и результатов математического моделирования методом конечных элементов.

Варикозное расширение вен (варикоз) нижних конечностей – одно из наиболее часто встречающихся заболеваний периферических сосудов, характеризующееся наследственной предрасположенностью, прогрессирующим течением, серьезными социальными и экономическими последствиями.

В настоящее время, наряду с традиционными хирургическими операциями, в лечении варикоза нижних конечностей все чаще используются эндовазальные методы облитерации вен, к которым относятся лазерная коагуляция (ЭВЛК) и радиочастотная абляция (РЧА). Целью процедур ЭВЛК и РЧА является фиброзная трансформация вен, приводящая к стойкому выключению их из патологического кровотока. Помимо высокой эффективности, сопоставимой с результатами хирургического лечения, несомненными преимуществами этих методик являются меньшая травматичность и хороший эстетический результат [1],[2]. Кроме того, технологии лазерной и радиочастотной облитерации позволяют перевести операции на подкожных венах из стационарной хирургии в амбулаторную.

Существенной отличительной чертой метода ЭВЛК в сравнении с РЧА является то, что измерение температуры внутри вены невозможно. Поэтому хирург эмпирически настраивает прибор перед процедурой, а о степени нагрева крови в вене может судить только по появлению признаков кипения - пузырьков пара в просвете вены при УЗИ. Таким образом, ввиду сложности стандартизации режима работы прибора для лазерной коагуляции, неизбежно возникают систематические ошибки, которые приводят к повреждению окружающих вену нервов, сосудов, подкожной жировой клетчатки и т.д.

Радиочастотная абляция, напротив, является более стандартизированной и контролируемой процедурой, чем лазерная и другие виды термооблитерации, что делает возможным математическое моделирование физических процессов (в частности, процесса теплообмена внутри вены), происходящих в момент операции. Анализ результатов моделирования позволяет выбирать оптимальный режим работы прибора, при котором вероятность ожогов соседних с оперируемой веной тканей будет минимальной, а деструкция эндотелия – полной.

На Рис. показана модельная зависимость температуры внешнего и внутреннего слоев стенки вены (толщина которой равняется 1 мм) от времени воздействия катетера на патологически измененный сосуд, полученная в настоящей работе. Серая кривая соответствует временной зависимости температуры стенки вены в слое, расположенном на уровне 0.5 мм от поверхности катетера, черной кривой показана аналогичная зависимость для внешнего слоя стенки сосуда, расположенного на уровне 1 мм от поверхности катетера.

Представленный на Рис. температурно-временной режим для процедуры радиочастотной абляции сафенных вен диаметром менее 10 мм обеспечивает оптимальный нагрев стенки вены: температура принимает значения выше 70°C и ниже 100°C в срединном слое, что способствует деструкции эндотелиальных клеток без vaporization воды, и значения менее 70°C на внешней стороне стенки вены, таким образом, не приводя к ожогам.

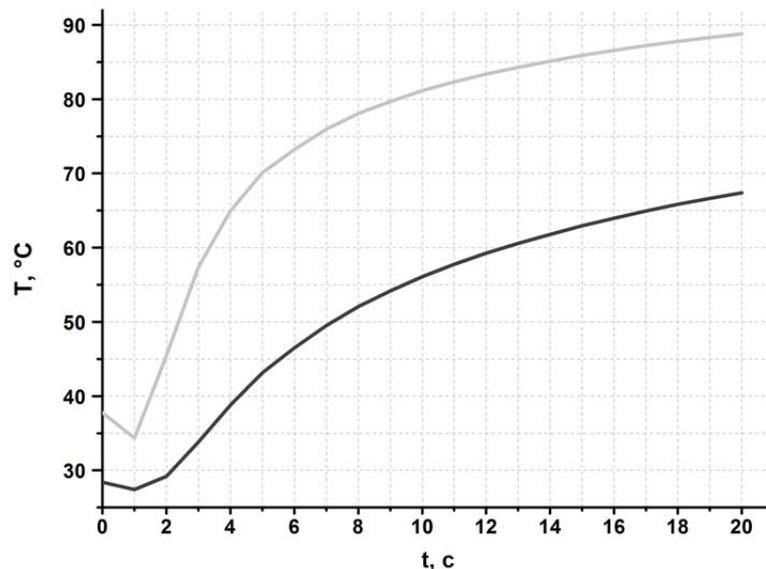


Рисунок. Временная зависимость температуры стенки вены в слоях, расположенных на расстояниях 0.5 (серая кривая) и 1 (черная кривая) мм от поверхности катетера

Анализ оценок эффективности методов ЭВЛК и РЧА, полученных на основе экспериментальных фактов[2] и результатах математического моделирования, позволяет сделать вывод о том, что оба метода позволяют успешно бороться с варикозным расширением вен нижних конечностей. Однако процедура лазерной коагуляции оказывается более болезненной и быстродействующей по сравнению с РЧА. При увеличении диаметра варикозных сафенных вен эффективность каждой из рассмотренных процедур снижается. Для диаметра вен более 10 мм применение РЧА оказывается нецелесообразным, а метод лазерной коагуляции нуждается в существенной доработке.

1. R. Van den Bos, L. Arends, M. Kockaert, M. Neumann, T. Nijsten, *J. Vasc. Surg.*, **49**, №1, (2009).
2. Соколов А.Л. и др., *«Ангиология и сосудистая хирургия»*, **15**, №1, 69-75, (2009).

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ РАСТИТЕЛЬНЫХ БИОТКАНЕЙ В ИССЛЕДОВАНИЯХ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ МИКРОСКОПИИ

Чирская В.В., Жукова Е.В., Ермолаев П.А., Маргарянц Н.Б.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Методом оптической когерентной микроскопии исследована микроструктура растительных биотканей на примере приповерхностных слоёв перидермы *solánium tuberosum*. Рассмотрены различные алгоритмы обработки экспериментальных интерферометрических сигналов и визуализации внутренней микроструктуры исследуемых биологических объектов. Приведены примеры построения томограмм.

Исследование и визуализация поверхности и внутренней микроструктуры тканей различной природы играет важную роль во многих областях науки и технологий. Широкое распространение получили оптические методы изучения микроструктуры, позволяющие сохранять целостность исследуемых объектов, что особенно важно в области биологии и медицины. Наибольшей точностью и разрешением обладают интерферометрические методы исследований, такие как оптическая когерентная томография (ОКТ) и микроскопия (ОКМ). Основной задачей обработки экспериментальных данных в ОКТ является извлечение информации о строении исследуемого объекта путём обработки интерферометрических [1].

В данной работе сканирования проводилось при помощи системы ОКТ во временной области на базе автоматизированного микроинтерферометра Линника МИИ-4. Объектом исследования служили приповерхностные слои перидермы клубня паслёна клубненосного (*solánium tuberosum*). Данный метод ранее применялся для изучения строения растительных биотканей и обнаружения их отдельных структурных элементов и дефектов [2]. Обработка экспериментальных сигналов выполнялась при помощи трёх алгоритмов: на основе фильтра Баттерворта (ФБ), расширенного фильтра Калмана (РФК) и последовательного метода Монте-Карло (ПММК) [3].

Рассмотренные алгоритмы позволяют выполнять построение томограмм (*B*-сканов) исследуемых объектов, которые можно интерпретировать как изображения поперечных сечений образцов. Улучшения качества визуализации микроструктуры можно добиться путём подбора параметров фильтрации регистрируемых данных. Так при построении томограмм при помощи алгоритма на основе ФБ выполнялся подбор частот фонового и амплитудного срезов после оценки частоты интерференционных полос, обратной количеству условных точек на полосу. При использовании РФК задавались такие стартовые параметры, как начальное значение фона, равное начальному значению сигнала, начальные значения амплитуды и фазы, принимаемые равными нулю, и начальное значение частоты сигнала, варьирование которого в значительной мере определяет качество визуализации. Аналогичную роль значение стартовой частоты сигнала играет в ПММК. Подбор этого параметра осуществляется не только в соответствии с оценкой вида интерференционной картины, но и с учётом априорной информации о параметрах используемой оптической системы. Результаты применения рассматриваемых алгоритмов для построения *B*-сканов перидермы в области нароста на поверхности образца приведены на Рис.

Можно отметить, что *B*-скан, полученный при помощи РФК, обладает более высоким контрастом по сравнению с результатами применения алгоритма на основе ФБ и ПММК, но демонстрирует размытие границ визуализируемого слоя. Результат применения ПММК содержит наибольшее количество шумов, что обусловлено малым отношением сигнал/шум в сигнале и стартовыми настройками. Количество шумов уменьшается путём изменения стартовых параметров, однако, это может привести к ухудшению качества оценок амплитуды сигнала.

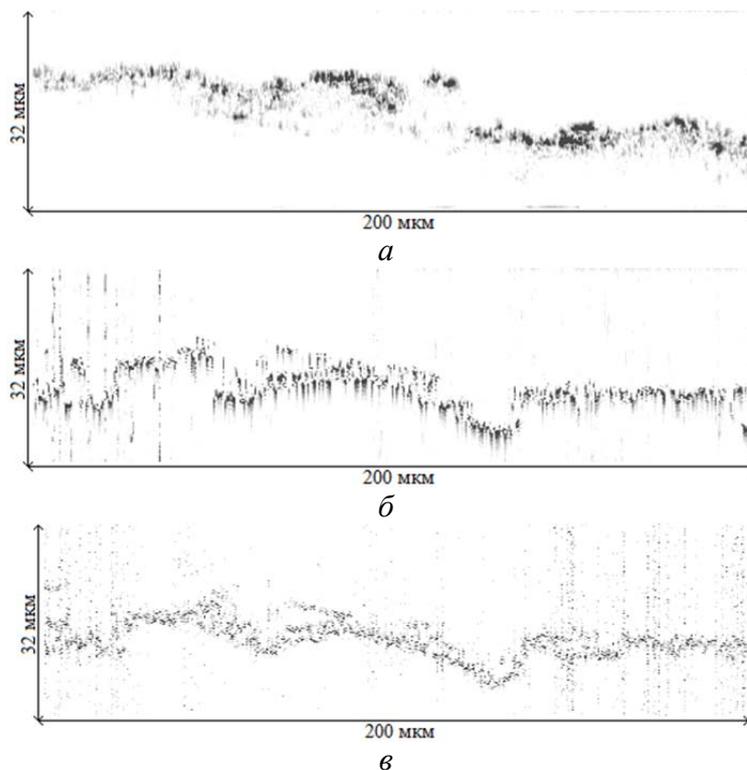


Рисунок. В-сканы приповерхностных слоёв перидермы клубня *solánium tuberosum*, полученные в результате обработки данных при помощи ФБ (а), РФК (б) и ПММК (в)

Таким образом, лучшее качество визуализации наблюдается при применении ФБ, в то время как результаты использования РФК и ПММК демонстрируют большую подверженность влиянию шумов и неточности задания стартовых параметров.

1. И.П. Гуров, *Оптическая когерентная томография: Принципы, проблемы и перспективы*, СПбГУ ИТМО, 6-30, (2004).
2. V.V. Chirskaya, N.B. Margaryants, E.V. Zhukova, *The study of plant tissue by digital microscopy methods*, *Journal of Physics: Conference Series*, **536**, №1, 012014, (2014).
3. P. Ermolaev, M. Volynsky, *The second order Kalman filter and Markov nonlinear filter for data processing in interferometric systems*, *Journal of Physics: Conferences Series*, **012015**, №536, 1-3, (2014).

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК С КОНЦЕНТРАТОРОМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ СПИННОМОЗГОВОЙ ЖИДКОСТИ

Савочкина М.М., Шачнева Е.А., Бадеева Е.А., Мурашкина Т.И.
ФГБОУ ВО «Пензенский государственный университет», Пенза, Россия

Разработан принципиально новый датчик для измерения гидростатического давления спинномозговой жидкости (СМЖ), обладающий рядом преимуществ: высокая точность измерений при малых массогабаритных параметрах, отсутствие электромагнитного воздействия на пациента, абсолютная искро-, взрыво-, пожаробезопасность.

В медицине большое значение имеет измерение давления спинномозговой жидкости (СМЖ), которое относят к гидростатическому (ГД)[1]. В правильно функционирующем организме СМЖ выполняет множество функций: механическую - при механических ударах она передает ГД равномерно во все стороны, предохраняя мозг; транспортную - служит транспортным средством для разных веществ, метаболитов, биологически активных субстанций, гормонов; регулировочную - регулирует внутричерепное давление.

Измерение и контроль гидростатического давления СМЖ проводят при различных заболеваниях центральной нервной системы, а также при травмах головного или спинного мозга.

Основной формулой характеризующей ГД является выведенная Паскалем формула:

$$P = \frac{P_{ж}}{S} = \rho gh \quad (1)$$

В системе измерения спинномозговой жидкости нормальным давлением является давление, измеряемое при горизонтальном положении человека (в положении лёжа). При этом нормальное давление составляет около 130 мм вод. ст., но возможно снижение до 65 мм или подъем давления до 195 мм вод. ст. у здорового человека[2]. Ворсинками паутинной оболочки осуществляется регуляция давления спинномозговой жидкости. Если давление спинномозговой жидкости больше, чем давление крови в венозных синусах, то клапаны открываются более широко, соответственно ГД спинномозговой жидкости почти никогда не превышает давление в черепно-мозговых венозных синусах, больше чем на несколько миллиметров водного столба. При патологических состояниях ворсинки могут блокироваться большими твердыми частицами, фиброзом или избытком клеток крови, попадающих в спинномозговую жидкость при болезнях мозга. Избыток данных клеток может вызвать блокирование нормального прохождения крови и привести к высокому давлению спинномозговой жидкости [3].

Стандартный метод измерения давления СМЖ в большинстве случаев заключается в следующем: пациент должен лежать на боку точно горизонтально, чтобы давление в спинномозговом канале было равно давлению в своде черепа. Затем в поясничный отдел между 3 и 5 позвонком вводится спинномозговая игла, которую соединяют с градуированной трубкой для измерения ГД в спинномозговом канале. Давление примерно определяется по скорости вытекающей СМЖ: при высоком давлении - СМЖ вытекает струей или частыми каплями, при низком - редкими каплями. Ввиду низкой точности измерений необходима разработка принципиально новых средств измерений, которые отвечали бы всем требованиям по точности и безопасности.

Авторами статьи предлагается измерять гидростатическое давление СМЖ с помощью волоконно-оптического датчика гидростатического давления (ВОДГД) с концентратором (Рис.).

Мембрана 1 жестко соединена со штуцером 2. В центре мембраны жестко закреплен дифференциальный предельный аттенюатор 3. Подводящее оптическое волокно (ПОВ) 4 и отводящие оптические волокна (ООВ) 5 жестко закреплены в корпусе 6. Концентратор 7 соединен с корпусом с помощью сварки. Юстировка волокон относительно отверстия в

аттенюаторе 3 осуществляется с помощью металлической прокладки 8, толщина которой подбирается в процессе настройки датчика[4].

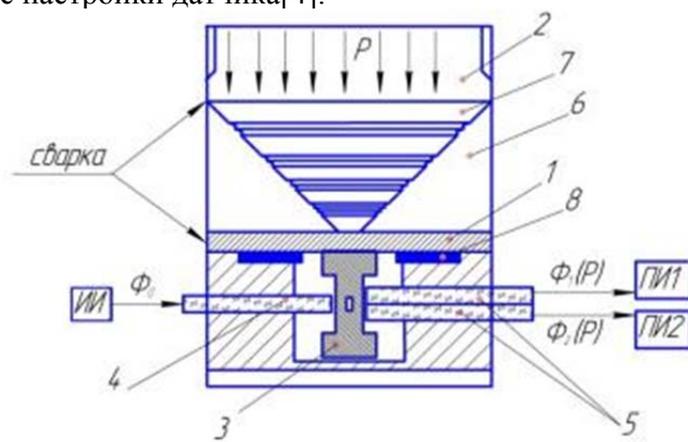


Рисунок. Упрощенная конструктивная схема ВОДГД с концентратором

Использование концентратора необходимо в данном устройстве для того, чтобы максимально сосредоточить измеряемое малое гидростатическое давление в центральной части мембраны. Такое техническое решение обеспечит высокую чувствительность датчика.

Разрабатываемый датчик работает следующим образом: концентратор имеет форму конуса, в основании которого лежит окружность, СМЖ, попадая в концентратор, стекает вниз, где и концентрируется давление. В основании концентратора расположен чувствительный элемент – мембрана, которым воспринимается измеряемое давление. Под действием СМЖ мембрана прогибается, смещая аттенюатор относительно торцов ПОВ и ООВ, что ведет к изменению интенсивности сигналов.

1. Т.И. Мурашкина, Е.А. Шачнева, *Применение волоконно-оптического датчика с концентратором для измерения гидростатического давления спинномозговой жидкости* //Сб. материалов науч.- техн. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых в рамках Всероссийской научной школы «Волоконно-оптические, лазерные и нано-технологии в наукоемком приборостроении», посвященной 350-летию города Пенза, Пенза: Изд-во ПГУ, - С.192-194, -(2013).

2. В.В. Истомин, Т.В. Истомина, *Обоснование разработки многоканальной системы с удаленным доступом для исследования и коррекции постуральных расстройств/ Информационные и управленческие технологии в медицине и экологии-сборник статей IX Всероссийской научно-технической конференции - С. 21-25.- (2015).*

3. Т.И. Мурашкина, Т.В. Истомина, Е.А. Бадеева, Д.И. Серебряков, О.В. Юрова, А.Ю. Удалов, Е.А. Шачнева, *Измерение расхода жидкости в системах жизнеобеспечения космонавтов/Медицинская техника. - № 5- С.31-34 – (2015).*

4. М.М. Савочкина, Д. М. Голев, Д.В. Митин, *Измерительная установка для проверки механической преобразующей системы волоконно-оптического датчика давления//2 том, Статьи Международного симпозиума: Надежность и качество – 2014, - Пенза: Изд-во Пенз. ГУ, 387 с. С. 148-151-(2014).*

СЕМИНАР «ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ»

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЛИЯНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АКТИВНОСТЬ ГЕНЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ КЛЕТКИ И ОРГАНИЗМА

Федоров В.И.

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Доклад представляет собой обзорное изложение собственных и литературных данных об эффектах воздействия терагерцового излучения на состояние ДНК, хромосом и активность генов в клетках микроорганизмов и эукариотов. Описываются фенотипические изменения при облучении целостных организмов. Рассматриваются мутагенные эффекты и эпигенетические пути воздействия.

Терагерцовое излучение (0,1-10 ТГц) обладает различными биологическими эффектами, в том числе воздействует на состояние и функции генетического аппарата клетки и организма в целом. Это продемонстрировано в разнообразных экспериментах. В опытах *in vitro* показано инициирование терагерцовым излучением изменения конформации молекул ДНК. В культурах клеток млекопитающих при облучении в S-фазе клеточного цикла наблюдали угнетение синтеза ДНК. Показано изменение состояния отдельных хромосом после терагерцового облучения лимфоцитов человека, гибридной клеточной линии и эмбриональных стволовых клеток человека.

Различными методами обнаружено влияние терагерцового излучения на активность отдельных генов у микроорганизмов, на экспрессию генов в клеточных культурах Т-лимфоцитов, фибробластов и кератиноцитов, на препаратах кожи человека и мыши, а также в фибробластах плода человека и мезенхимных стволовых клетках мыши.

Терагерцовое излучение, с одной стороны, снижает степень проявления радиационной мутации у дрозофил, с другой – проявляет мутагенное воздействие на организмы животных и растений. Показано, что терагерцовое излучение индуцирует фенотипические изменения признаков у микроорганизмов, растений и животных. Обусловленный терагерцовым излучением полиморфизм по целому ряду морфологических и биохимических признаков у растений сохраняется и увеличивается от поколения к поколению. Эффект терагерцового излучения может зависеть от генотипа организма.

Воздействие терагерцового излучения на генетическую систему может быть как прямым, так и реализоваться эпигенетическим путём. По результатам исследований, демонстрирующих влияние терагерцового излучения на активность генов в фибробластах плода человека, а также в экспериментах на дрозофилах, показавших наличие влияния излучения на продолжительность жизни взрослых особей и потомства первого поколения, полученного от облученных самок и необлученных самцов, на длительность периода достижения взрослого состояния у особей потомства первого поколения, полученного от облученных и необлученных родительских самцов и самок в различных комбинациях скрещивания, и на соотношение численности особей мужского и женского пола из потомства первого поколения, полученного при таких типах скрещивания, сделано предположение об эпигенетическом изменении экспрессии генов и сигнальных путей, контролирующей выживаемость и продолжительность жизни дрозофил под воздействием терагерцового излучения.

Следовательно, характер эффекта терагерцового излучения сопряжен с определённым типом половых клеток. Это не означает, что излучение достигает непосредственно половых желёз. Но это свидетельствует о том, что общая реакция организма на терагерцовое излучение опосредуется в данном случае вкладом гамет облученного организма в раннее развитие дрозофил.

Безусловно, эффект влияния на период созревания особей потомства первого поколения до взрослой стадии, инициированный терагерцовым излучением, не может быть реализован без

влияния на генетическую систему, поскольку развитие – это процесс последовательного включения все более и более усложняющихся генных систем, при котором продукты одних генов выступают в качестве эффекторов активизации регуляторных районов других генов. Можно предположить, что в данном случае имеет место опосредованное влияние терагерцового излучения на зародышевые клетки, имеющее эпигенетические механизмы, вызывающие изменение экспрессии генов развития.

Любой биологический эффект терагерцового излучения является следствием действия электромагнитного поля этого частотного диапазона. Механизм первичного физического действия терагерцового излучения, приводящего к отклику на уровне целого организма, не установлен до сих пор. Стало лишь ясно, что в основе его необязательно лежит тепловой эффект. Существование нетепловых биологических эффектов электромагнитных полей является на сегодня четко установленным фактом.

Одним из возможных первичных механизмов биологического эффекта терагерцового излучения может быть перераспределение электрического заряда на мембранах клеток, сопровождающееся изменением внутри- и внеклеточных потоков ионов. В связи с этим уместно вспомнить исследование, проведенное в лаборатории А.Л.Чижевского, показавшее, что положительно заряженные аэроионы ускоряют эмбриональное развитие дрозофил.

Ещё одним путём влияния может быть изменение под действием высокочастотного терагерцового излучения естественной частоты колебания хитинового покрова, присущего насекомым, что может быть стрессовым фактором. Известно, что любое стрессовое воздействие оказывает влияние на функциональное состояние половых клеток, а отсюда на развитие организма и его биохимические и физиологические характеристики.

Независимо от того, где происходит рецепция терагерцового излучения, его воздействие на активность генетической системы может быть связано с одним или разными механизмами, изменяющими экспрессию генов и сигнальных путей, контролирующих активность генов.

Таким образом, к настоящему времени сложилось представление о том, что терагерцовое излучение влияет на генетическую систему на молекулярном, клеточном и организменном уровнях. Это представление стало общепринятым.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕПРЕРЫВНОГО ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КРЫСИНЫЕ ГЛИАЛЬНЫЕ КЛЕТКИ

Личутин А.К., Вакс В.Л.*, Серебрякова М.К.**, Седых Е.А., Боровкова М.А., Сальникова А.В., Ходзицкий М.К.

Кафедра Фотоники и Оптоинформатики, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Институт физики микроструктур Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

**Институт экспериментальной медицины, Санкт-Петербург, Россия

В работе показано влияние ТГц излучения на крысиные глиальные клетки, с помощью получения зависимости количества в образце живых клеток и клеток на ранних и поздних стадиях апоптоза от времени воздействия терагерцового излучения при постоянной мощности.

Использование терагерцового излучения во многих областях имеет большие перспективы, особенно в диагностике и терапии социально значимых заболеваний, благодаря его свойствам. Важным фактором является то, что оно является неионизирующим, в отличие от рентгеновского излучения. В то же время, различные биологические ткани обладают существенно различным поглощением в данном частотном диапазоне, что позволяет обеспечить контрастность снимков. Кроме того, в терагерцовом диапазоне частот лежат резонансы вращательных и колебательных переходов многих биомолекул. Таким образом, актуальной задачей является исследование влияния ТГц излучения на живые ткани [1].

В данной работе проводился эксперимент по облучению непрерывным ТГц излучением мощностью 10 мВт в диапазоне 115-178 ГГц и длительностью от 1 минуты до 5 минут перевиваемую линию крысиных глиальных клеток С6, полученную из коллекции клеточных культур позвоночных. Культивирование клеток проводилось в соответствии с рекомендациями ФГБУН «Институт цитологии РАН». Для постановки экспериментов клетки высевали в лунки 24-х луночного плоскодонного планшета (“Sarstedt”, Германия). Облучение проводилось при плотности монослоя клеток в 50%. Оценка изменения мембранного потенциала митохондрий проводилась с помощью метода, основанного на использовании двух флуоресцентных красителей - метилового эфира тетраметилпродамина (TMRM) и ДНК-связывающего красителя DRAQ7. TMRM относится к группе катионных липофильных красителей, применяемых для изучения мембранного потенциала митохондрий клеток. В то время как деполяризация митохондрий рассматривается как «раннее» событие при запуске апоптоза, нарушение целостности поверхностной мембраны (то есть ее фрагментация) обычно характерно для клеток, находящихся на терминальных стадиях гибели. Поэтому для выявления разных стадий апоптоза, помимо TMRM, клетки дополнительно окрашиваются DRAQ7 – красителем, способным взаимодействовать с нуклеиновыми кислотами клеток. DRAQ7 не способен диффундировать через билипидные мембраны и, как следствие, не способен связаться с ДНК клеток. Однако по мере фрагментации цитоплазматической и ядерной мембран краситель проникает в клетку и взаимодействует с РНК и ДНК. Следствием подобного взаимодействия является накопление красителя в цитоплазме и ядре, и смещение флуоресценции клетки в красную часть спектра (детекция проводится на длине волны 725 ± 20 нм).

Для оценки мембранного потенциала митохондрий к 100 мкл клеточной суспензии ($2-3 \times 10^6$ клеток/мл) добавляли 20х раствор метилового эфира тетраметилпродамина (TMRM) в финальной концентрации 150 нМ (кат. № T668, Thermo Fisher Scientific Inc, США). Рабочий 20х раствор готовили *ex tempete*, добавляя к 10 мкл стокового раствора (стоковый 3 мМ раствор готовили на ДМСО(Диметилсульфоксид), дозировали по 10 мкл и хранили при -20°C до использования) 990 мкл ЗФР (забуференный физиологический раствор). После внесения красителя образцы тщательно перемешивали и инкубировали в течение 20 минут при 37°C в атмосфере 5% CO_2 . По завершении инкубации образцы были отмыты избытком ЗФР, содержащим 2% ЭТС (8 минут при 300g).

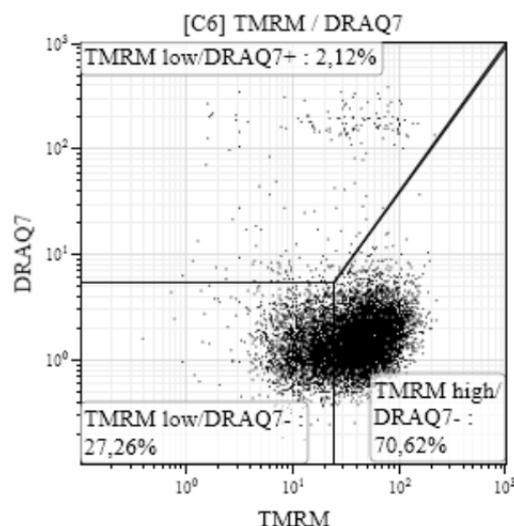


Рис. 1. Тактика гейтирования, использованная для выделения живых клеток и клеток, находящихся на разных стадиях апоптоза. Живые клетки обладают яркой флуоресценцией по каналу, предназначенному для детекции TMRM, но не накапливают DRAQ7 – фенотип TMRM high/DRAQ7-. Клетки, находящиеся на ранних стадиях апоптоза, имеют сниженный митохондриальный потенциал, но сохраняют непроницаемость для DRAQ7 – фенотип TMRM low/DRAQ7-. Клетки, находящиеся на поздней стадии апоптоза или уже погибшие (некроз), не накапливают эффективно TMRM, но окрашиваются DRAQ7 – фенотип TMRM low/DRAQ7+

После этого надосадок был удалён, а клеточный осадок переведён в 100 мкл свежего ЗФР. В полученную клеточную суспензию вносили 5 мкл рабочего раствора ДНК-связывающего красителя DRAQ7 (кат. № B25595, Beckman Coulter, США) и инкубировали образцы в течение 10 минут при комнатной температуре в защищенном от света месте. По завершении инкубации в образцы внесли по 200 мкл ЗФР и проводили цитометрический учет. Анализ образцов проводился на проточном цитофлуориметре Navios™ («Beckman Coulter», США). Для каждого из образцов были проанализированы не менее 20000 одиночных клеток. Результат приводится в виде среднего арифметического с погрешностью в виде ошибки среднего (Mean±SEM). Сравнение выборок проводилось с помощью t-критерия Стьюдента. Различия считаются достоверными при $p < 0.05$. Результаты анализа приведены в таблице 1.

Таблица 1. Относительное количество живых клеток и клеток находящихся на разных стадиях апоптоза в образцах подвергшихся терагерцовому облучению разной длительности (% , Mean±SEM, n=4, * - $p < 0.05$, ** - $p \leq 0.001$).

| | Живые клетки | Ранние апоптотические клетки | Поздние апоптотические/мёртвые клетки |
|--------------------------|---------------------------------|--|---|
| Длительность воздействия | Живые клетки (TMRM high/Draq7-) | Ранние апоптотические клетки (TMRM low/Draq7-) | Поздние апоптотические/мёртвые клетки (TMRM low/Draq7-) |
| 0 мин. | 88,35±1,2 | 9,98±1,23 | 1,68±0,24 |
| 1 мин. | 82,18±1,4* | 15,6±1,12* | 2,23±0,59 |
| 2 мин. | 81,9±0,46* | 15,83±0,49* | 2,28±0,63 |
| 3 мин. | 79,65±0,98** | 18,93±0,97** | 1,43±0,07 |
| 4 мин. | 76,5±1,6** | 21,75±1,55** | 1,75±0,14 |
| 5 мин. | 74,3±1,73** | 24,28±1,68** | 1,43±0,11 |

Из данных видно, что количество клеток с активно функционирующими митохондриями (фенотип “TMRM high/Draq7”) в образцах, подвергавшихся воздействию терагерцового излучения, достоверно ниже аналогичной величины в контрольных образцах ($p < 0.05$).

Увеличение времени облучения приводит к снижению количества таких клеток в пробе. В свою очередь, количество клеток со сниженной способностью накапливать митохондриальный краситель (фенотип “TMRM low”), достоверно растет по мере увеличения времени воздействия. Стоит отметить, что в популяции клеток, обладающих фенотипом “TMRM low/Draq7”, т.е. имеющих сниженный мембранный потенциал митохондрий одновременно с повреждениями наружной мембраны, не было отмечено достоверных изменений в опытных образцах по сравнению с контролем.

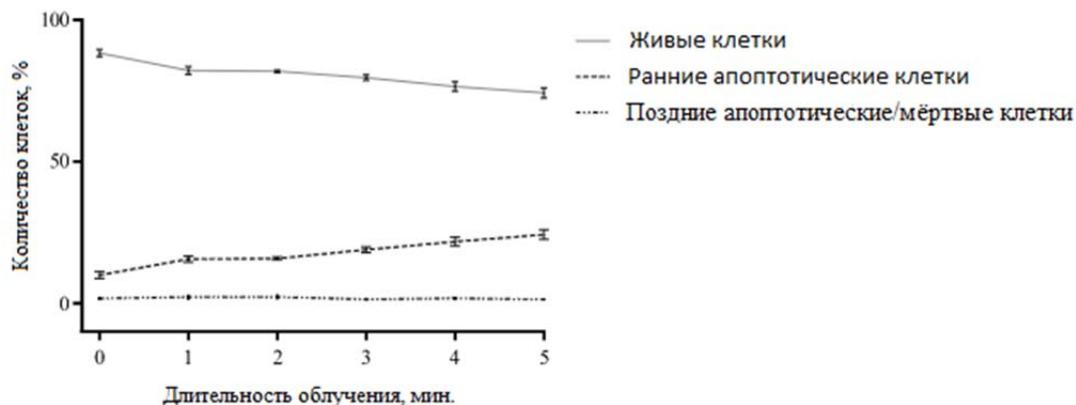


Рис. 2. Зависимость количества в образце живых клеток и клеток на ранних и поздних стадиях апоптоза от времени воздействия терагерцового излучения.

Вывод: в работе показано влияние ТГц излучения на крысиные глиальные клетки, а именно, что при увеличении длительности излучения, количество живых клеток сокращается. Результаты этой работы будут полезны в области диагностики и терапии социально значимых заболеваний.

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - U01).

1. Akagi J., Kordon M., Zhao H., Matuszek A., Dobrucki J., Errington R., Smith P.J., Takeda K., Darzynkiewicz Z. and Wlodkowic D. *Real-time cell viability assays using a new anthracycline derivative DRAQ7®* / Cytometry A., **83(2)**, 227–234, (2013).

OPPORTUNITY OF USING PULSED LOW-INTENSIVE TERAHERTZ SOURCES FOR MEDICAL PRACTICE

Smolyanskaya O.A., Odlyanitskiy E.L., Lu Yu*, Khodzitsky M.K., Sedykh E.A.,
Semenova** A.V.

ITMO University, St-Petersburg, Russia

**Rochester University, USA*

***Institute for Physics of Microstructures, Nizhny Novgorod, Russia*

Usage of terahertz radiation in medical and biological research has various aspects, from studying biological effects of this radiation and analyzing characteristics of biomolecules to different medical applications [1, 2]. The advantages of such diagnostics include safety for the personnel, low price and patient's comfort.

A significant part of vibrational-rotational spectrum of water and many organic molecules, including bioactive molecules (proteins and nucleic acids), as well as frequencies of intermolecular interactions, lie in the terahertz range [3].

In the paper we created a diagram, where we highlighted the areas of different types of terahertz radiation effects. It is obvious that the results can be grouped based on the oval-shaped zones. The first zone combines the results for therapeutic effect of terahertz radiation. Negative effects are observed upon exposure to radiation with power more than 10 mW/cm^2 and exposition up to 100 minutes; if exposure is prolonged, these effects are seen with lower power values. There is also a third zone of absence of effect.

Therefore in this work we studied the effects of THz therapy on the eye corneal and diagnostics of cancer blood and DNA gyrotropy.

We observed a positive effect on epithelialization of scarified eye cornea within the first hours. It was higher by 10% compared to non-irradiated cornea. During experiments it was found that terahertz radiation was well tolerated, safe, exhibited no toxic and allergic reactions or resulted in pathohistological changes in the eye tissues.

We studied normal mice and a mice with breast cancer model. We analyzed blood from the mouse tail after seven days of tumor transplantation. We investigated the whole blood without centrifugation, blood plasma and Ehrlich carcinoma cells. The maximum deviation of the control plasma and the Ehrlich plasma observed at 0.7 and 0.8 THz.

We studied the polarization properties of the DNA in the A and B conformations. In addition the medical alcohol to the aqueous solution of DNA conformational transition occurs of biomolecules (from B to form A).

This leads to changes in the absorption spectrum of THz range. When adding medical alcohol to the aqueous solution of DNA conformational transition occurs biomolecules (from B to A form), which in turn causes changes in the absorption spectrum. Comparative THz absorption spectrum of the objects shows that the absorption spectrum of the aqueous-alcoholic solution of DNA shifted relative to the absorption spectrum of pure aqueous solution. This is probably due to a conformational transition of molecules.

To generate broadband pulsed THz radiation we used the experimental setup. Photoconductive antenna (InAs) was placed in a constant magnetic field [4]. Antenna was exposed by radiation of femtosecond laser. The sample was fixed perpendicularly to the optical axis in the focal plane using two axis motorized translation stage. It allowed to obtain THz radiation in conical form with the following parameters: spectral range from 0.1 to 1.0 THz, average power $0.3 \mu\text{W}$, pulse duration 2.7 ps.

This work was supported by the Government of Russian Federation (Grant 074 – U01).

1. Wróbel M S, Popov A P, Bykov A V, Kinnunen M, Jędrzejewska-Szczerska M, Tuchin V V 2015 *J. Innov. Opt. Health Sci.* **8** (3) 1541005.

2. Wróbel M S, Popov A P, Bykov A V, Kinnunen M, Jędrzejewska-Szczerska M, Tuchin V V 2015 *J. Biomed. Opt.* **20** (4) 045004.

3. Jędrzejewska-Szczerska M, Wróbel M S, Galla S, Piechowski L, Popov A P, Bykov A V, Tuchin V V, Cenia 2015 *J. Biomed. Optics* **20 (8)** 085003.

4. Strepitov E A, Liakhov E P, Balbekin N S, Khodzitsky M K, Smolyanskaya O A, Trulyov AS, Serebryakova M K 2015 *Proceedings of SPIE* **9542** 95420M

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ВОДЫ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Боровкова М.А., Ходзицкий М.К., Жанг К-Ч.*, Буччери Ф.*

Кафедра Фотоники и Оптоинформатики, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* Университет Рочестера, Рочестер, Нью-Йорк, США

Содержание воды в биологическом объекте – важнейший показатель здоровья и жизнеспособности организма. Исследование посвящено разработке методов для проведения неинвазивных измерений концентрации воды в биологических образцах с помощью импульсной терагерцовой спектроскопии в режимах на пропускание и отражение.

Терагерцовое (ТГц) излучение обладает рядом применений в связи с его уникальными свойствами: импульсная терагерцовая спектроскопия (ИТС) используется для неинвазивного изучения произведений искусства[1], в области идентификации, для диагностики различных заболеваний или аномалий путем облучения биологических тканей и объектов[2]. Кроме того, сильное поглощение ТГц излучения водой позволяет использовать его как чувствительный датчик гидратации[3].

В связи с постоянно ухудшающейся экологической ситуацией в мире, существует потребность в разработке неинвазивных методов оценки реакции растений на засуху и другие стрессы. На данный момент, для оценки содержания воды применяются деструктивные методы: гравиметрический метод или метод напорной камеры. Существующие неинвазивные методы определения концентрации воды с помощью ТГц излучения основаны на проведении корреляции между содержанием воды в образце и уровнем пропускания ТГц излучения через него. Область применения таких методов ограничена толщиной используемого объекта, содержащего воду. В отличие от геометрии на пропускание, гораздо больший потенциал для использования имеет режим на отражение в силу отсутствия ограничений по толщине объекта. Использование геометрии на отражение открывает целый ряд не менее важных возможных применений техники определения концентрации воды. Исследования[4] показали, что по уровню концентрации воды в ткани возможно различать здоровые и раковые ткани. Кроме того, неинвазивный ТГц датчик гидратации имеет большой потенциал для исследования роговицы глаза человека. Таким образом, целью данной работы является разработка методов определения концентрации воды в биологических объектах и тканях с помощью ИТС в режимах на пропускание и на отражение.

Исследование включало в себя следующие этапы: модификация существующего метода определения концентрации воды в биологических объектах с помощью ИТС в режиме на пропускание, разработка программного пакета в среде Matlab с графическим пользовательским интерфейсом для быстрого расчета концентраций воды в режиме на пропускание, разработка метода для определения концентрации воды в приповерхностном слое биологических объектов с помощью ИТС в режиме на отражение, разработка программного пакета в среде Matlab с графическим пользовательским интерфейсом для быстрого расчета концентраций воды в режиме на отражение; проведение экспериментов по определению концентрации воды в режимах на отражение и на пропускание с использованием листов растений (режим на пропускание) и более крупных биологических образцов (режим на отражение) на различных импульсных ТГц спектрометрах.

Методика измерения концентрации воды в биологических объектах основана на теории эффективной среды, которая позволяет рассматривать объект как смесь его компонентов. Расширенная модель Ландау-Лифшиц-Лоенга связывает эффективную комплексную диэлектрическую проницаемость неоднородной структуры с диэлектрическими проницаемостями компонентов соотношением[5] (1):

$$\sqrt[3]{\hat{\epsilon}_{mix}(f)} = a_w \sqrt[3]{\hat{\epsilon}_w(f)} + a_1 \sqrt[3]{\hat{\epsilon}_1(f)} + a_2 \sqrt[3]{\hat{\epsilon}_2(f)}, \quad (1)$$

где $\hat{\epsilon}_{mix}$, $\hat{\epsilon}_w$, $\hat{\epsilon}_1$, $\hat{\epsilon}_2$ – диэлектрические проницаемости неоднородной водосодержащей структуры, воды, первого и второго компонентов, соответственно; a_w , a_1 , a_2 – концентрации воды, первого и второго компонентов, соответственно.

Для работы в ТГц диапазоне частот диэлектрическую проницаемость воздуха можно считать равной 1, а диэлектрические проницаемости воды и сухой части объекта определялись экспериментально.

Для расчета концентрации воды в листе растения с помощью ИТС в геометрии на пропускание необходимо записать сигналы, прошедшие через образец и дегидратизированную ткань. Из экспериментально полученных спектров рассчитывались диэлектрические проницаемости образцов. Для определения концентраций каждого из компонентов неоднородного объекта необходимо было провести соответствие между экспериментально полученными данными и теоретически рассчитанными. Таким образом, для расчета концентраций, было необходимо программно реализовать итерационный алгоритм, который бы подбирал необходимые концентрации компонентов, при которых теоретически и экспериментально полученные коэффициенты пропускания были бы равны в пределах заданной погрешности. Для проведения экспериментов в естественных условиях было предусмотрено введение приблизительных параметров исследуемых объектов (толщина, шероховатость).

Для расчета концентраций воды с помощью ИТС в геометрии на отражение необходимо записать сигналы, отраженные от границы раздела сред опорный диэлектрик – образец для исследуемого и дегидратизированного образцов. Метод расчета концентраций воды в приповерхностных слоях биообъектов основан на итерационном алгоритме, который подбирает такие концентрации компонентов, при которых модули теоретически и экспериментально полученных комплексных диэлектрических проницаемостей объекта равны в пределах заданной погрешности. В отличие от метода на пропускание, в методе на отражение нет необходимости измерять толщины образцов, что технически упрощает проведение эксперимента.

Для проверки разработанных методик был проведен ряд долгосрочных экспериментов по определению концентрации воды в биообъектах с помощью ИТС в режимах на пропускание и на отражение. В ходе экспериментов образцы постепенно осушались; таким образом, для каждого образца было исследовано 5 разных стадий осушения. Для оценки получаемых результатов, одновременно с исследованием с помощью ИТС, концентрация воды определялась гравиметрически (путем сравнения масс образца на разных стадиях осушения).

Эксперименты на пропускание были проведены на коммерческом импульсном ТГц спектрометре mini-Z в Институте Оптики Университета Рочестера (США). На Рис. (а) представлены результаты эксперимента на пропускание с использованием листа *Carpinus caroliniana*: сравнение концентраций, рассчитанных гравиметрически и по ТГц сигналу. На графике наблюдается хорошая сходимость результатов, рассчитанных разными методами. Средняя относительная погрешность экспериментов составила 6%.

Эксперименты на отражение были проведены на универсальном импульсном ТГц спектрометре в лаборатории Терагерцовой медицины Университета ИТМО. На Рис. (б) представлены результаты эксперимента: сравнение концентраций воды в образце цедры апельсина (*Citrus sinēnsis*), рассчитанных гравиметрически и по ТГц сигналу. Полученные результаты демонстрируют, что метод ИТС на отражение позволяет определить направление изменения концентраций воды в исследуемом объекте, а также величину этого изменения. Несмотря на то, что значения концентрации воды, полученные гравиметрическим способом и с помощью ИТС не полностью совпадают (это объясняется тем, что гравиметрический метод позволяет оценить общую концентрацию воды в крупном объекте по всему его объему, в то время как расчет по ТГц сигналу дает информацию лишь о приповерхностных слоях объекта), экспериментальные кривые имеют весьма сходное поведение. Общее схожее поведение экспериментальных кривых позволяет использовать гравиметрический метод для

корреляционной оценки результатов экспериментов с помощью ИТС в режиме отражения. Средняя относительная погрешность экспериментов составила 10%.

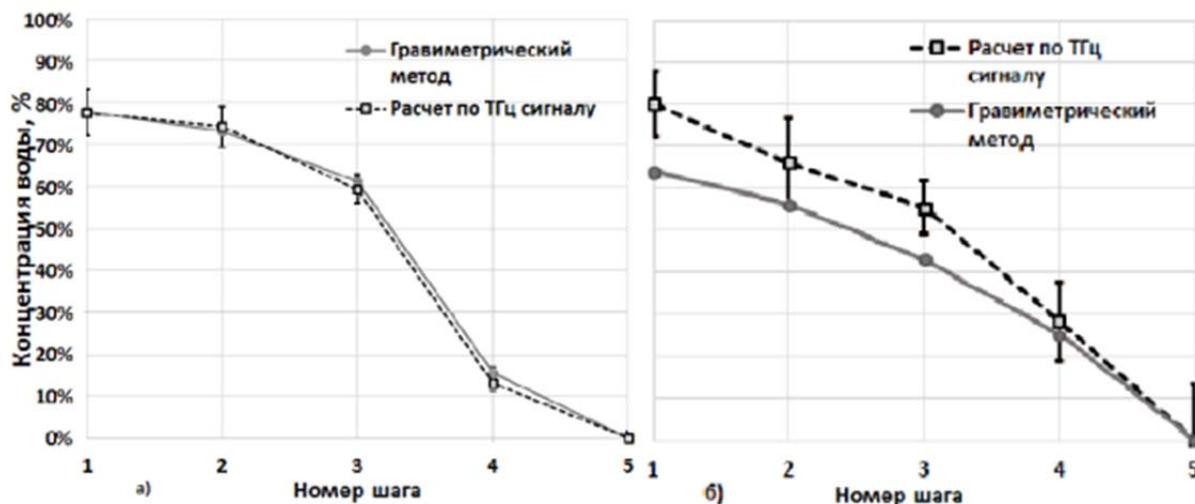


Рисунок. Результаты двух экспериментов: сравнения значений концентраций воды, полученных гравиметрическим методом и с помощью ИТС а) в режиме на пропускание с использованием листа *Carpinus caroliniana*, б) в режиме на отражение с использованием образца цедры апельсина (*Citrus sinēnsis*).

Таким образом, в результате данного исследования были разработаны методы определения концентрации воды в биологических объектах и тканях с помощью ИТС для проведения экспериментов в режимах на пропускание и на отражение, было разработано программное обеспечение с графическим пользовательским интерфейсом для быстрого расчета концентраций воды в обоих режимах. Разработанные технологии могут быть применены для неинвазивного мониторинга стрессовых реакций растений, в качестве дополнительного этапа диагностики раковых опухолей, для исследования состояния роговицы глаза.

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - U01).

1. Jackson, J. B., Mourou, M., Whitaker, J. F., Duling, I. N., Williamson, S. L., Menu, M., Mourou, G. A. (2008), *Optics communications*, **281(4)**, 527-532.
2. Zhang X. C., Xu J., *New York : Springer*, 2010. – С. 201-204.
3. Hernandez-Serrano, A. I., Corzo-Garcia, S. C., Garcia-Sanchez, E., Alfaro, M., Castro-Camus, E. (2014), *Applied optics*, **53(33)**, 7872-7876.
4. Pickwell, E., Wallace, V. P. (2006), *Journal of Physics D: Applied Physics*, **39(17)**, R301.
5. Born N, Behringer D, Liepelt S, Beyer S, Schwerdtfeger M, Ziegenhagen B, et al., *Plant Physiol.* 2013; **164(4)**:1571–7.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОНКОЛОГИИ ТКАНЕЙ ЖЕЛУДКА ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Горячук А.А., Ходзицкий М.К., Боровкова М.А., Хамид А.Х.*, Ляхов Е.П.**

Университет ИТМО, кафедра Фотоники и Оптоинформатики, Санкт-Петербург, Россия

*Первый Санкт-Петербургский государственный медицинский университет им.

Академика И. П. Павлова, Санкт-Петербург, Россия

**Йенский университет им. Фридриха Шиллера, Йена, Германия

В работе изучалась возможность диагностики рака желудка человека с помощью импульсной терагерцовой рефлектометрии. Были выявлены различия онкологической и здоровой тканей и описана методика определения характерных спектральных особенностей и оптических свойств раковых опухолей желудка человека.

За последние два десятилетия технологии генерации и детектирования терагерцового (ТГц) излучения значительно улучшились, тем самым открыв для ТГц волн широкий спектр практического применения. В настоящее время ТГц спектроскопия во временной области (THz TDS) и методы визуализации нашли применение в различных областях таких, как астрономия, системы безопасности, коммуникационные системы, геновая инженерия, контроль качества фармацевтической продукции и визуализация тканей при медицинских исследованиях[1]-[2].

ТГц излучение обладает уникальными особенностями, использование которых в сфере медицины, является очень перспективным. Главное преимущество ТГц спектроскопии заключается в том, что характерные энергии вращательных и колебательных переходов большинства молекул находятся в ТГц частотном диапазоне, соответственно, большинство биологических молекул могут быть определены по характерным резонансным пикам. Данное преимущество ТГц излучения является особенно важным для исследований в области биофотоники. ТГц излучение очень сильно поглощается водой; благодаря этому свойству, при изучении объектов с разной концентрацией воды можно получить большой контраст изображений или временных форм сигналов. Также ТГц излучение является неионизирующим, что является большим преимуществом при *in vivo* диагностике и при исследовании биологических структур в целом, так как оно не разрушает целостности тканей.

ТГц рефлектометрия нашла применение в большом количестве биомедицинских исследований, а с изобретением эндоскопа область применения расширилась, и стало возможным изучение внутренних органов. Таким образом, за последние несколько лет были описаны основные характеристики тканей большинства внутренних органов с помощью ТГц технологий. Основным направлением исследований с помощью ТГц технологий в медицине стала диагностика рака, как самого опасного заболевания человека. Не смотря на то, что прогрессирующий рак показывает неутешительные прогнозы[3], рак на ранних стадиях легко поддается лечению операбельным путем, для этого необходимы хорошие, независимые от оператора методики обследования тканей вокруг опухоли во время проведения операций для поиска возможных метастазов[4].

ТГц спектроскопия и системы визуализации позволяют обнаружить рак на ранних стадиях еще до того, как он становится заметным и может быть определен другими способами. Недавние исследования по определению с помощью ТГц волн свойств тканей при раке кожи, раке груди и раке толстой кишки[5]-[7] выявили, что показатель преломления и коэффициент поглощения для опухолевых тканей значительно выше, чем для здоровых. Такое существенное различие возможно благодаря тому, что ТГц излучение значительно поглощается водой, а прогрессирующие онкологические ткани имеют гораздо более высокое содержание жидкости, по сравнению со здоровыми тканями.

В данной работе исследуются оптические и спектральные характеристики рака желудка человека. Эти данные позволят лучше находить метастазы вокруг опухоли во время проведения операции и, соответственно, могут повысить процент выживаемости пациентов после проведения операций.

Образцы онкологических тканей были получены от восьми пациентов, у которых был диагностирован рак желудка, и извлечены операбельным путем. В процессе операции в желудочно-кишечном тракте извлекалась опухоль размером около 3,0 – 3,5 см, которая содержала в себе онкологическую ткань, морфологически измененную ткань, неразличимую в белом свете, и здоровую ткань. Образцы транспортировались в стерильных контейнерах в 0,9 % растворе NaCl и были измерены на ТГц спектрометре в режиме на отражение в течение не более 5 часов с момента окончания операции. Фотография образцов представлена на рисунке 1.



Рис. 1. Фотография подготовки образцов к эксперименту. Все образцы содержали онкологическую ткань, здоровую ткань и ткань, переходную от онкологической к здоровой, т.е. морфологически измененную

При исследовании образцов, были записаны временные формы отраженных от тканей сигналов. Еще до обработки сигналов можно было заметить значительные различия между здоровыми и онкологическими тканями по интенсивности пиков отраженных сигналов: для онкологической ткани интенсивность пика сигнала была минимальной, так как большая часть ТГц излучения была поглощена. Далее временные формы сигналов были обработаны с помощью Фурье-преобразования и затем посчитаны оптические свойства для онкологической и здоровой тканей.

В данной работе были получены оптические свойства и спектральные особенности онкологических и здоровых тканей желудка. Усреднение всех показателей было сделано по восьми экспериментам. Различие отраженных сигналов от онкологической и здоровой тканей представлено на рисунке 2. Также на рисунке 2 приведен сигнал, отраженный от поверхности дистиллированной воды, чтобы показать схожесть сигналов отраженных от онкологической ткани, в которой накапливается жидкость в процессе ее прогрессирования, и от воды. На рисунке 3 представлены дисперсии показателей преломления также для здоровой ткани, онкологической ткани и для воды.

Особенности ТГц излучения позволяют ТГц рефлектометрии с легкостью детектировать злокачественные новообразования и, благодаря высокой чувствительности ТГц излучения к воде, диагностика раковых опухолей может проводиться уже на этапе записи отраженных временных форм сигналов без дополнительной обработки. Определение оптических свойств исследуемых тканей в данном случае является лишь дополнительным параметром в диагностике.

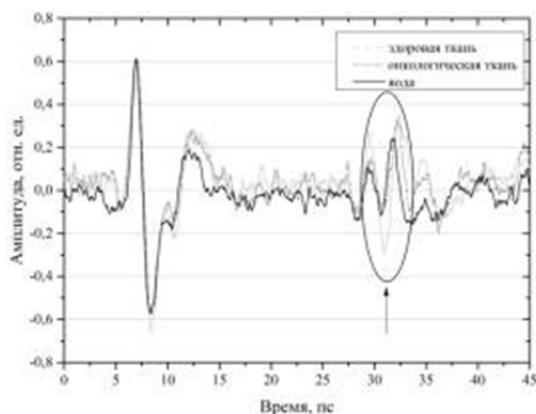


Рис. 2. Различия в интенсивности отраженных сигналов от здоровой и онкологической тканей возникают из-за различного содержания воды в этих тканях а также от поверхности воды. Также на графике представлен спектр отраженного сигнала от поверхности воды, так что можно заметить, что показатель поглощения онкологической ткани близок к показателю поглощения воды

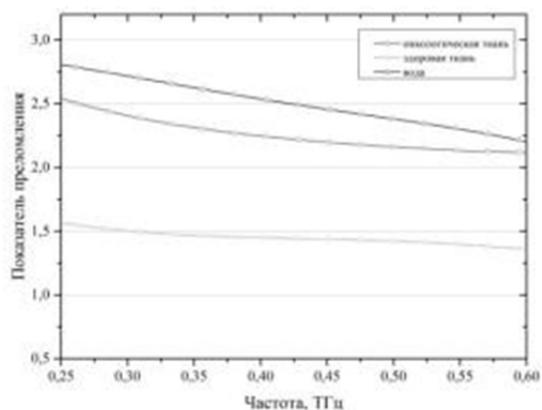


Рис. 3. Дисперсия действительной части показателя преломления воды, онкологической и здоровой тканей в диапазоне частот 0.25 – 0.60 ТГц

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - U01).

1. V.P. Wallace, D.A. Arnone, R.M. Woodward, R.J. Pye, *Proc. of the Second Joint EMBS/BMES Conference*, 2333–2334, (2002)
2. Y. Sun, M.Y. Sy, Y.-X.J. Wang, A.T. Ahuja, Y.-T. Zhang, E. Pickwell-MacPherson, *World J Radiol.*, 3, 3, 55–65, (2011)
3. R. Herrero, J. Parsonnet, E.R. Greenberg, *JAMA*, **312**, 12, 1197-1198, (2014)
4. C.H. Park, B. Kim, H. Chung, H. Lee, J.C. Park, S.K. Shin, S.K. Lee, Y.C. Lee, *Dig. Dis. Sci.*, **60**, 1, 38-46, (2015)
5. V.P. Wallace, A. J. Fitzgerald, E. Pickwell, *Appl. Spectroscopy*, **60**, 1127–1133, (2006)
6. P.C. Ashworth, E. Pickwell-MacPherson, E. Provenzano, S.E. Pinder, A.D. Purushotham, M. Pepper, V.P. Wallace, *Opt. Express*, **17**, 15, 12444–12454, (2009)
7. C.B. Reid, A. Fitzgerald, G. Reese, R. Goldin, P. Tekkis, P.S. O’Kelly, E. Pickwell-MacPherson, A.P. Gibson, V.P. Wallace, *Phys. Med. Biol.*, **56**, 14, 4333–4353, (2011)

EXPERIMENTAL STUDY THE OPTICAL PROPERTIES OF BIOLOGICAL PHANTOMS IN THE THZ RANGE

Odlyanitskiy E.L., Khodzitsky M.K., Popov A.P., Semenova** A.V., Bykov* A.V., Smolyanskaya O.A.*

ITMO University, St-Petersburg, Russia

* University of Oulu, Oulu, Finland

**Institute for Physics of Microstructures, Nizhny Novgorod, Russia

A *phantom* is a biotissue-mimicking material molded with a specific shape having a range of real-tissue properties, such as elasticity, refractive index, scattering and absorption coefficients, stability over time etc. For most types of modern medical diagnostics a variety of phantoms are commercially available [1-3]. However, at the moment in the terahertz (THz) frequency range only first steps are performed in this direction, mainly in a form of a catalog of parameters of various biological and organic gels. This work shows characteristics of various biological tissues at the THz spectral range and suggests the most promising candidates for mimicking them.

Study on phantoms and biological tissues were performed by time-domain spectroscopy using a system developed in ITMO University [4,5]. Broadband pulsed terahertz radiation was generated by a semiconductor undoped crystal of indium arsenide upon its irradiation with femtosecond pulses of KYW:Yb laser (wavelength of 1040 nm, duration of 120 fs, pulse frequency of 70 MHz, power of 1.2 W). Characteristics of the emitted THz radiation are the following: the frequency range from 0.1 to 1.8 THz, average power of 0.3 μ W and pulse duration of 2.7 ps [5,6]. Most of the power was spread within the 0.1 to 0.6 THz frequency range.

In order to create a phantom, 10 g gelatin was first soaked in cold water (15 °C) to form a gelled granular paste at concentrations of 1:25, 10:125 and 100:625. After that, the temperature was elevated to 60 °C, with constant stirring, until formation of a pale-yellow liquid poured into a mold and cooled for 12 hours. Agar is insoluble in cold water. 5 g powder was soaked in the ratio of 5:167, 5:50 and 5:30 for one hour. The resulting mixture was heated to a boiling point, since agar is fully dissolved in water at the temperature of 95-100 °C. The hot solution is transparent and partially viscous. Upon cooling to 35-40 °C it becomes a clear strong heat-reversible gel. For the preparation of liquid phantoms, two dry powders were used: lecithin (phospholipid) and powdered milk. 50 mg powder lecithin or milk powder was stirred in water in 1:10 ratio.

In the course of the present study, optimal phantoms for five types of biological tissues in the THz frequency range were identified. The closest in terms of the refractive index were the gelatin gels, in terms of the absorption coefficient were the agar gels. The gelatin gel is the optimal composite, with density similar to many tissues; the cheapest and easiest to prepare. Its jelly-like structure provides a good optical contact with the substrate but it is very fragile and can be damaged during the measurement process. Gelatin is more stable in time, but it requires special handling to limit water evaporation. The dense structure of the agar phantom allows for its use without mold and risk of damage. However, agar is a nutrient medium for bacteria, and its parameters degrade rapidly even with retained shape and water content. Use of aqueous suspensions of milk powder lecithin are found to be extremely limited.

This work was supported by the Government of Russian Federation (Grant 074 – U01) and Academy of Finland (Grants № 260321, 290596).

1. Wróbel M S, Popov A P, Bykov A V, Kinnunen M, Jędrzejewska-Szczerska M, Tuchin V V 2015 *J. Innov. Opt. Health Sci.* **8** (3) 1541005.

2. Wróbel M S, Popov A P, Bykov A V, Kinnunen M, Jędrzejewska-Szczerska M, Tuchin V V 2015 *J. Biomed. Opt.* **20** (4) 045004.

3. Jędrzejewska-Szczerska M, Wróbel M S, Galla S, Piechowski L, Popov A P, Bykov A V, Tuchin V V, Cenian 2015 *J. Biomed. Optics* **20** (8) 085003.

4. Strepitov E A, Liakhov E P, Balbekin N S, Khodzitsky M K, Smolyanskaya O A, Trulyov AS, Serebryakova M K 2015 *Proceedings of SPIE* **9542** 95420M

5. Balbekin N S, Grachev Y V, Smirnov S V, Bespalov V G 2015 *Journal of Physics: Conference Series* **584 (1)** 012010.

6. Balbekin N S, Novoselov E V, Pavlov P V, Bespalov V G, Petrov N V 2015 *Proc. SPIE* 94482D-94482D-8.

CORRELATIONS BETWEEN BLOOD GLUCOSE LEVEL AND REFRACTIVE INDEX IN THZ FREQUENCY RANGE

Gusev S.I., Guseva V.A., Sedykh E.A., Safonov A.V.*, Khodzitsky M.K.

ITMO University, St. Petersburg, Russia

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

This work is devoted to investigation of dependence of human blood refractive index on glucose concentration. These data are important for development of a non-invasive blood glucose measuring technology.

Diabetes mellitus is a group of metabolic diseases characterized by hyperglycemia resulting from defects in insulin secretion, insulin action, or both [1]. The chronic hyperglycemia of diabetes is associated with long-term damage, dysfunction, and failure of various organs, especially the eyes, kidneys, nerves, heart, and blood vessels.

Accurate and efficient assessment of blood glucose concentration is critical in clinical management of many pathological conditions in human population. There is a direct relationship between the level of glucose in the blood of patients with diabetes and the probability of developing complications of the disease [2]. So monitoring of glycemic status is considered to be a cornerstone of diabetic patients care. In this regard, the creation of new express-methods for the determination of glucose in the blood is an actual task.

The method of the terahertz time-domain spectroscopy is still not widely used in the investigations. A distinctive characteristic of this method is the possibility of direct measurement of refractive index, absorption coefficient and the spectrum of the permittivity of the investigated sample. This makes possible to get detailed spectral characteristic of the analyzed sample in a single measurement. It gives the possibility of development express-diagnostics in the future.

The optical properties of blood plasma samples were studied in the frequency range of 0.1-1 THz using time-domain spectrometer in transmission mode [3]. Broadband pulsed THz radiation is generated using a InAs semiconductor in the magnetic field of 2 T by irradiating it with femtosecond pulses of an Yb: KYW laser (wavelength of 1040 nm, the pulse duration of 120 fs, the pulse repetition frequency of 75MHz, the power of 1 W).

THz radiation has the following output characteristics: the spectral range from 0.05 to 2 THz, the average power up to 30 μ W, the pulse duration of 2.7 ps. The main power is concentrated at the frequency range from 0.12 to 1.1 THz. THz radiation passes through a teflon filter (which cuts the wavelengths shorter than 50 μ m). After that, the radiation passes through the sample fixed in a focal plane perpendicularly to the beam. THz sample pulse affects on the anisotropy of the electrooptical CdTe crystal. As a result THz pulse induces birefringence of the probe beam in the crystal due to the electrooptical effect. The birefringence magnitude is directly proportional to the intensity of terahertz wave electric field in the time point E (t).

Investigation samples were produced from same person during short time period (about 2 hours). This fact helps us to provide stable concentration of blood components (exclude glucose concentration) for avoiding multiple dependences in time of experiment. The first step of sample preparation was the increasing glucose level of diabetic to high level. It is quite fast process so samples was produced in time of glucose level decreasing after insulin injection. The glucose concentrations of 6 blood samples are shown in the Table 1.

The glucose concentrations in blood were measured using Abbott Freestyle Optium [4] glucometer for a 2 times per value. This model of electro-chemical glucometer is widely used in clinical researches [5].

Drops of the blood were located inside special plexiglas container (Figure 1). This container has recess with constant depth of 75 μ m at the middle [6]. This type of blood holding provides us stable thickness of sample and protects drying of biological fluid. In addition, Plexiglas is transparent for THz radiation.

Table 1. The glucose concentrations of samples that used in experiment.

| Sample № | mmol/l | mg/dl |
|----------|--------|-------|
| 1 | 2,8 | 50,4 |
| 2 | 7,0 | 126 |
| 3 | 14,3 | 257,4 |
| 4 | 19,9 | 358,2 |
| 5 | 24,8 | 446,4 |
| 6 | 25,9 | 466,2 |

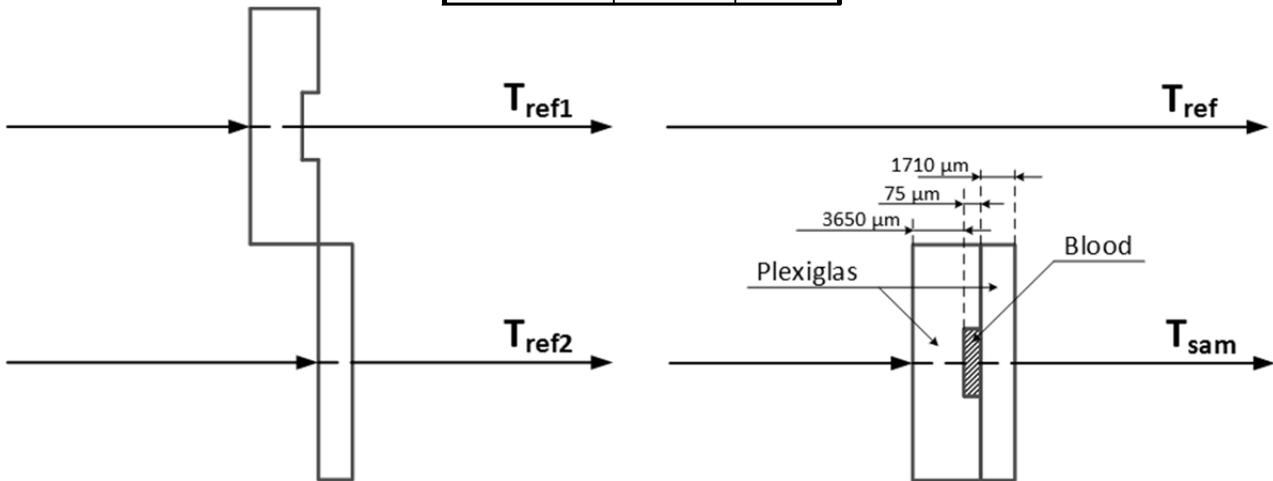


Fig. 1. The scheme of the sample preparing for measurement process.

First there are time forms for the air, empty cell and cell filled blood with different concentrations of glucose were got in the experiment. Complex amplitude of the THz signal passed through the air, empty cell and cell with the blood were obtained using a Fourier transform. Dispersions of blood refractive index n_{blood} were calculated using the phase characteristics of blood at different levels C_{glucose} of glucose in Spectrina program[7]. The results are shown in the Fig. 2. There is a correlation between the values of blood refractive index n_{blood} at frequencies of 0.3-0.4 THz and glucose concentration C_{glucose} in blood.

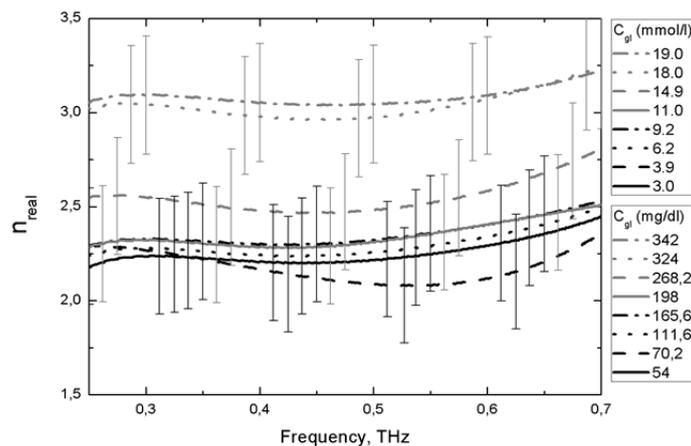


Fig. 2. The dependence of dispersion of the refractive index real part on the glucose concentration in the blood.

As it is shown in Fig. 3, while concentration C_{glucose} increases, the blood refractive index n_{blood} increases too. All the results were got in this study can be used for the discovering of non-invasive glucose measurement technology.

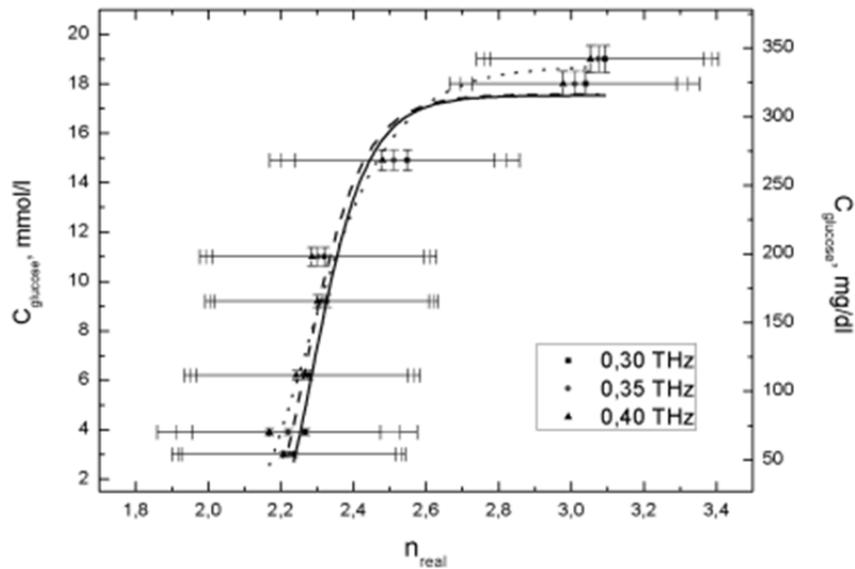


Fig. 3. The glucose concentration dependence on the real part of the refractive index at some frequencies.

1. Diagnosis and Classification of Diabetes Mellitus, American Diabetes Association – Diabetes Care, 31, S62-S67, (2008)
2. Ceriello A, Colagiuri S. International Diabetes Federation guideline for management of postmeal glucose: A review of recommendations, Diabet Med 25: (10) 1151-1156, (2008)
3. Denisultanov, A. K., Azbite, S. E., Balbekin, N. S., Gusev, S. I., & Khodzitsky, M. K. Optical properties of graphene on quartz and polyethylene substrates in terahertz frequency range. PIERS Proc, 2022-2025, (2014)
4. FreeStyle Optium product page, FreestyleDiabetes.co.uk
Link: <https://freestylediabetes.co.uk/our-products/other-meters/freestyle-optium>
5. Efficacy and Safety of Faster-acting Insulin Aspart Compared to NovoRapid® Both in Combination With Insulin Degludec in Adults With Type 1 Diabetes (onset@8), ClinicalTrials.gov Link: <https://clinicaltrials.gov/ct2/show/NCT02500706>
6. 1-2"/25-50mm Universal Electronic Micrometer 54-817-778 product page FowlerPrecision.com Link: <http://www.fowlerprecision.com/Products/Specialty-Micrometers/1-2-25-50mm-Universal-Electronic-Micrometer-54-817-778.html>
7. Gusev, S. I., et al. Influence of creatinine and triglycerides concentrations on blood optical properties of diabetics in THz frequency range Journal of Physics: Conference Series 735 012088, (2016)

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ С ТРАНСЛЯЦИОННО-ПОВОРОТНОЙ СИММЕТРИЕЙ

Александр А. Черницкий

Санкт-Петербургская Химико-Фармацевтическая Академия, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрен класс волновых решений системы уравнений классической электродинамики, обладающих симметрией относительно трансляции с поворотом вдоль и вокруг оси пучка. Такая симметрия называется ещё винтовой. Применительно к световым пучкам используется также термин «закрученный свет». Представление бивектора электромагнитного поля в виде гиперкомплексного числа в алгебре Клиффорда позволило компактно описать полный класс решений системы уравнений Максвелла, обладающих указанной симметрией [1, 2].

Рассмотренные волновые пучки обладают примечательным свойством нерасходимости. При этом амплитуда колебаний поля спадает при удалении от оси пучка. Так называемые бесселевы пучки представляют подкласс рассмотренных решений. Пучки, имеющие поперечное распределение поля в виде функций Бесселя и обладающие закрученностью, также включены в рассматриваемый класс решений.

В докладе представлены характерные изображения волновых пучков.

1. Chernitskii A.A. Basic systems of orthogonal functions for space-time multivectors // *Advances in applied Clifford algebras*. — 2005. — Vol. 15, no. 1. — P. 27–53.

2. Черницкий А.А. Нелинейная электродинамика: Сингулярные солитоны и их взаимодействия. — СПб. : СПбГИЭУ, 2012. — 360 С.

СОЗДАНИЕ ИЛЛЮЗИИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННЫ ВНЕ МЕСТА ЕЕ РАСПОЛОЖЕНИЯ В ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Гилль В.В., Сыцевич И.С.* Возианова А.В., Ходзицкий М.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Лундский университет, Лунд, Швеция

Эта работа посвящена расчету материальных параметров материала, реализующего иллюзию излучения антенны вне места ее расположения в терагерцевом диапазоне частот. Эффективность работы материала с полученными значениями тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей была проверена с помощью численного моделирования методом конечных элементов (FEM).

В последние годы быстро совершенствуются методы создания композитных структур, называемых метаматериалами. Благодаря этому появляются беспрецедентные возможности в управлении электромагнитным излучением. Мощным аппаратом для осуществления этой идеи является новая наука о манипуляции излучением – трансформационная оптика[1],[2]. Она описывает связь материальных параметров с геометрией среды, что позволяет управлять излучением нужным образом. На основе трансформационной оптики были реализованы различные устройства, такие как светоделитель[3], линза Люненбурга, черная дыра[4], различные маскирующие покрытия[5]-[8] и многое другое[9]. Одним из новых аспектов в этой области является задача о создании оптической иллюзии. Впервые эта идея была предложена и теоретически обоснована в 2009 году [10], а также успешно продемонстрирована с помощью 3D моделирования в виртуальном эксперименте в 2014-2015 годах [11],[12] для радиальной зависимости материальных параметров. Ученые задались вопросом, может ли источник излучения находиться на другом расстоянии от детектора, нежели это есть на самом деле? Может ли казаться, что источник излучает не в том направлении, в котором излучает на самом деле? Может ли казаться, что источник обладает свойствами, отличными от реальных? Другими словами, с помощью какого метаматериала можно создать такие иллюзии? Решение этой задачи стало основополагающим в данной работе.

Такую иллюзию можно реализовать с помощью анизотропного материала, компоненты тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей которого находятся из известных выражений[1]:

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{g'}}{\sqrt{\gamma}} \cdot \frac{\Lambda(g')^{-1} \Lambda^T}{\det \Lambda} \varepsilon', \quad \mu = \frac{\sqrt{g'}}{\sqrt{\gamma}} \cdot \frac{\Lambda(g')^{-1} \Lambda^T}{\det \Lambda} \mu' \quad (1)$$

где g' – это метрический тензор виртуального пространства, Λ – матрица перехода из виртуального пространства в физическое, γ – метрический тензор физического пространства, ε' и μ' – диэлектрическая и магнитная проницаемости виртуального пространства.

Формула (1) описывает взаимосвязь материальных параметров и геометрии среды. Ранее в работах [10],[11] концепция иллюзии была основана на радиальной зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей:

$$r = r(r'), \quad \varphi = \varphi', \quad z = z', \quad (2)$$

где штрихованные координаты описывают виртуальное пространство в цилиндрической системе координат, а нештрихованные – физическое пространство. Такой подход давал мнимое изображение источника только в заданном направлении на некотором расстоянии от положения реального источника. Преимуществом данного проекта является то, что предлагается возможность менять не только расстояние от реального источника до мнимого, но и угол отклонения (направление расположения иллюзии). Использование угловой зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей был впервые предложен в 2015 году [13], и в таком случае взаимосвязь виртуального и физического пространств выглядит следующим образом:

$$r = r', \quad \varphi = \varphi(\varphi'), \quad z = z'. \quad (3)$$

На Рис. представлено схематическое изображение виртуального эксперимента, реализуемого методом конечных элементов.

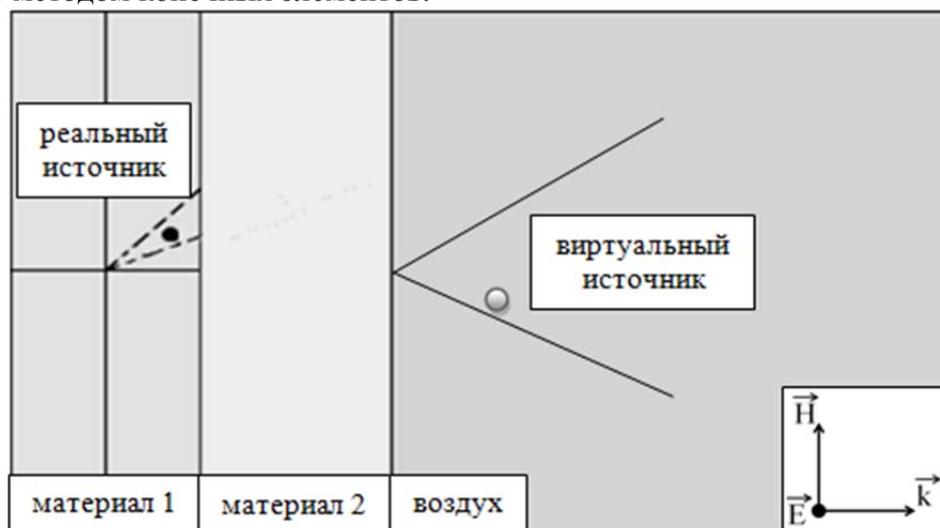


Рисунок. Схематическое изображение виртуального эксперимента

Таким образом, в этой работе был рассмотрен искусственный материал с угловой зависимостью материальных параметров, который реализовывает иллюзию смещения излучения источника от места его реального расположения на заданные угол и расстояние. Для разработки данного материала были посчитаны тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей. В том числе, было проведено численное моделирование, и с помощью метода конечных элементов было продемонстрировано, что такой материал создает иллюзию того, что электромагнитное излучение идет не из места расположения реального источника.

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - У01).

1. U. Leonhardt, T. Philbin, *Geometry and light: the science of invisibility*, (2010).
2. А.В. Кильдишев, В.М. Шалаев, *УФН*, **181**(1), 59-70, (2011).
3. E.A. Gurvitz, A.V. Vozianova, M.K. Khodzitsky, *Journal of Physics: Conference Series*, **541**, 012067 (1-5), (2014).
4. M. Kadic, G. Dupont, T.M. Chan, S. Guenneau, S. Enoch, *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*, **9**(4), 302-307, (2011).
5. J. Li, J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 203901-203904, (2008).
6. M. Silverinha, B. Edwards, A. Alu, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 153901, (2009).
7. А.В. Возианова, М.К. Ходзицкий, *НТВ ИТМО*, **4**, 80, (2012).
8. V.V Gill, A.V. Vozianova, M.K. Khodzitsky, *Journal of Physics: Conference Series*, **643**, 012052(5), (2015).
9. M. Kadic, S. Guenneau, S. Enoch, *Optics Express*, **18.11**, 12027-12032, (2010).
10. Y. Lai, J. Ng, H. Chen, D. Han, J. Xiao, Z.Q. Zhang, C.T. Chan, *Physical review letters*, **102**(25), 253902, (2009).
11. P.H. Tichit, S.N. Burokur, J. Yi, A. de Lustrac, *Antennas and Wireless Propagation Letters, IEEE*, **13**, 1796-1799, (2014).
12. J. Yi, P.H. Tichit, S.N. Burokur, A. de Lustrac, *Journal of Applied Physics*, **117**(8), 084903, (2015).
13. E. Gurvitz, S. Andronaki, A. Vozianova, M. Khodzitsky, *Optics express*, **23**(20), 25738-25746, (2015).

РАЗРАБОТКА УПРАВЛЯЕМОГО ФИЛЬТРА НА ОСНОВЕ КРЕСТООБРАЗНЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Соболева В.Ю., Баля В.К., Седых Е.А., Монрой И.Т.*, Ходзицкий М.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Датский Технический Университет, Лунгбю, Дания

Разработан механически управляемый терагерцовый фильтр для четырех частот: вычислены геометрические параметры резонаторов для заданной резонансной частоты, смоделирована структура в среде Comsol Multiphysics, применена аналитическая модель колебательного контура и проведен эксперимент методом импульсной терагерцовой спектроскопии.

В последние десятилетия терагерцовый частотный диапазон привлек интерес всего мира из-за его инновационных приложений, включающие разные области, такие как неразрушающий контроль, военная и гражданская оборона, химия, медицина, биология и другие. Следовательно, нужны источники, детекторы, фильтры и других важные компоненты, работающие в этом диапазоне.

Для изготовления фильтров часто используют частотно-избирательную поверхность, которая представляет собой тонкую пленку, с вырезанной в ней какой-либо геометрии в двумерном массиве. Самое важное свойство таких фильтров состоит в том, что их спектральные характеристики могут быть изменены выбором геометрии и ее размерами. В данной работе рассматривается частотно-избирательная поверхность, состоящая из подложки, на которую нанесен металлический слой с крестообразной геометрией.

Положение резонансной частоты пропускания полосового фильтра определяется геометрическими размерами крестообразных резонаторов – длиной L , шириной K и периодом G (Рис. 1).

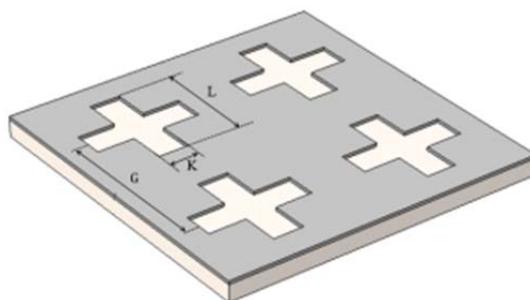


Рис. 1. Параметры фильтра с крестообразной геометрией

Известно, что значение резонансной частоты изменяется линейно с изменением геометрических параметров крестов [1]. Используя этот принцип и, основываясь на статью Портерфилда [2], можно рассчитать для каждого параметра коэффициент масштабирования путем деления его значения на резонансную длину волны. Далее умножив рассчитанные коэффициенты на требующуюся длину волны можно получить новые параметры крестов (Табл. 1)

Таблица 1. Параметры крестов фильтров для частот 0,1-0,4 ТГц

| f_T , ТГц частота | λ , мм длина волны | G , мкм период | L , мкм длина | K , мкм ширина |
|------------------------|-------------------------------|---------------------|--------------------|---------------------|
| 0,1 | 3 | 2351 | 1533 | 445 |
| 0,2 | 1,5 | 1175 | 766 | 222 |
| 0,3 | 1 | 784 | 511 | 148 |
| 0,4 | 0,75 | 588 | 383 | 111 |

По рассчитанным параметрам смоделированы фильтры на подложке толщиной 65 мкм и диэлектрической проницаемостью равной трем. Моделирование производилось в среде Comsol Multiphysics методом конечных элементов. Резонансные частоты фильтров сдвинулись в сторону меньших частот из-за влияния подложки (Рис. 2).

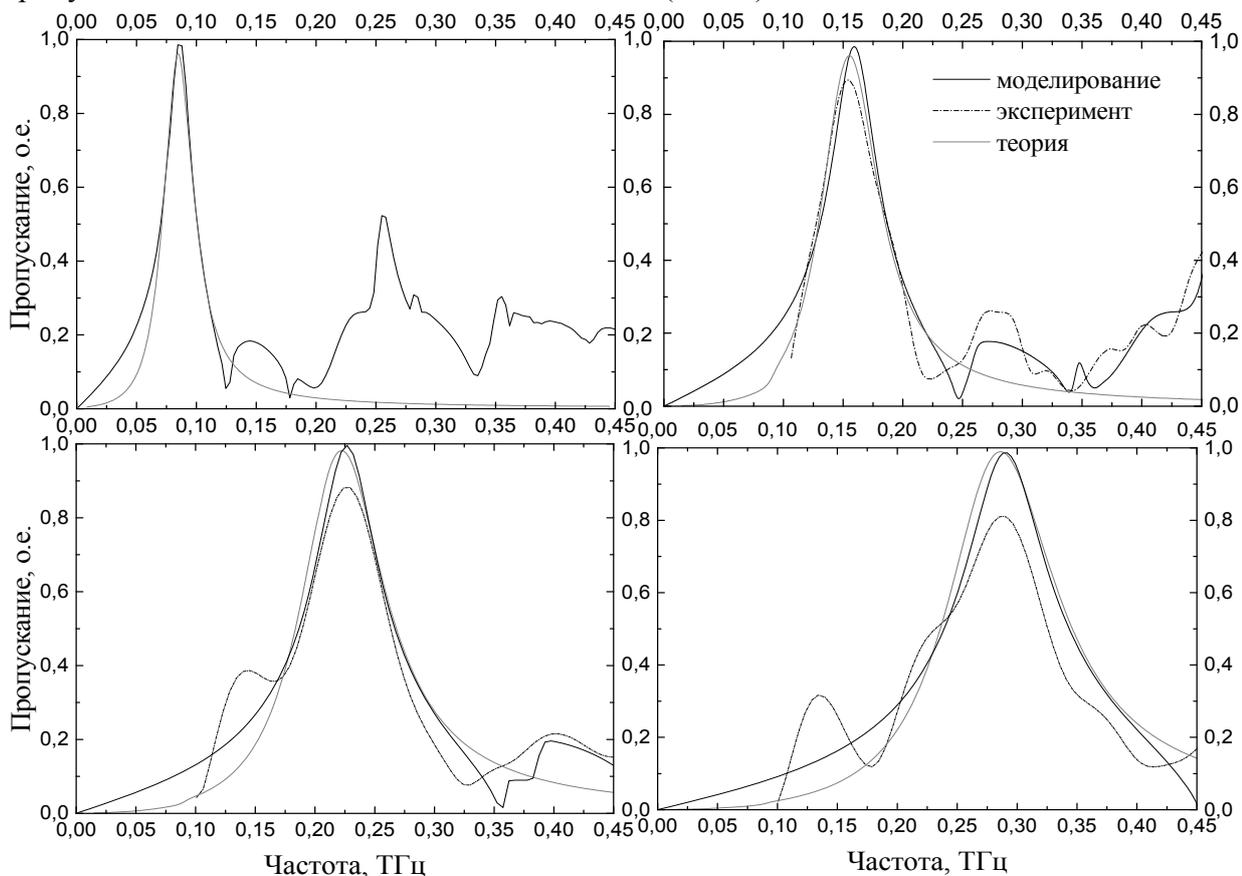


Рис. 2. Спектры пропускания, полученные моделированием (черная линия), теоретически (серая линия) и экспериментально (черный пунктир)

Так как моделирование является долгим и ресурсоемким процессом, нужно использовать простую теоретическую модель, которая может предсказать вид спектра пропускания. Например, это может быть модель колебательного контура [3] (Рис.3). С его помощью можно рассчитать коэффициент пропускания: для этого нужно знать индуктивность, емкость, импеданс линий передачи и омические потери в сетке:

$$\frac{P_T}{P_{IN}} = 1 - \left[\frac{|(Z_{grid} \parallel Z_0) - Z_0|}{|(Z_{grid} \parallel Z_0) + Z_0|} \right]^2, \quad (1)$$

где P_{IN} – мощность падающего излучения; P_T – мощность прошедшего излучения; $Z_0 = 377 \text{ Ом}$ – импеданс свободного пространства; $Z_{grid} = (R + j\omega L) \parallel (j\omega C)^{-1}$, где $R = 7,8 \times 10^{-2} \text{ Ом}$ – омические потери в сетке, L – индуктивность, C – емкость ω – частота.

Моделирование фильтров на подложке толщиной 65 мкм и диэлектрической проницаемостью 3 производилось с помощью среды Comsol Multiphysics методом конечных элементов (результаты приведены на Рис.2).

Образец представляет собой круг, разделенный на 4 части, каждая часть работает на своей частоте, и был изготовлен методом прямой лазерной абляции металлизированной полимерной пленки. Материал подложки – лавсан толщиной 65 мкм, металл – алюминий толщиной 0,5 мкм. Эксперимент проводился методом импульсной терагерцевой спектроскопии [4](Спектры представлены на Рис.2).

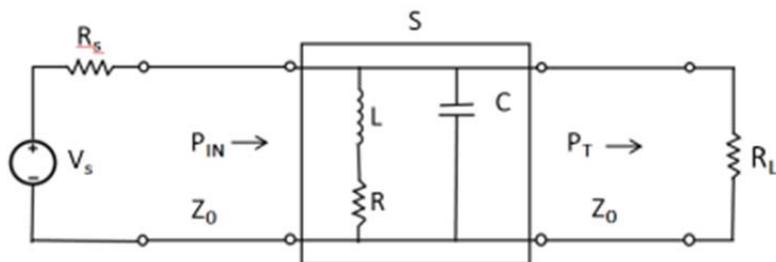


Рис. 3. Модель колебательного контура для пропускающего фильтра на основе крестообразных резонаторов ($R_S = R_L = R$)

Резонансные частоты (f_r) и пропускания (T) спектров, полученные разными методами, указаны в Таблице 2 (f_r^T и T_r^T – теория; f_r^{mod} и T_r^{mod} – моделирование; f_r^{exp} и T_r^{exp} – эксперимент).

Таблица 2 Некоторые спектральные характеристики фильтров, полученные разными методами

| Спектральные характеристики | | Фильтр №1 | Фильтр №2 | Фильтр №3 | Фильтр №4 |
|-----------------------------|-------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| f_r , ТГц | f_r^T | 0,087 | 0,155 | 0,219 | 0,285 |
| | f_r^{mod} | 0,086 | 0,160 | 0,227 | 0,291 |
| | f_r^{exp} | - | 0,154 | 0,226 | 0,288 |
| T | T_r^T | 1 | 1 | 1 | 1 |
| | T_r^{mod} | 0,98 | 0,99 | 0,99 | 0,98 |
| | T_r^{exp} | - | 0,91 | 0,88 | 0,82 |

Таким образом, разработан механически управляемый терагерцовый фильтр для четырех различных частот: построены спектры пропускания фильтров, полученные аналитически, экспериментально и с помощью моделирования, причем все результаты согласуются.

Работа выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (Грант 074 – U01) и Академии Финляндии (Гранты № 260321, 290596)

1. A.M. Melo, A.L. Gobbi, M.H. Piazzetta, A.M. Da Silva, *Advances in Optical Technologies*, 2012, 1-12, (2012).
2. D.W. Porterfield, J.L. Hesler, R. Densing, E.R. Mueller, T.W. Crowe, R.M. Weikle, *Applied Optics*, **33**, №25/1, 6046-6052, (1994).
3. R. Ulrich, *Infrared Physics*, **7**, №1, 37-55, (1967).
4. V.G. Bespalov., A.A. Gorodetski, I.Y. Denisyuk, S.A. Kozlov, V.N. Krylov, G.V. Lukomski., S.E. Putilin, *Journal of Optical Technology*, **75**, №10, 636-642, (2008).

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ПОГЛОЩЕНИЕ МЕТАПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЬЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРОВ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ.

Гомон Д.А.*, Седых Е.А.*, Зайцев К.И.***, Ходзицкий М.К.*

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Эта работа посвящена исследованию влияния поляризации на поглощение метаповерхности электронных кольцевых резонаторов (ЭКР) в частотном диапазоне 0.1–1.6 ТГц. Было получено поглощение 99,9% в случае ориентации вектора напряжённости электрического поля вдоль узкой стенки ЭКР.

В настоящее время терагерцовое (ТГц) излучение применяется как в научных целях, так и в повседневной жизни, например: системы безопасности, контроль качества на производстве, микровизуализация, различные медицинские применения, системы связи, и т.д. Однако громоздкость устройств, работающих в данном диапазоне, осложняют развитие данного направления.

Вот почему разработка компактных устройств с малым энергопотреблением является перспективным направлением современной науки.

В данной работе предметом изучения является структура, основанная на электронных кольцевых резонаторах (ЭКР), которая достигает коэффициента поглощения ($A=0.99$) на резонансном пике в частотном диапазоне 0.25-1.75 ТГц Структурная ячейка показана на Рис.1, она состоит из четырёх слоёв:

- 1 – кремниевая подложка,
- 2 – тонкий слой меди (выступающий в качестве отражающего слоя),
- 3 – диэлектрическая прослойка (полиимид SU-8),
- 4 – слой ЭКР.

Толщины слоёв приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Толщины слоёв элементарной ячейки поглотителя

| № слоя | Материал | Толщина (мкм) |
|--------|---------------|---------------|
| 1 | Кремний | 320 |
| 2 | Медь | 0.5 |
| 3 | Полиимид SU-8 | 12 |
| 4 | Медь | 0.5 |

ЭКР можно однозначно определить следующим набором параметров

- a – длина ЭКР,
- b – ширина ЭКР,
- w – толщина линий ЭКР,
- g – зазор ЭКР,
- p – расстояние от краёв ЭКР до границы структурной ячейки

Для моделирования использовался следующий набор материальных параметров: медь с потерями и проводимостью $\sigma=5.8 \cdot 10^7$ См/м, кремний с потерями и проводимостью $\sigma=2.5 \cdot 10^{-4}$ См/м, для слоя диэлектрика была использована дисперсия полиимида SU-8 с комплексным показателем преломления (Рис.2), полученной экспериментально методом стандартной терагерцовой спектроскопии во временной области.

Методом конечных разностей в частотной области (FDFD) было численно исследовано влияние геометрических параметров ЭКР, толщин слоёв ЭКР и диэлектрической прослойки.

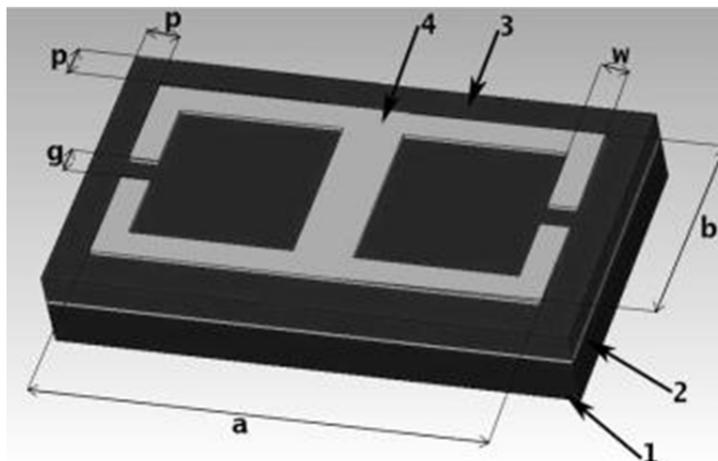


Рис. 1. Структурная ячейка резонатора с указанием нумерации слоёв (1 – кремниевая подложка, 2 – тонкий слой меди, 3 – диэлектрическая прослойка, 4 – слой ЭКР) и геометрических параметров ЭКР (a – длина, b – ширина, w – толщина линий, g – зазор, p – расстояние от краёв ЭКР до границы структурной ячейки)

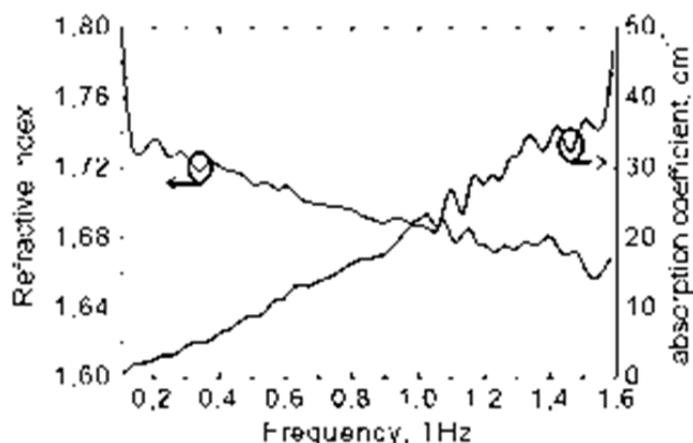


Рис. 2. Дисперсия полиимида SU-8

5 экспериментальных образцов (их геометрические параметры представлены в Таблице 2) при оптимальных толщинах слоёв ЭКР и диэлектрической прослойки были изготовлены методом фотолитографии и исследованы на универсальном ТГц спектрометре на отражение (схема спектрометра представлена в статье [1]) при трёх различных углах (θ) между вектором напряжённости электрического поля и узкой стороной резонатора.

Таблица 2. Геометрические параметры 5 экспериментальных образцов

| № МП | Геометрические параметры | | | | |
|------|--------------------------|--------|--------|--------|--------|
| | a, мкм | b, мкм | g, мкм | p, мкм | w, мкм |
| 1 | 180 | 90 | 10 | 10 | 12 |
| 2 | 220 | 110 | 10 | 10 | 18 |
| 3 | 260 | 130 | 10 | 10 | 25 |
| 4 | 300 | 150 | 10 | 10 | 32 |
| 5 | 340 | 170 | 10 | 10 | 40 |

На Рис.3 представлен спектр отражения экспериментального образца № 1 для углов θ : 0° , 45° и 90° .

В Таблице 3 приведены резонансные частоты и показатели преломления на этих частотах для всех 5 экспериментальных образцах для углов θ : 0° , 45° и 90° .

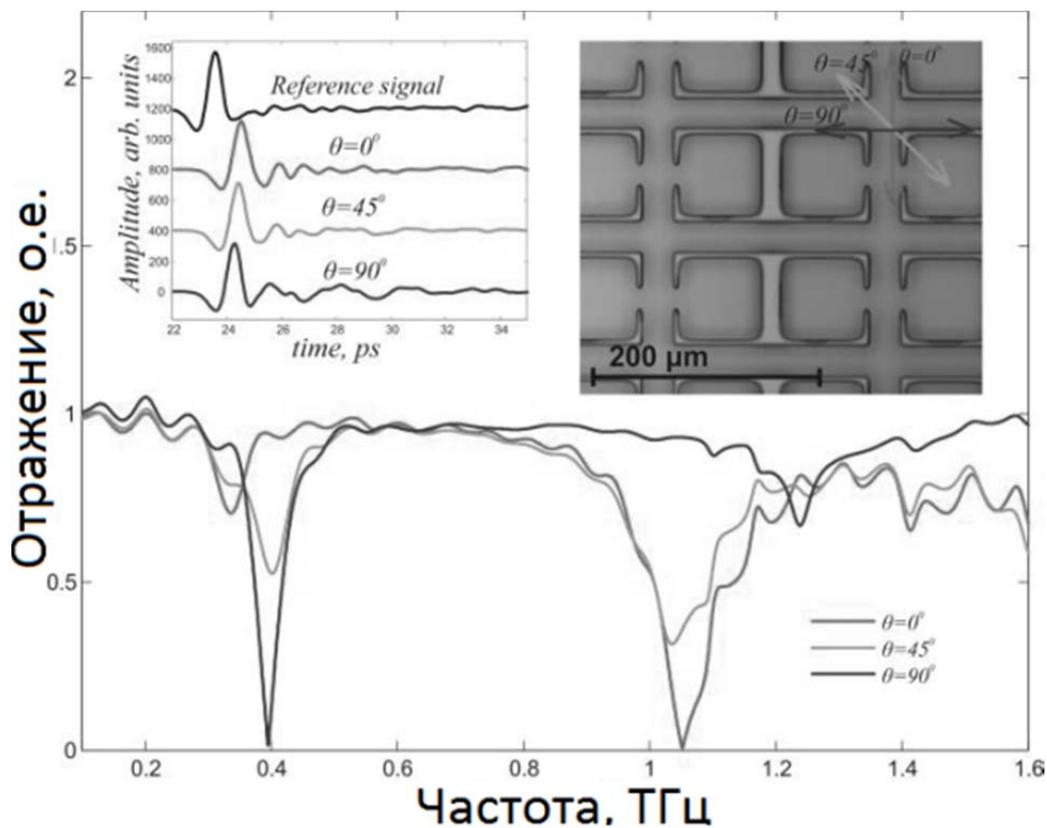


Рис. 3. Спектр отражения экспериментального образца № 1 для углов θ : 0° , 45° и 90°

Таблица 3. Экспериментальные результаты для 5 поглотителей

| № образца | $\theta = 0^\circ$ | | $\theta = 45^\circ$ | | $\theta = 90^\circ$ | |
|-----------|--------------------|---------------|---------------------|------------------|---------------------|------------------|
| | частота, ТГц | поглощение, % | частота, ТГц | поглощение, о.е. | частота, ТГц | поглощение, о.е. |
| 1 | 1.06 | 99,6 | 1.04 | 69,7 | 0.4 | 99.1 |
| 2 | 0.87 | 99.9 | 0.85 | 52.8 | 0.33 | 52 |
| 3 | 0.74 | 97.1 | 0.74 | 51.6 | 0.27 | 91.8 |
| 4 | 0.65 | 93.8 | 0.64 | 60.2 | 0.24 | 80,3 |
| 5 | 0.58 | 97.9 | 0.57 | 45.9 | 0.22 | 80.3 |

Было исследовано влияние поляризации излучения на эффективность поглощения метаповерхности на основе электрических резонаторов. В случае ориентации вектора напряжённости электрического поля не вдоль стенок ЭКР наблюдается ухудшение поглощения. Максимальное поглощение 99,9% получено для второго образца №2 в случае ориентации вектора напряжённости электрического поля вдоль узкой стенки ЭКР.

1. K. I. Zaitsev, N. V. Chernomyrdin, K. G. Kudrin, I. V. Reshetov, S. O. Yurchenko, *Optics and Spectroscopy*, **119(3)**, 404-410, (2015).

РАЗРАБОТКА ИСКУССТВЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПУЧКОВ

Чернядьев А.В., Возианова А.В., Гребенчуков А.Н., Ходзицкий М.К.
Кафедра Фотоники и Оптоинформатики, Университет ИТМО,
Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена разработке диэлектрической искусственной периодической структуры, формирующей субволновые терагерцовые пучки. Изучено влияние материала пластика на параметры субволнового пучка после прохождения через структуру для двух типов поляризаций. Получена фокусировка терагерцового излучения в локальную пространственную область с субволновым размером в четверть длины волны исходного излучения.

Относительно недавно впервые было обращено внимание на наличие эффекта «фотонной наноструи» (ФНС) при исследовании рассеяния лазерного излучения на прозрачных кварцевых микроцилиндрах [1] и позднее – на сферических частицах [2].

Физическая природа возникновения таких ФНС связана с абберационной (рефракционной) фокусировкой излучения сферической поверхностью, искажающей падающий волновой фронт и изменяющей его фазу, что при определенных условиях приводит к конструктивной интерференции электромагнитных полей рассеянного и прошедшего через частицу излучения.

Ранее считалось, что микрочастицы должны обладать высокой степенью пространственной осевой симметрии формы – сферы, сфероиды, цилиндры, диски.

В работе [3] тераструя (аналог оптических ФНС) образовывалась при взаимодействии излучения с частицей в форме асимметричной пирамиды (аксикона) и при взаимодействии с бруском, поперечное сечение которого имело форму треугольника.

Позднее было показано, что формирование фотонных терастрей (аналог оптических ФНС) возможно и при взаимодействии плоского волнового фронта с кубической диэлектрической структурой (кубоидом) [4].

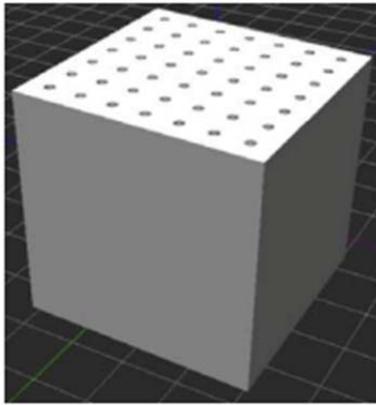
В данной работе было исследовано формирование терастрей при прохождении излучения через трехмерную периодическую диэлектрическую композитную структуру, ввиду ряда преимуществ перед другими формами структуры.

Так для кубоида область максимальной концентрации сфокусированного излучения находится вне частицы, а величина “усиления” (отношение максимального значения интенсивности поля в терастре к падающему излучению) для подобной частицы значительна. Формирование терастрей на основе диэлектрических кубоидов возможно не только на основной, но и других четных частотных гармониках, а также при наклонном падении плоского волнового фронта. Кроме того частицы в форме кубоида просты в изготовлении [5].

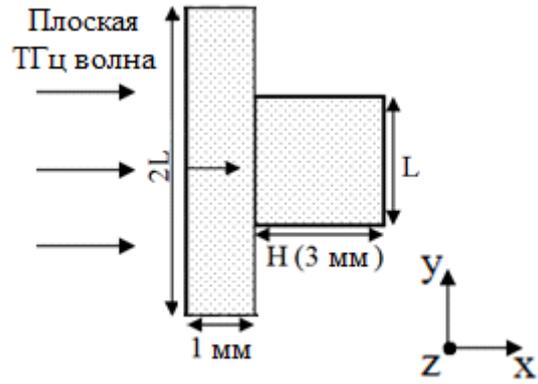
На рисунке 1а представлена схема исследуемой структуры. Она представляет собой перфорированный параллелепипед с особым распределением цилиндрических отверстий. Схема виртуального эксперимента изображена на рисунке 1б. Здесь исследуемый образец расположен на подложке толщиной в 1 мм. Материал подложки соответствует материалу образца. Излучение распространяется вдоль оси X. При моделировании рассматривались два типа поперечных сечений: XY-срез и XZ-срез. Исследования проводились в диапазоне частот от 0,1 до 1 ТГц.

Исследование проведено для трех типов пластиков. На рисунке 2 изображены дисперсионные зависимости диэлектрической проницаемости для трех периодических структур, образованных тремя типами пластиков (ABS, Visijet и PLA).

Дисперсионные зависимости получены аналитически с использованием теории эффективной среды.

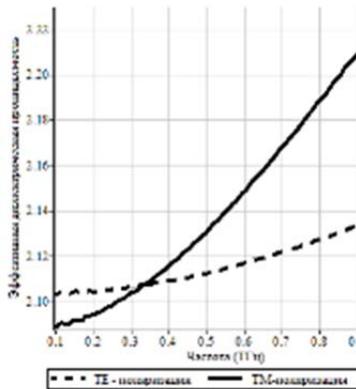


а

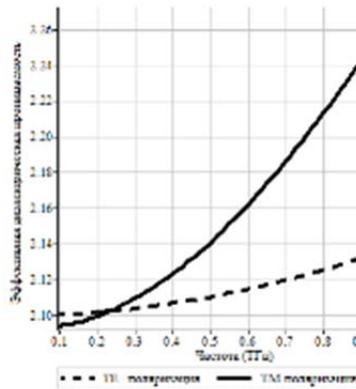


б

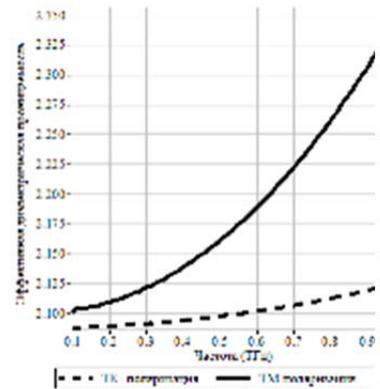
Рис. 1. Схема взаимодействия плоской ТГц волны и диэлектрического кубоида:
 а – трехмерное схематичное представление исследуемой структуры;
 б – вид на структуру в плоскости XY



а



б



в

Рис. 2. Дисперсия эффективной диэлектрической проницаемости для TE и TM моды:
 а – ABS-пластик, б – Visijet-пластик, в – PLA-пластик

Моделирование композитной структуры производилось методом конечных элементов. В результате получены зависимости поперечного сечения пучка от типа используемого пластика и поляризации, а также его расположение относительно рассматриваемой структуры (рисунок 3).

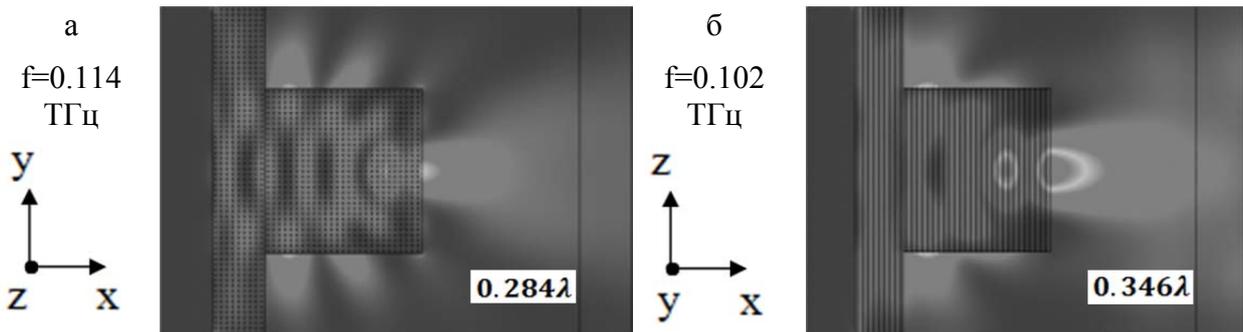


Рис. 3. Распределение интенсивности для TM поляризованной волны:
 а – поперечное сечение в плоскости XY для PLA-пластика,
 б – поперечное сечение в плоскости XZ для PLA-пластика

Проведено численное моделирование композитной периодической структуры методом конечных элементов для трех разных видов пластика. В результате моделирования получено минимально сечение пучка для TM-моды в PLA-пластике величиной в $0.284\lambda_0$. Полученные результаты могут быть использованы для создания методов получения субволновых пучков в терагерцовом диапазоне длин волн и устройств основанных на них. Подобные устройства

перспективны для использования в терагерцовой микроскопии, спектроскопии и в системах терагерцовой визуализации биологических объектов.

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - U01).

1. Z. Chen, A. Taflove, and V. Backman, “Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique,” *Opt. Express*, **12**, 1214–1220, (2004).

2. X. Li, Z. Chen, A. Taflove, V. Backman, Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets // *Opt. Express*, **13(2)**, 526-533, (2005).

3. I.V. Minin and O.V. Minin, “Photonics of isolated dielectric particles of arbitrary three-dimensional shape – a new direction in optical information technology”, *Vestnik NGU. Ser. «information technology»*, **4**, (2014).

4. V. Pacheco-Pena, M. Beruete, I.V. Minin, O.V. Minin, “Terajets produced by 3D dielectric cuboids” *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 084102, (2014).

5. V. Pacheco-Peña, M. Beruete, I. V. Minin and O. V. Minin, “Multifrequency focusing and wide angular scanning of terajets” *Opt. Letters*, Vol.**40**, No. 2, 245-248, (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ГРАФЕНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

Азбите С.Э., Денисултанов А.К., Мазуров А.А.,
Прожеев И.В.*, Ходзицкий М.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Университет Аалто, Хельсинки, Финляндия

В данной работе был исследован эффект Фарадея в графено-диэлектрической структуре. Были рассчитаны зависимость концентрации зарядов, угла вращения поляризации и эллиптичности от оптической накачки и количества монослоев графена. Показано повышение эффекта Фарадея в графено-диэлектрической структуре с различными значениями интенсивности излучения оптической накачки и количеством монослоев графена.

По сравнению с ближней инфракрасной областью спектра и видимым спектральным диапазоном, некоторые из критически важных ТГц компонентов до сих пор не так сложны, или вообще отсутствуют.[1] Терагерцовая поляризационная оптика позволила бы быструю модуляцию поляризации излучения. Сложностью для интеграции компонент поляризационной модуляции в волноводную оптику или в нанопотонные схемы, являются их макроскопические размеры. Для решения этой проблемы предлагаются конструкции компонентов, которые основаны на искусственных диэлектриках («метаматериалах») для реализации ТГц четвертьволновых пластинок. Одним из явлений, которые являются основой для подобных устройств является эффект Фарадея.[2] Графен является типичным материалом для устройств, основанных на эффекте Фарадея. Уникальные электронные и оптические свойства графена делают его перспективным материалом для развития электронных высокоскоростных устройств, включая полевые транзисторы, рпн-диоды, терагерцовые генераторы, а также электронные и оптические сенсоры.[3] Свойства графена могут быть модифицированы с помощью магнитного поля, температуры, оптической и электрической накачки. В этом случае магнитное поле влияет на циклотронную частоту графена и угол вращения Фарадея. Оптическая накачка используется для увеличения плотности заряда в графене.[4]-[5]

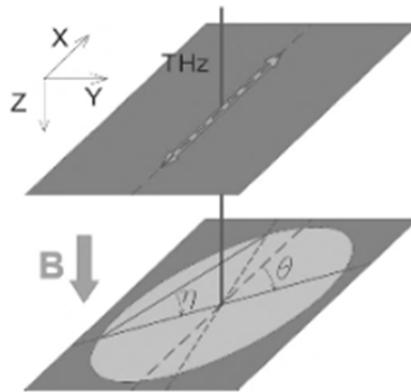


Рис. 1. Схема вращения угла поляризации θ и угла эллиптичности η под действием магнитного поля

В данной работе предложен новый широкополосный и перестраиваемый ТГц компонент для активной поляризационной оптики на основе вращения Фарадея в графеновых монослоях. Предложенная конструкция позволяет изменять поляризацию терагерцового излучения с помощью оптической накачки графена (в видимом и инфракрасном диапазоне длин волн), что делает возможным создание быстрых поляризационных модуляторов.

В случае генерации электронно-дырочных пар для нормально падающего оптического излучения, энергия Ферми $\eta_F = \varepsilon_F / k_B T$, где ε_F - энергия Ферми, k_B - постоянная Больцмана, T

- температура, $\alpha_\Omega = \frac{\pi\alpha}{\hbar\Omega}$ - КПД фотогенерации электрон-дырочных пар, где $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ -

постоянная тонкой структуры, Ω - частота падающих фотонов. В данной работе использованы три длины волн накачки 1550 нм, 980 нм и 450 нм с мощностью от 0 Вт до 1 Вт. В случае, когда оптическая накачка недостаточно сильная, можно было бы предположить, что η_F , концентрация электронов (дырок) $\Sigma = \Sigma_0 + \Delta\Sigma$, где

$$\Sigma_0 = \frac{\pi}{12} \left(\frac{k_B T}{\hbar \nu_F} \right)^2, \quad \Delta\Sigma = \frac{\ln 2}{\pi} \left(\frac{k_B T}{\hbar \nu_F} \right)^2 \eta_F. \quad (1)$$

Путем простого преобразования оно может быть получено:

$$\eta_F = \frac{\tau_R \alpha_\Omega}{\Sigma_0} I_\Omega = 12\alpha \left(\frac{\hbar \nu_F}{k_B T} \right)^2 \frac{\tau_R I_\Omega}{\hbar \Omega}. \quad (2)$$

Дисперсию диагональных компонент тензора проводимости и компонент Холла можно записать в виде:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \sigma_{yy}(\omega) = \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\Omega_c \tau)^2} \sigma_0, \quad (3)$$

$$\sigma_{xy}(\omega) = -\sigma_{yx}(\omega) = \frac{\Omega_c \tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\Omega_c \tau)^2} \sigma_0, \quad (4)$$

где $\Omega_c = eB_{\nu_F} / \hbar k_F$ - циклотронная частота, σ_0 - проводимость постоянного тока, B - магнитное поле от -2 до 2 Т, ν_F , k_F , e и τ - скорость Ферми, волновое число Ферми, заряд электрона и время рассеяния носителей заряда соответственно. Для спин-спиновых поверхностных состояний Дирака волновое число Ферми зависит от плотности носителей Σ , через отношение $k_F = \sqrt{4\pi\Sigma}$ без спинового вырождения. Для массивных носителей, циклотронная частота может быть записана в виде $\Omega_c = eB/m$, где m - эффективная масса электрона в параболическом приближении. Для отдельностоящей пленки, пренебрегая любыми эффектами подложки, комплексные коэффициенты передачи в параллельных (t_p) и скрещенных (t_c) поляризаторах могут быть записаны как:

$$t_p = \frac{4 + 2\Sigma_{xx}}{4 + 4\Sigma_{xx} + \Sigma_{xx}^2 + \Sigma_{xy}^2}, \quad t_c = \frac{4 + 2\Sigma_{xy}}{4 + 4\Sigma_{xx} + \Sigma_{xx}^2 + \Sigma_{xy}^2}, \quad (5)$$

где Σ_{xx} и Σ_{yy} - эффективные безразмерные двухмерные проводимости, которые определены как $\Sigma_{xx} = \sigma_{xx} dZ_0$ и $\Sigma_{xy} = \sigma_{xy} dZ_0$ с толщиной графена 3.45А, 10.35А, 17.25А, 24.15А и 34.5А для 1, 3, 5, 7 и 10 слоев соответственно и волновым сопротивлением вакуума $Z_0 \approx 377\Omega$.

Вращение плоскости поляризации и эллиптичность получаются из следующих формул:

$$\tan(2\theta) = 2\Re(\chi) / (1 - |\chi|^2), \quad \sin(2\eta) = 2\Im(\chi) / (1 + |\chi|^2), \quad (6)$$

где $\chi = t_c / t_p$, $\Re(\chi)$ и $\Im(\chi)$ - действительная и мнимая части χ соответственно. Были рассчитаны зависимость угла вращения Фарадея, эллиптичность, коэффициент передачи в параллельной и скрещенной поляризации. Линии на графике соответствуют различным мощностям накачки: 0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8 и 1 Вт.

Как видно из рисунка 2 для изменения угла вращения Фарадея необходимо прикладывать большее магнитное поле в случае большого количества монослоев графена, а также увеличить длину волны накачки. Максимальный полученный угол вращения Фарадея θ равен 4.25° .

При повышении числа монослоев графена наблюдается увеличение угла вращения Фарадея. Использование оптической накачки позволяет быстро изменить угол поворота вектора напряженности электрического поля, что позволяет сконструировать терагерцовый сверхбыстрый модулятор.

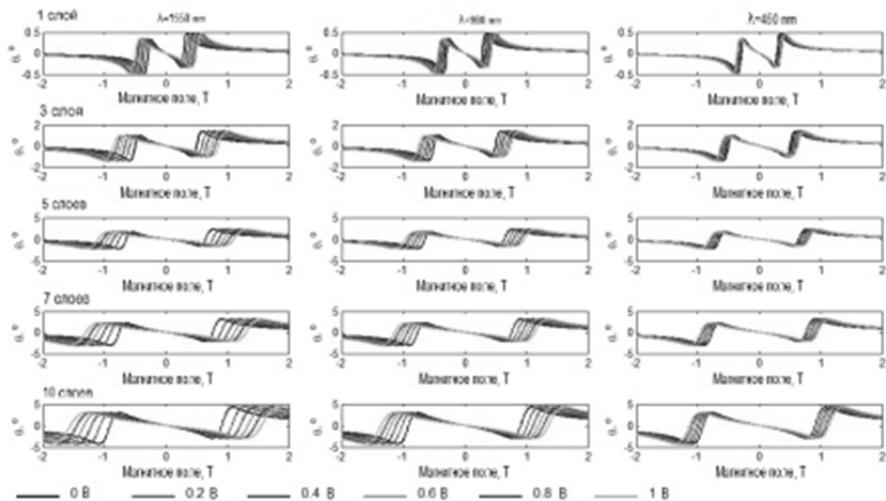


Рис. 2. Перестройка угла вращения Фарадея для различных магнитных полей и количества монослоев графена на частоте 0,98 ТГц.

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 – U01).

1. M. Tonouchi, *Nat. phot.* **1**, 97-105 (2007).
2. T. Arikawa., X. Wang, *Opt. expr.* **20**, 19484-19492 (2012).
3. K. Lodewijks, T. Maccaferri, *Nano letters* **14**, 7207-7214 (2014).
4. P. A. George, J. Strait, *Nano let.* **8**, 4248-4251 (2008).
5. F. Rana, *IEEE Trans. on Nanotech.* **7**, 91-99 (2008).

ТЕРАГЕРЦОВЫЕ РЕШЕТЧАТЫЕ ПОЛЯРИЗАТОРЫ ИЗ АЛЮМИНИЯ НА СИЛИКОНОВОЙ ПОДЛОЖКЕ

Чеботарев В.С., Соловьев А.Н., Трофимов А.Д., Ходзицкий М.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследуется поляризатор для терагерцового излучения, состоящий из алюминиевой решетки на силиконовой подложке. Промоделированы одно-, двух- и трёхслойные поляризаторы. Получены коэффициенты пропускания для двух поляризаций падающего ТГц излучения. Показано, что коэффициент экстинкции увеличивается с увеличением числа слоёв поляризатора.

Активно развивающаяся в настоящее время терагерцовая отрасль требует эффективных оптических элементов с низкими потерями, в частности, поляризаторов ТГц излучения [1], [2]. В данной работе рассматриваются поляризаторы, представляющие из себя алюминиевую решетку на подложке из силикона. Для повышения коэффициента экстинкции можно использовать поляризаторы, составленные из нескольких решеток, расположенных друг за другом. Это позволяет увеличить коэффициент экстинкции, но уменьшает коэффициент пропускания поляризованного излучения.

Моделировалось нормальное падение ТГц волны на алюминиевую решетку с периодом 20 мкм (ширина алюминиевой полосы 2 мкм). Толщина силиконовой подложки – 6 мкм. Сравнивались коэффициенты пропускания для ТЕ и ТМ поляризованных волн в диапазоне частот 100 ГГц – 1 ТГц. Также отдельно моделировались составные поляризаторы из двух и трёх аналогичных слоёв.

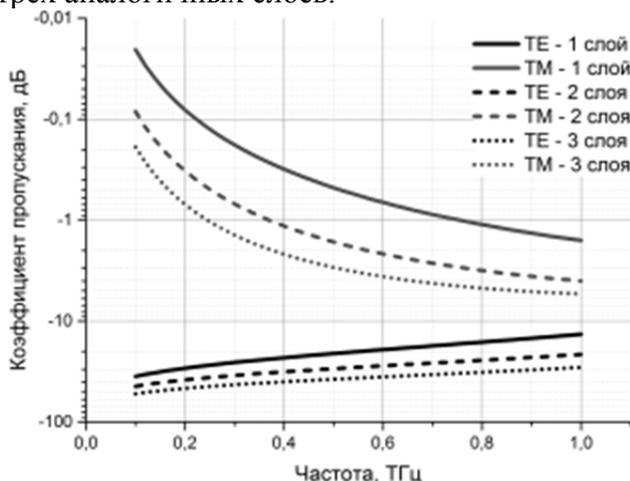


Рис. 1. Коэффициенты пропускания поляризаторов для ТЕ и ТМ мод

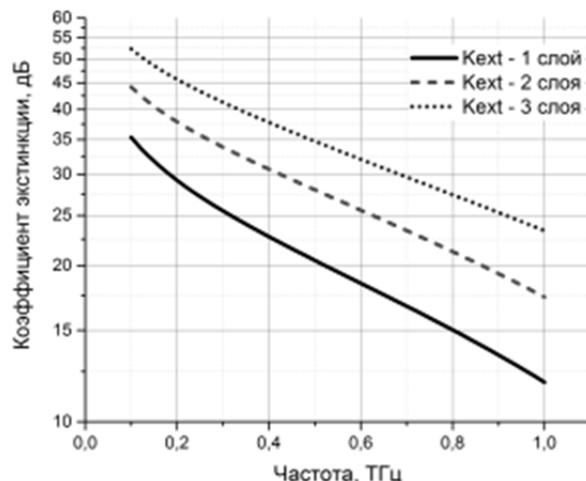


Рис. 2. Коэффициенты экстинкции для нескольких слоёв поляризатора

ТЕ волна уже в однослойном поляризаторе ослабляется более, чем на три порядка. Как можно видеть, на частоте 100 ГГц коэффициент экстинкции однослойного поляризатора составляет более 35 дБ при потерях не более 0,5%. При этом у трёхслойного поляризатора коэффициент экстинкции возрастает до 52 дБ при потерях, не превышающих 5%.

1. Yamada I. et al., *Optics letters*, **34**, № 3, 274–276, (2009).
2. Lu B. et al., *AIP Advances*, **6**, № 2, 25215 (2016).

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИАМЕТРА ЧАСТИЦ В КОМПОЗИТНОЙ СРЕДЕ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦЕВОЙ СПЕКТРОКОПИИ

Сальникова А.В., Шуи Ма*, Ходзицкий М.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Рочестерский университет, Рочестр, США

В данной работе предлагается метод определения диаметра сферических частиц в композитной среде на основе теории рассеяния Ми с помощью терагерцовой спектроскопии в диапазоне от 0,1 ТГц до 1 ТГц.

В настоящее время терагерцовые (ТГц) технологии открывают новые пути для исследования гранулированных ансамблей частиц. Длина волны терагерцового излучения находится в диапазоне от 30 мкм до 3 мм и соответствует размеру частиц во многих типичных гранулированных (композитных) средах[1]. Многие характеристики, получаемые с угловым рассеянием и спектральным затуханием или при измерении отражения, становятся чувствительны к размеру частиц и к другим геометрическим характеристикам образцов, таких как степень поляризации, интенсивность рассеяния и затухания.

Существует возможность оценить характеристики композитных сред с помощью ТГц спектроскопии. Использование ТГц спектроскопии не ограничивается исследованием качества изготовления искусственных сред: имеется возможность анализа и биологических сред, и пищевых продуктов. Большое количество исследований дает возможность оценить как точность полученных результатов, так и возможность их применения для улучшения контроля качества или мониторинга технологического процесса изготовления. В данной работе исследовалась зависимость сечения рассеяния и поглощения от радиуса сферических частиц для металлов, полупроводников и диэлектриков, основываясь на теории Ми².

Для реализации аналитического метода была написана программа в среде Matlab, фундаментальной частью которой является Теория Ми. Теория Ми рассеяния излучения на сфере, находящейся в однородной среде, основывается на разложении электромагнитного поля по цилиндрическим гармоникам и «сшивке» тангенциальных компонент напряженности электрического и магнитного полей на границе сферы.

Чтобы удовлетворить эти граничные условия, необходимо предположить, что, помимо падающего на сферу поля и поля внутри сферы, есть еще поле вторичной (рассеянной) волны. Сечение рассеяния излучения на металлической сфере согласно теории Ми можно рассчитать следующим образом[2]:

$$\sigma_{\text{расс}} = \frac{2\pi c^2}{\omega^2 \varepsilon_m} \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) \{|a_n(x, mx, m)|^2 + |b_n(x, mx, m)|^2\}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме, ε_m – диэлектрическая проницаемость среды, ω – циклическая частота падающего излучения, a_n и b_n – коэффициенты Ми², x и m равны:

$$x = kr_s, \quad (2)$$

$$m = \sqrt{\frac{\varepsilon_s(\omega)}{\varepsilon_m}}, \quad (3)$$

где r_s – радиус сферы, k – волновой вектор излучения, ε_s – диэлектрическая проницаемость материала сферы, ε_m – диэлектрическая проницаемости матрицы.

Экстинкция описывает уменьшение интенсивности излучения в результате его поглощения и рассеяния на частицах[3], [4]

$$\sigma_{\text{экс}} = \frac{2\pi c^2}{\omega^2 \varepsilon_m} \sum_{n=1}^{\infty} (2n + 1) \text{Re}\{a_n(x, mx, m) + b_n(x, mx, m)\}. \quad (4)$$

Сечение поглощения излучения получается из разности сечений экстинкции и рассеяния[2], [5].

$$\sigma_{\text{погл}} = \sigma_{\text{экс}} - \sigma_{\text{расс}}. \quad (5)$$

Написанная в среде Matlab программа позволила аналитически оценить возможность определения диаметра частиц. Результатом работы программы являлись графики сечения поглощения и сечения рассеяния, которые рассчитывались исходя из задаваемых параметров композитной среды.

Рассматривались только те частицы, частота пика поглощения или рассеяния которых входила в диапазон от 0,1 ТГц и 1 ТГц. Для аналитического моделирования были взяты следующие полупроводниковые частицы, находящиеся в кварцевом стекле: Si^4 (Кремний), InSb^5 (Антимонид индия).

Были проведены исследования взаимодействия излучения с диэлектрическими частицами. В качестве матрицы композитной среды рассматривались вещества, используемые для 3D печати: TPX, PLA, VisiJet M3 Crystal. При исследовании диэлектрических структур можно оценить только спектры сечения рассеяния, так как поглощение в таких структурах отсутствует. Были построены графики зависимости частоты пика рассеяния от радиуса частиц воздуха в диэлектрических средах (Рис.1). Полученный график можно аппроксимировать в экспоненциальную зависимость.

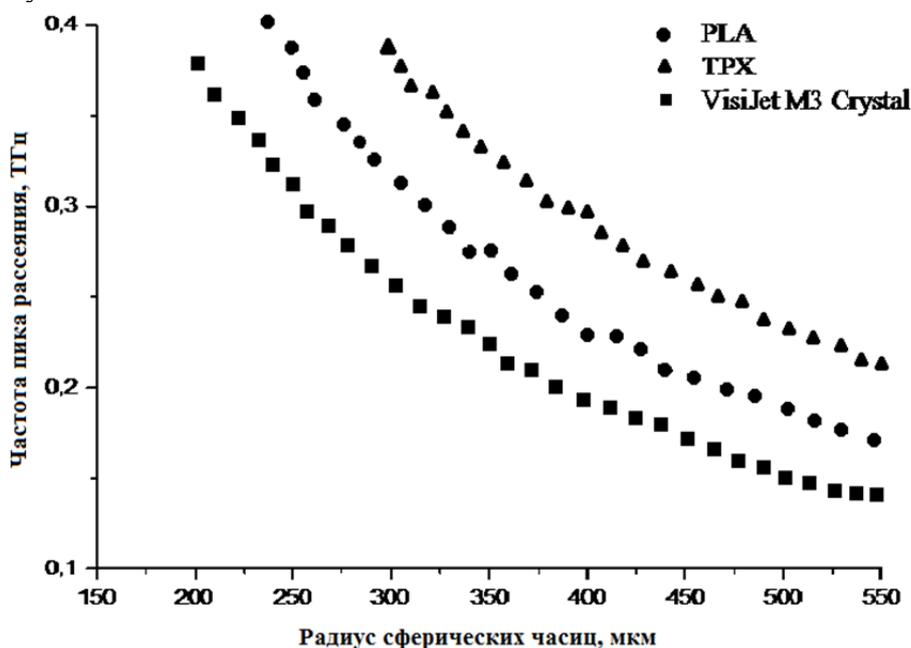


Рис. 1. Зависимость частоты пика рассеяния от радиуса частиц воздуха в матрицах.

Экспериментальная структура (Рис. 2) была смоделирована с помощью системы трехмерного моделирования КОМПАС 3D. На данной структуре, изготовленной из материала VisiJet M3 Crystal, имеются полусферические углубления различных диаметров: 0,2мм, 0,4мм, 0,6мм, 0,8мм, 1мм и один участок структуры без каких либо углублений.

Результатом проведения эксперимента являлись спектры рассеяния излучения по каждому из секторов экспериментальной структуры. На полученных спектрах фиксировалась частота пика рассеяния и в дальнейшем, с помощью этого значения, определялся диаметр сферических частиц, находящихся в исследуемом секторе.

В результате проведения эксперимента и анализа полученных результатов с помощью разработанной методики было выявлено, что изготовленная структура не соответствовала смоделированной: радиусы частиц оказались меньше ожидаемых.

Теория Ми рассеяния излучения дает возможность оценить форму и частотное положение пика рассеяния и поглощения сферических частиц. Были оценены диаметры полупроводниковых частиц в кварцевом стекле и частиц из воздуха в диэлектрических средах, которые можно определить с помощью данной методики в диапазоне от 0.1 ТГц до 1 ТГц. Таким образом, разработанную методику можно использовать для определения диаметра частиц в композитных средах и для неразрушающего контроля качества изготовления композитных сред.

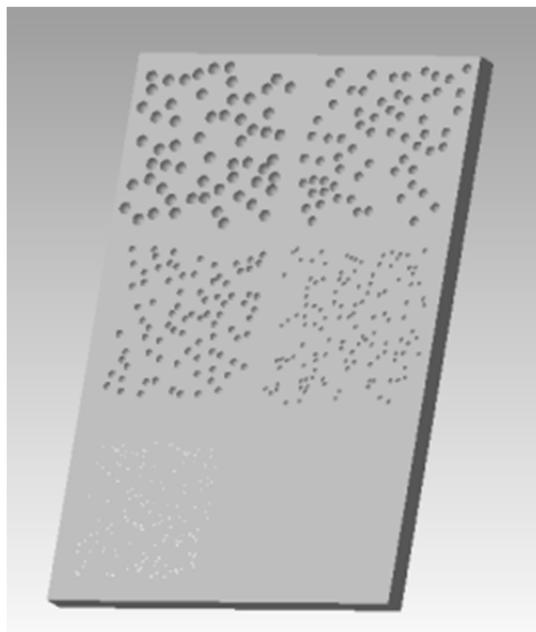


Рис. 2. Изображение модели экспериментального образца.

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - U01)

1. Bandyopadhyay A. et al. *Effects of scattering on THz spectra of granular solids* // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Т. 28, №. 11, С. 969-978. (2007),
2. Hulst Van De H. C. *Light scattering by small particles*, (1957),
3. В. А. Астапенко. *Наноплазмоника и метаматериалы: учеб. пособие*, 427-443, (2011),
4. Jeon T. I., Grischkowsky D. *Nature of conduction in doped silicon* // *Physical Review Letters*, Т. 78, №. 6, С. 1106 (1997)
5. Rivas J. G. et al. *Transmission of THz radiation through InSb gratings of subwavelength apertures* // *Optics Express*, Т. 13, №. 3, С. 847-859, (2005).

**УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ ФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ
С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ СЕЛЕНИДА КАДМИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ
ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ**

**Демченко П.С., Григорьев Р.О., Денисултанов А.Х., Седых Е.А, Онущенко
А.А.*, Ходзицкий М.К.**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*НИТИОМ ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

На импульсном терагерцовом спектрометре в режиме пропускания исследованы в диапазоне частот 0.2 – 1.0 ТГц спектральные характеристики и оптическими свойствами образцов фосфатных стекол с квантовыми точками CdSe, размер и концентрация которых варьировались путем изменения условий вторичных термообработок образцов исходного стекла, содержащего компоненты полупроводниковой фазы. Обнаружено изменение показателя преломления и коэффициента поглощения на высокочастотном краю исследованного диапазона при изменении параметров вторичной обработки.

За последние годы полупроводниковые квантовые точки (КТ) привлекли большое внимание исследователей благодаря зависимости их свойств от размеров, и созданию оптоэлектронных и фотонных устройств с перестраиваемыми характеристиками.[1] На сегодняшний день КТ применяются в разработках высокоскоростных фильтров для обработки сигналов, оптических волоконных усилителей, низкопороговых лазеров, солнечных батарей и т.д.[2] Также, особый научный интерес проявляется к изучению свойств КТ в терагерцовом диапазоне частот.[3] В данной экспериментальной работе были исследованы образцы стекол бариевофосфатной системы с выращенными в их объеме КТ CdSe для создания компонентов устройств с перестраиваемыми характеристиками в терагерцовом диапазоне частот.

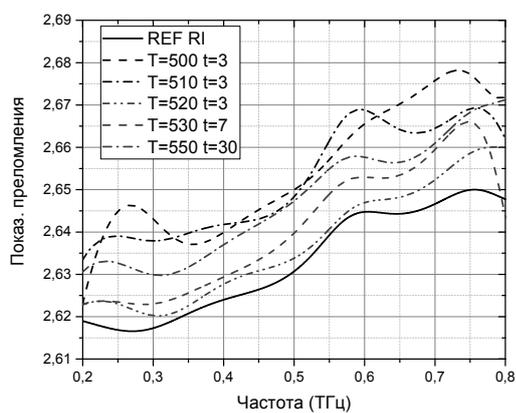
Исходное стекло синтезировалось в силитовой печи в кварцевых тиглях при температуре 1380 - 1420 °С. Компоненты полупроводникового соединения вводились в шихту сверх 100% в виде CdO и элементарной фосфора.

Расплав вырабатывался в подогретую графитовую форму. Проводился отжиг полученной отливки при температуре близкой к температуре стеклования T_g . Исходное стекло было прозрачно и не имело поглощения в области длин волн больше 300 нм. Выделение полупроводниковой фазы осуществлялось в результате вторичных термообработок в изотермических условиях.

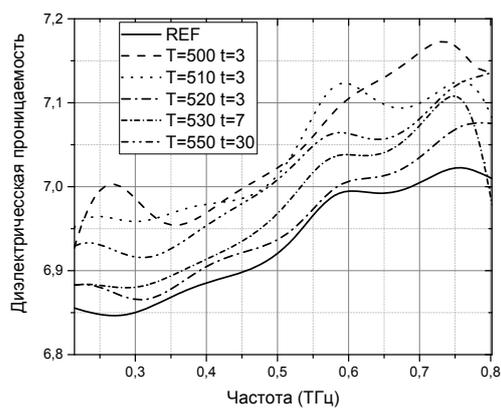
В отличие от предыдущей работы[4], в которой КТ CdSe в силикатной матрице выращивались с использованием сложных двухстадийных термообработок, в данной работе использовались одностадийные термообработки при заданной температуре из интервала 490 - 530 °С и фиксированной длительности изотермического прогревания 3 часа.

Методом импульсной терагерцовой спектроскопии были получены дисперсии показателей поглощения, преломления и диэлектрической проницаемости. Концентрация частиц в стекле была рассчитана с помощью теории эффективной среды.

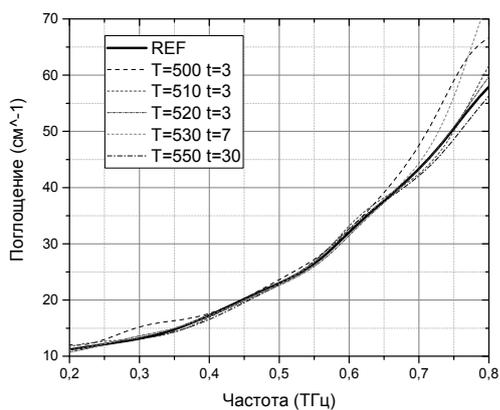
Показано, что при изменении параметров вторичной обработки варьируется концентрация КТ селенида кадмия от 4,21 до 1,11 %, вследствие чего в высокочастотной области наблюдается увеличение показателя преломления стекла на ~ 0.03–0.01 соответственно, также наблюдается увеличение коэффициента поглощения на ~11 см⁻¹ для максимальной концентрации на частоте ~0,73 ТГц (Рис.). У образцов, обработанных при разных температурах, но с одинаковым временем воздействия, наблюдается линейная зависимость изменения концентрации от температуры вторичной обработки стекол. На основе такого явления возможно создание терагерцовых компонент на пропускание на основе стекол с КТ CdSe, характеристиками которых можно управлять в процессе изготовления.



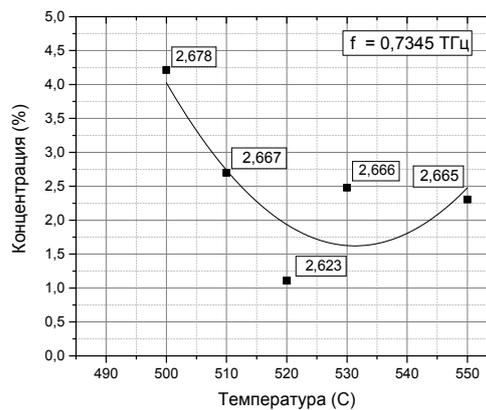
а)



б)



в)



г)

Рисунок. а) дисперсии показателя преломления исследуемых стекол, б) дисперсии диэлектрической проницаемости образцов, в) дисперсии поглощения образцов, Зависимость показателя концентрации от температуры вторичной обработки стекол для $f = 0.7345$ ТГц с подписанными показателями преломления; где T – температура вторичной обработки, t – время обработки

1. S. Schmitt-Rink, D. Miller, D. Chemla, *Phys. Rev. B* **35**, 8113–8125 (1987).
2. F. Alihosseini, et al., *6th Int. Symposium on Telecommunications (IST)*, 48-51 (2012).
3. M. Hoffmann, et al., *Appl. Phys. Lett.* **97**, 231108 (2010).
4. P. Onushchenko, et al., *Proc. SPIE* **9502** (2015).
5. Palik, Edward D. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1998.

РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКИ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ФИЛЬТРА НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА И КРЕСТООБРАЗНЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Гребенчуков А.Н., Соболева В.Ю., Новоселов М.Г., Корнилов Е.В.,
Ходзицкий М.К.

Кафедра Фотоники и Оптоинформатики, Университет ИТМО,
Санкт-Петербург, Россия

Представлена теоретическая модель оптически перестраиваемого терагерцового фильтра на основе крестообразных резонаторов с графеновым покрытием. Для получения спектральных характеристик разработанного фильтра использовался метод конечных разностей в частотной области, реализованный в модуле Frequency Domain Calculation системы CST Microwave Studio. Результаты моделирования показали возможность управления добротностью и рабочей частотой фильтра с помощью оптического излучения.

В последние годы наблюдается рост числа фундаментальных и прикладных исследований в области генерации и использования электромагнитного излучения терагерцового (ТГц) диапазона частот. Исследования в области ТГц технологий до недавнего времени ограничивались только разработкой эффективных методов генерации и детектирования ТГц излучения, что привело к значительному прогрессу в данной области [1]. Но сейчас направление исследований сместилось в сторону практических приложений, среди которых высокоскоростная связь, молекулярная спектроскопия, системы обеспечения безопасности, медицинская диагностика и многие другие [2]. Все эти направления требуют создания функциональных компонент для управления ТГц излучением (модуляторы, фильтры, поляризаторы и др.). Но, как известно [3], для большинства природных материалов отсутствует электромагнитный отклик на ТГц излучение. Поэтому для решения существующей проблемы используют искусственные оптические компоненты – метаматериалы, свойства которых могут быть разработаны в соответствии с необходимыми функциональными требованиями. Но и существующие элементы управления ТГц излучением обладают статическими характеристиками, что подразумевает необходимость наличия множества компонент с одинаковой функцией, но работающих в различном спектральном диапазоне. Для решения этой проблемы используют активные метаматериалы с возможностью перестройки рабочих характеристик с помощью внешних воздействий (оптически, электрически или механически). Перспективным материалом для создания активных метаматериалов является графен, который благодаря своим размерам и свойствам идеально подходит для интеграции в метаматериальные структуры.

В работе предложена модель узкополосного режекторного ТГц фильтра на основе крестообразных резонаторов с графеновым покрытием. Разработанный фильтр представляет собой искусственную резонансную структуру из металлической пленки (медь), расположенную на подложке из диэлектрика (лавсан). Размеры подложки 15x15 мм. Монослой графена помещается между подложкой и металлической пленкой. Частотный диапазон работы фильтра от 0,1 до 1 ТГц. Трехмерное схематическое представление исследуемой структуры изображено на Рис.

Моделирование фильтра проводилось методом конечных разностей в частотной области. Результаты моделирования показали, что рабочие характеристики предложенной метаматериальной среды могут эффективно управляться в ТГц диапазоне с помощью оптического излучения с длиной волны 1,5 мкм. Так, при оптической накачке наблюдалось смещение рабочей частоты фильтра и изменение его добротности. Полученная структура может найти свое применение в системах высокоскоростной связи ТГц диапазона, а также в качестве компонента установки для ТГц спектроскопии.

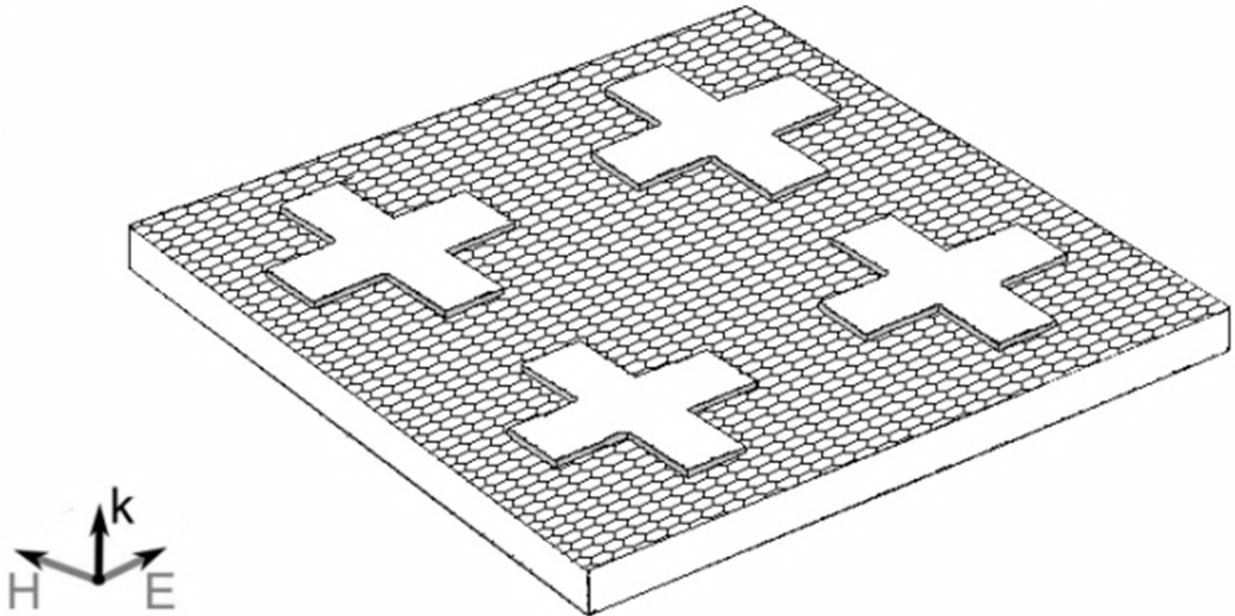


Рисунок. Структура ТГц фильтра

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - U01).

1. R A Lewis, "A review of terahertz sources", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, 374001, (2014).
2. Lee, Y.-S., "Principles of Terahertz Science and Technology" 1st ed, *Springer*, New York, (2009).
3. H-J. Song, T. Nagatsuma, (Eds), "*Handbook of Terahertz Technologies; Devices and Applications*", *Pan Stanford*, (2015).

РАСЧЁТ ХАРАКТЕРИСТИК КИРАЛЬНОЙ МЕТАПОВЕРХНОСТИ В ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Масюков М.С, Возианова А.В., Гребенчуков А.Н., Ходзицкий М.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе были получены характеристики (оптическая активность, коэффициент эллиптичности) киральной метаповерхности для терагерцевого диапазона частот, проведен анализ оптических свойств метаповерхности. Численное моделирование исследуемой структуры было реализовано при помощи метода конечных элементов.

В настоящее время исследования материалов, которые обладают эффектом киральности, являются очень актуальными. Киральность - свойство структуры, элементы которой ни при каких вращениях или перемещениях не совпадают со своим зеркальным отображением. Данным свойством обладают как математические модели, так и некоторые физические элементы и молекулы, например, молекула ДНК, аминокислоты, жидкие кристаллы, металлические спирали и другие. Киральные элементы обладают рядом некоторых интересных свойств, таких как взаимная биизотропия, оптическая активность, кросс-поляризация, что открывает интересные возможности для применения данных материалов. При рассмотрении же киральных материалов в терагерцевом диапазоне появляется возможность использовать их в биомедицине и биомедицинских технологиях, например, возможность создания ТГц-поляризаторов для импульсных томографов и спектрометров, а так же генераторов излучения, для разработки новых методик своевременной диагностики и терапии.

Изучив эти и другие возможности применения структур с киральностью элементов, возник вопрос исследовать природу возникновения данного эффекта, степень его проявления и локализацию в зависимости от геометрической формы самого кирального элемента. Ранее в работах других авторов были рассмотрены различные геометрические формы киральных элементов, такие как пересечения крестов [1], П-образные элементы [2], спирали [3], и др. В данной работе за основу была взята геометрическая форма кирального элемента (Рис.), прототип которого исследован в СВЧ диапазоне частот [4]. Аналогичные исследования в ТГц диапазоне ранее не проводились.

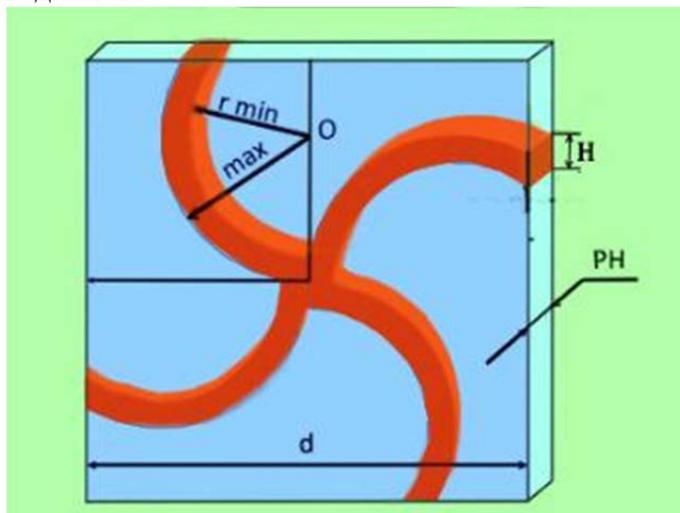


Рисунок. Схема структурного элемента киральной метаповерхности для терагерцевого диапазона частот (высота киральной структуры $H = 0.1$ мкм, высота подложки $PH = 150$ мкм, внутренний радиус $r_{min} = 123.3$ мкм, сторона квадрата, в который вписан одиночный киральный элемент $d = 450$ мкм, внешний радиус $R_{max} = 150$ мкм).

Для того чтобы определить оптическую активность данных структур и проанализировать возможности управления компонентами поляризации, необходимо было получить коэффициенты пропускания для волн с круговой поляризацией T_{++} и T_{--} . Используя

стандартное определение для азимута вращения поляризации, $\theta = \frac{1}{2} [\arg(T_{++}) - \arg(T_{--})]$, были рассчитаны изменения поляризации линейно поляризованных волн в исследуемой киральной структуре. Также был посчитан коэффициент эллиптичности, определяющий меру кругового дихроизма при помощи следующего выражения:

$$\eta = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left(\frac{|T_{++}|^2 - |T_{--}|^2}{|T_{++}|^2 + |T_{--}|^2} \right)$$

В данной работе была исследована возможность управления оптическими свойствами (оптической активностью, коэффициентом эллиптичности) и поляризацией излучения после прохождения через киральную метаповерхность при помощи изменения геометрической формы структурного элемента (кривизны образующих элемент кривых).

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - U01).

1. Jianfeng Dong, Jiangfeng Zhou, Thomas Koschny, and Costas Soukoulis, *Optics Express*, **17**, 14172-14179, (2009).
2. Xiang Xiong, Wei-Hua Sun, Yong-Jun Bao, Mu Wang, Ru-Wen Peng, Cheng Sun, Xiang Lu, Jun Shao, Zhi-Feng Li, and Nai-Ben Ming, *Phys. Rev. B*, **81**, №7, 075119-1 – 075119-6, (2010).
3. S. Zhang, J. Zhou, Y.-S. Park, J. Rho, *Nature Communications*, **3**, 942, (2012).
4. S.Y. Polevoy, S.L. Prosvirnin, S.I. Tarapov, *Telecommunications and Radio Engineering*, **72**, 1731-1738, (2013).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ СРЕД ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ФАЗОВЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Литвинов Е.А., Чернядьев А.В., Сонг В.*, Возианова А.В., Ходзицкий М.К.

Кафедра Фотоники и Оптоинформатики, Университет ИТМО

*Институт Оптики, Университет Рочестера, Нью-Йорк, США

В данной работе была показана возможность получения стержневых металлодиэлектрических композитов с диэлектрической проницаемостью от 0 до 1 в терагерцевом диапазоне частот путем изменения концентрации стержней в композите. Численное моделирование композита было реализовано с помощью метода конечных элементов и метода конечных разностей.

Недавние демонстрации такого особого класса материалов, как ENZ-материалы, вызвали большой интерес из-за их потенциального применения для манипулирования и контроля за распространением излучения через субволновые объемы [1],[2]. ENZ-материал (англ. аббревиатура «epsilon-near-zero») – это искусственный материал с чрезвычайно малой диэлектрической проницаемостью. Передача излучения при помощи таких материалов была экспериментально подтверждена в волноводных структурах в микроволновом диапазоне частот [5]. ENZ-материалы дают почти нулевой показатель преломления внутри среды, эффективно расширяя локальную длину волны света, а также обеспечивая почти однородное распределение электрических и магнитных полей в пределах материала. Такое резкое расширение длины волны открывает возможность для разнообразных манипуляций. В частности, среда ENZ может "выжимать" электромагнитную энергию через произвольно узкие каналы при больших расстояниях распространения и управлять волновым фронтом в структурах с резкими поворотами и краями [3]. Среда ENZ с соответственно почти нулевым показателем преломления может преобразовывать цилиндрические волновые фронты на плоские, что приводит к коллимированию излучения в окружающей изотропной среде [4].

В данной работе проведено исследование металлодиэлектрических стержневых композитов, с диэлектрической проницаемостью, изменяющейся от нуля до единицы. Чтобы получить композиты с различными эффективными диэлектрическими проницаемостями, при этом используя один и тот же материал (пластик VisiJet M3) и металлическую проволоку с одним и тем же диаметром, необходимо было менять концентрацию металлических цилиндров в образце. Тем самым необходимо было менять период структуры, учитывая ограничение на трехмерную печать, а именно минимальное расстояние между цилиндрами, которое не должно было быть меньше 30 мкм. Были рассмотрены три разных периода структуры, со значениями коэффициента преломления композита $n=0.1$ (период 0.376.28 мкм), $n=0.5$ (387.64 мкм), $n=0.9$ (421.56 мкм) соответственно.

В качестве основы для предложенных композитов использовался кубический перфорированный пластик ($\epsilon=2,76$) с полыми цилиндрами внутри, изготовленный методом трехмерной печати. Для изготовления композита в полученный таким образом диэлектрический куб были вставлены металлические цилиндры из медной проволоки диаметром 300 мкм (Рис).

Была разработана модель композитных стержневых структур в терагерцевом диапазоне частот с близкими к нулю значениями диэлектрической проницаемости. А также, показана возможность варьирования диэлектрической проницаемости такой структуры от 0 до 1 путем изменения периода структуры и концентрации стержней в композите. Были построены дисперсионные кривые исследуемых композитов для ТЕ и ТМ мод в программном пакете Maple. Реализовано численное моделирование взаимодействия электромагнитного терагерцевого излучения с металлодиэлектрическими стержневыми композитами методом конечных элементов и продемонстрирована отрицательная фазовая задержка методом конечных разностей во временной области.

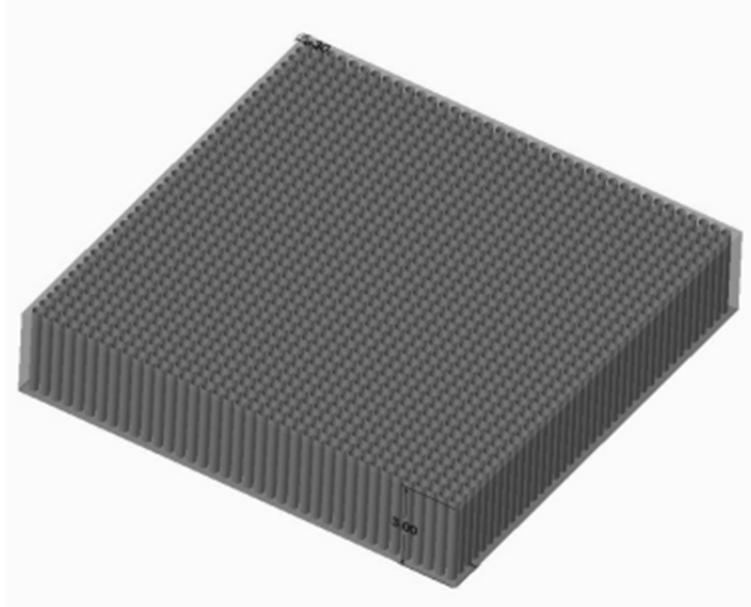


Рисунок. Модель стержневого металлодиэлектрического композита

Работа была выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (грант 074 - U01).

1. R. Ziolkowski. Propagation in and scattering from a matched metamaterial having a zero index of refraction, *Physical Review*, **E70**, 046608, (2004).
2. A. Al`u, M.G. Silveirinha, A. Salandrino, and N. Engheta, Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern, *Phys. Rev.*, **B75**, 155410, (2007).
3. D.J. Bergman and D. Stroud, Physical properties of macroscopically inhomogeneous media, *Solid State Phys.*, **46**, 147, (1992).
4. S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Gu´erin, and P. Vincent, A Metamaterial for Directive Emission, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 213902 (2002).
5. B. Edwards, A. Al`u, M. E. Young, M. Silveirinha, and N. Engheta, Experimental Verification of Epsilon-Near-Zero Metamaterial Coupling and Energy Squeezing Using a Microwave Waveguide, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 033903 (2008).

ШУМОПОДАВЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ГОЛОГРАММ

Балбекин* Н.С., Куля* М.С., Городецкий** А.А., Петров* Н.В.

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Университет Астон, Бирмингем, В4 7ЕТ, Великобритания

В работе продемонстрирован результат восстановления цифровых широкополосных импульсных голограмм с добавлением шума во время записи. Показана степень применимости алгоритмов фильтрации данных после регистрации и в процессе восстановления фазовых терагерцовых голограмм. Приведено сравнение стандартных электронных линейных фильтров, таких как фильтр Чебышева, инверсный фильтр Чебышева, Баттерворта, Эллиптический, Бесселя, Медианный и Савитского-Голлея, применяемых к одномерным массивам данных, с фильтрами, применяемыми к 2-D изображениям терагерцовых широкополосных импульсных полей на различных частотах. 2-D фильтры рассмотрены на примере фильтра «sin-cos».

В методе широкополосной импульсной терагерцовой голографии с разрешением во времени (THz PTDH) [1] можно применять алгоритмы подавления шумов как непосредственно после регистрации голограммы, так и после распространения изображения в плоскость объекта. Особенности дифракционного распространения терагерцового широкополосного импульсного поля были исследованы в статье [2]. Для подавления шумов в спектральном распределении фазы мы использовали фильтры Баттерворта [3], Чебышева 1 рода [4], Эллиптический [5], Бесселя [6], Медианный [7] и Савитского-Голлея [8]. Далее, для сравнения, к восстановленным изображениям ТГц голограммы был применен фильтр «sin-cos» [9,10] на частотах 0,01 – 2 ТГц с шагом 10 ГГц. После чего было проведено сравнение эффективности алгоритмов шумоподавления, примененных до и после восстановления голограммы.

Поскольку в методе THz PTDH основная информация содержится в фазе ТГц волны, эффективным оказывается применение методов фильтрации для спектрального распределения фазы на этапах записи и обратного распространения, в отличие от подхода, предусматривающего применение фильтров к пространственному распределению амплитуды и фазы полученных изображений. Фильтры, работающие с пространственным распределением амплитуды и фазы изображений, теряют пространственное разрешение вследствие использования алгоритмов сглаживания соседних пикселей. В нашем случае фильтрация происходит в спектральном распределении фазы независимо в каждом пикселе. Применимость данного метода обусловлена использованием импульсного широкополосного терагерцового излучения, что добавляет преимуществ импульсной голографии в сравнении с непрерывной.

Петров Н.В. благодарит за поддержку министерство образования и науки РФ, проект № 2014/190 на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания. Работа выполнена в рамках государственного задания №3.1675.2014/К Министерства образования и науки Российской Федерации.

1. Petrov N. V., Gorodetsky A. A., Besspalov V. G. Holography and phase retrieval in terahertz imaging // *SPIE Optical Engineering+ Applications*. 2013. – Vol. **8846**, PP. 88460S-88460S-7.
2. Balbekin, N. S., Kulya, M. S., Rogov, P. Y., Petrov, N. V. The Modeling Peculiarities of Diffractive Propagation of the Broadband Terahertz Two-dimensional Field // *Physics Procedia*. – 2015. – Vol. **73**. – PP. 49-53.
3. Gaikwad K. M., Chavan M. S. Removal of high frequency noise from ECG signal using digital IIR butterworth filter // *Wireless Computing and Networking (GCWCN)*, 2014 IEEE Global Conference on. – IEEE, 2014. – С. 121-124.
4. Zhu Y.-Z., Guan K. Design of General Chebyshev Filter for Optimizing the Band-Edge Sensitivity // 2010 International Conference on Communications and Mobile Computing. IEEE, 2010. P. 98–102.

5. Ansari R. Elliptic filter design for a class of generalized halfband filters // *IEEE transactions on acoustics, speech, and signal processing*. – 1985, Vol. **33**, Iss. 5, PP. 1146-1150.
6. Marshak A., Johnson D., Johnson J. A Bessel rational filter // *IEEE Transactions on Circuits and Systems*. – 1974, Vol. **21**, Iss. 6, PP. 797-799.
7. Wang Z., Zhang D. Progressive switching median filter for the removal of impulse noise from highly corrupted images // *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Analog and Digital Signal Processing*. – 1999, Vol. **46**, Iss. 1, PP. 78-80.
8. Никонов А. В. и др. Фильтрация методом Савицкого-Голея спектральных характеристик чувствительности матричных фотоприемных устройств // *Успехи прикладной физики*. – 2016, Т. **4**, №. 2, С. 199.
9. Huntley J.M. Random phase measurement errors in digital speckle pattern interferometry // *Opt. Lasers Eng.* 1997. V. **26**(2-3). P. 131–150.
10. Aebischer H.A., Waldner S. A simple and effective method for filtering speckle-interferometric phase fringe patterns // *Opt. Commun.* 1999. V. **162**(4-6). P. 205–210.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМОЙ, СОЗДАВАЕМОЙ ДВУМЯ ЛАЗЕРНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Косарим И.В., Беспалов В.Г., Грачев Я.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе продемонстрирован результат численного моделирования лазерной плазмы в атмосферном воздухе в среде моделирования Comsol Multiphysics v. 5.2. Показана зависимость возбуждения свободных электронов от интенсивности одного и двух лазерных импульсов. Показана зависимость концентрации носителей заряда при разной задержке по времени одного из импульсов относительно второго. Проведено сравнение концентрации носителей заряда при возбуждении одним, двумя импульсами и импульсом с удвоенной интенсивностью.

Одним из наиболее распространенных способов генерации ТГц излучения является генерация из лазерной плазмы. Этот метод генерации имеет несколько преимуществ перед другими, а именно: отсутствие необходимости в каких-либо устройствах для преобразования лазерного излучения в терагерцовое, отсутствие ограничения на предельно допустимую интенсивность лазерных импульсов, возможность расположить генератор или детектор в близости от исследуемого объекта при работе в атмосферном воздухе, тем самым значительно снизить потери на поглощение парами воды в атмосферном воздухе.

Образование филаментов обусловлено совместным проявлением керровской самофокусировки среды и нестационарной абберационной дефокусировки в наведенной лазерной плазме. С точки зрения нелинейной оптики филаменты представляют собой следы движущихся фокусов. Рост интенсивности в нелинейных фокусах фемтосекундных импульсов ограничивается нелинейной рефракцией в лазерной плазме, наведенной в результате многофотонной и лавинной ионизации. [1]

Для улучшения эффективности преобразования энергии оптического импульса в энергию терагерцовой волны был предложен метод генерации лазерной плазмой, созданной двумя лазерными импульсами различной длительности. Для того оценки эффективности этого метода было проведено моделирование в среде Comsol Multiphysics v. 5.2. Моделирование основывалось на уравнениях создания лазерной плазмы, учитывающих многофотонную и лавинную ионизацию, а также релаксацию плазмы, которые подробнее рассмотрены в работе [3].

Вначале было проведено моделирование для случая создания лазерного филамента одним лазерным импульсом с центральной длиной волны 800 нм, шириной импульса по уровню e^{-1} 35 фс и напряженностями электрического поля импульса: $7 \cdot 10^8$ В/м, $3,5 \cdot 10^8$ В/м, $1,4 \cdot 10^8$ В/м, $7 \cdot 10^7$ В/м и $2,8 \cdot 10^7$ В/м.

Результаты моделирования представлены на рис. 1 и рис. 2.

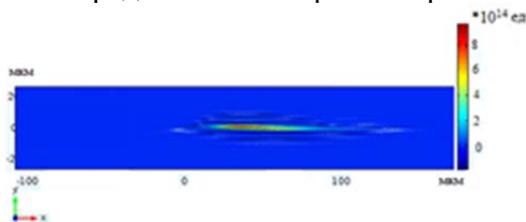


Рис. 1. Концентрация свободных электронов в пространстве при прохождении фемтосекундного лазерного импульса с напряженностью электрического поля $E_0 = 7 \cdot 10^8$ В/м

Результаты моделирования показывают, что, во-первых, при напряженности электрического поля $7 \cdot 10^8$ В/м в точке перетяжки лазерного импульса концентрация свободных электронов максимальна и составляет приблизительно 10^{15} 1/см³, что соответствует результатам экспериментальной работы [4]. Во-вторых, возбуждение свободных электронов происходит при

фокусировке фемтосекундного лазерного импульса с напряженностью больше $1.4 \cdot 10^8$ В/м, концентрация получаемых свободных электронов возрастает при росте напряженности электрического поля лазерного импульса.

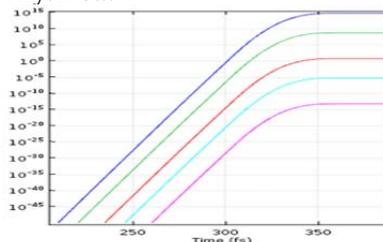


Рис. 2. Зависимость концентрации свободных электронов в пространстве в точке перетяжки (40,0) при прохождении фемтосекундного лазерного импульса при изменении напряженности электрического поля лазерного импульса в диапазоне - $2.8 \cdot 10^7$ В/м - $7 \cdot 10^8$ В/м.

После этого было проведено моделирование для случая создания лазерной плазмы двумя лазерными импульсами. Моделирование было проведено для центральной длины волны двух импульсов 800 нм, шириной импульсов по уровню e^{-1} - 35 фс. Напряженность электрического поля первого импульса была выбрана $7 \cdot 10^8$ В/м, второго импульса изменялась в диапазоне - $2,8 \cdot 10^7 - 7 \cdot 10^8$ В/м. Временная задержка второго импульса относительно первого изменялась в диапазоне 0 — 90 фс.

Исследование показало, что максимальное увеличение числа носителей заряда происходит при максимальном значении напряженности электрического поля второго импульса - $7 \cdot 10^8$ В/м.

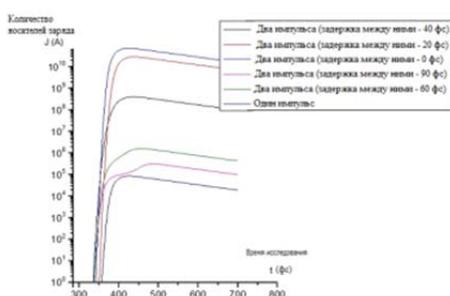


Рис. 3. Нормальный фототок при разных положениях основного и дополнительного импульсов при напряженности электрического поля дополнительного импульса $7 \cdot 10^8$ В/м

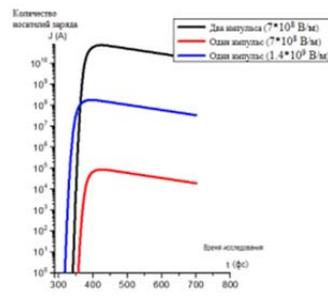


Рис. 4. Сравнение трех методов генерации: генерация одним импульсом с напряженностью электрического поля $7 \cdot 10^8$ В/м, генерация одним импульсом с напряженностью электрического поля $1.4 \cdot 10^9$ В/м, генерация двумя импульсами с напряженностями электрического поля $7 \cdot 10^8$ В/м

Рис. 3 показывает, что максимальное значение фототока совпадающего с осью x образуется при полном совпадении по времени основного и дополнительного импульсов. При отставании по времени второго импульса относительно первого на 90 фс наблюдается немного отличный от других случаев экспоненциальный рост. Это происходит из-за того, что при такой задержке лазерные импульсы воздействуют на воздух отдельно друг от друга. Увеличение концентрации носителей заряда достигает точки насыщения при воздействии первым лазерным импульсом, а потом происходит дополнительное увеличение концентрации при воздействии вторым импульсом. Исследование показало, что основной вклад в увеличение фототока вносит увеличение концентрации свободных электронов, т.к. увеличение скорости электронов происходит незначительное.

Как было показано выше, возбуждение свободных электронов происходит при фокусировке лазерного импульса с напряженностью электрического поля больше $1.4 \cdot 10^8$ В/м. Однако, при воздействии основного импульса с дополнительным, напряженность электрического поля которого недостаточна для возбуждения свободных электронов,

происходит увеличение концентрации свободных электронов. Это говорит в пользу взаимной интерференции этих импульсов в пространстве. На основании этих данных было решено проверить вклад взаимной интерференции двух импульсов в создание фототока в филаменте. Для этого было проведено исследование генерации при разной фазовой задержке между импульсами — $\pi/4$, $\pi/2$, π , 0 , которые показало, что фототок совпадающий с осью x максимален в том случае, если основной и дополнительный импульс совпадают по фазе. При фазовой задержке между ними в π , фототок не образуется.

Для того, чтобы показать эффективность предложенного метода было проведено сравнение силы нормального фототока, образующегося в лазерной плазме, создаваемой лазерными импульсами для случаев нормальной напряженности электрического поля лазерного импульса ($7 \cdot 10^8$ В/м), удвоенной напряженности электрического поля лазерного импульса ($1,4 \cdot 10^9$ В/м) и для случая генерации двумя лазерными импульсами с нормальными напряженностями электрического поля ($7 \cdot 10^8$ В/м). Исследование показало, что при генерации двумя лазерными импульсами величина нормального фототока максимальна. Результат показан на рис. 4.

Таким образом, из модели видно, что при воздействии на лазерную оптическую плазму вторым лазерным импульсом сила нормального фототока, образующегося в лазерном филаменте, увеличивается. При отставании или опережении второго импульса от основного усиление меньше чем в случае их синхронизации по времени. С увеличением напряженности электрического поля дополнительного импульса увеличивается и нормальный фототок, образующийся в лазерном филаменте. Основной вклад в усиление фототока вносит увеличение свободных электронов. Количество свободных электронов возрастает и при воздействии дополнительного лазерного импульса, напряженность которого недостаточна для возбуждения свободных электронов. Это происходит из-за эффекта взаимной интерференции лазерных импульсов. Причем в случаях, когда импульсы различны по фазе, образующийся фототок меньше. От максимального, когда импульсы совпадают по фазе, до нуля, когда импульсы находятся в противофазе. Источником ТГц излучения является нормальный фототок. Интенсивность ТГц импульса пропорциональна силе нормального фототока. Следовательно, при воздействии второго импульса происходит усиление ТГц излучения.

1. В.П.Кандидов, О.Г.Косарева, *Квантовая электроника*, **35**, № 1, 59–64, (2005).
2. С.Г. Калмыков, *Письма в журнал технической физики*, **17**, 65, (2008)
3. P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi, C. A. Kapetanacos, *Physical Review*, **E 69**, 066415 (2004)
4. C.D. Amico, A. Houard, *New Journal of Physics*, **10**, 013015 (2008)

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|--|------------|
| ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ..... | 3 |
| <i>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>3</i> |
| <i>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>19</i> |
| КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ | 28 |
| <i>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>28</i> |
| <i>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>72</i> |
| КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ..... | 135 |
| <i>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>135</i> |
| <i>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>182</i> |
| НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ | 231 |
| <i>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>231</i> |
| <i>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>261</i> |
| ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ | 304 |
| <i>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>304</i> |
| <i>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>370</i> |
| ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ..... | 450 |
| <i>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>450</i> |
| <i>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>482</i> |
| СЕМИНАР «ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ» | 486 |
| <i>УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>486</i> |
| <i>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....</i> | <i>523</i> |

Научное издание

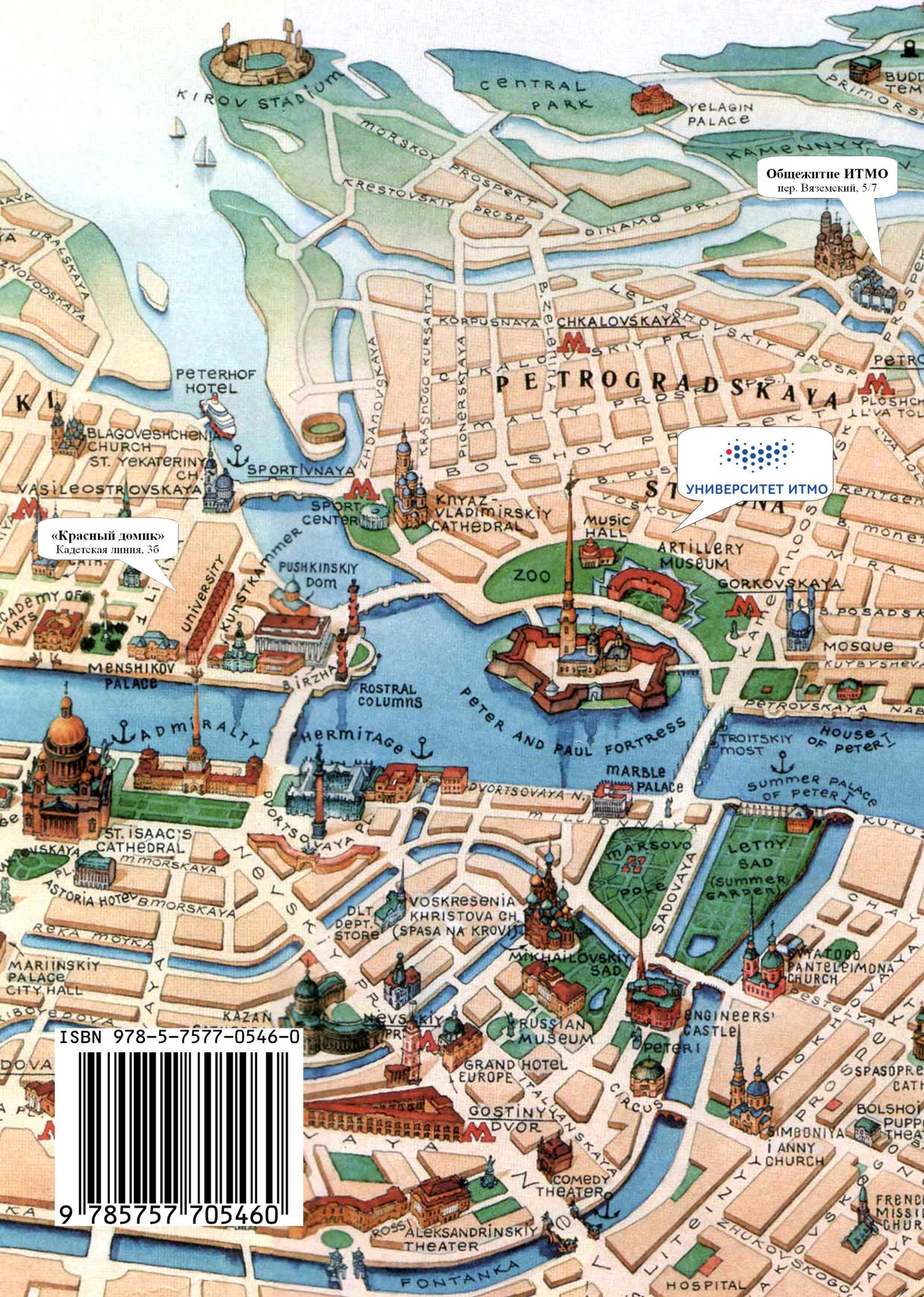
**IX Международная конференция
«Фундаментальные проблемы оптики – 2016»
Сборник трудов**

Санкт-Петербург
17-21 октября 2016

Под редакцией проф. В.Г. Беспалова и проф. С.А. Козлова

Компьютерная верстка
Редакционно-издательский отдел НИУ ИТМО
Зав. РИО
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99
Подписано к печати 14.10.16
Заказ № 3736
Тираж 300 экз.

О.А. Столповская
Н.Ф. Гусарова

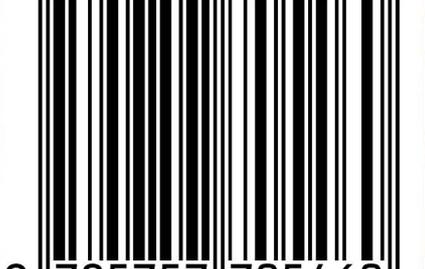


Общежитие ИТМО
пер. Вяземский, 5/7

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

«Красный домик»
Кадетская линия, 36

ISBN 978-5-7577-0546-0



9 785757 705460