

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

**МЕЖДУНАРОДНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ КОНГРЕСС
«ОПТИКА – XXI ВЕК»
СБОРНИК ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИИ**

«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ – 2008»

**«ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО ТЕРАГЕРЦОВОЙ
ОПТИКЕ И СПЕКТРОСКОПИИ»**

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
20-24 октября 2008**



**Санкт-Петербург
2008**

ББК 63.3
Т78
УДК 882

Т78 Сборник трудов международного оптического конгресса «Оптика – XXI век». Т.1. «Фундаментальные проблемы оптики — 2008» Т.2. «Всероссийский семинар по терагерцовой оптике и спектроскопии». Санкт-Петербург. 20-24 октября 2008 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова - СПб, 2008 - Т.1. 284 с., Т.2. 84 с.: с ил.

В сборник вошли труды конференции «Фундаментальные проблемы оптики» и «Всероссийского семинара по терагерцовой оптике и спектроскопии», прошедших 20-24 октября 2008 года в рамках V международного конгресса «Оптика – XXI век».

Издание сборника поддержано грантами Российского фонда фундаментальных исследований: 08-02-06169-г и 08-02-13402-офи-г.

ISBN 5-7577-0324-5 (978-5-7577-0324-4)

ББК 63.3



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

© Авторы, 2008
© СПбГУ ИТМО, 2008
® Издательский дом «Corvus», 2008

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

Секция 1 Нелинейная оптика фемто- и аттосекундных импульсов

DISPERSION-MANAGEMENT FOR FEW-CYCLE PULSES IN QUADRATIC MEDIA

Lobanov V.E., Paseka O.I., Sukhorukov A.P.
Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

We present novel effects for few-cycle pulses propagation and interaction in quadratic media with the dispersion management. The parametric processes, pulse compression and field differentiation are examined in the report.

Extremely short optical pulses with few field oscillations are widely used in nonlinear optics, laser physics, spectroscopy, diagnostics and laser interaction with materials¹⁻⁷. The propagation of such pulses and efficiency of nonlinear interactions strongly depend on media dispersion. We consider effects of the walk-off and third-order dispersion, assumed that there is zero second-order dispersion. To compensate negative influence of dispersion the media one needs to use layered media with alternating dispersion.

Our investigations demonstrate that second harmonic generation is tightly related with the effect of pump field differentiation. As for long pulses mainly high-frequency field modulation on carrier frequency is subjected to differentiation. However in the case of extremely short pulses, the field profile differentiation is brought to the forefront. Thus, half-period pulse excites one-period pulse; one-period pulse does two-period pulse and so on. The parametric interactions and wave field differentiation can be enhanced in periodically poled crystals if a domain width is equal to the length of coherent interaction. Another approach is modulation of velocity mismatch sign. If modulation period is rather small it looks like the process in homogeneous medium without dispersion.

Interesting effects arise with third-order dispersion. Even in linear regime few-cycle pulse use is significantly limited because of strong dispersive spreading. But spreading direction depends of the third order dispersion sign. So, periodic modulation of dispersion coefficient sign in layered medium can restrict pulse effective duration. After propagation through each two neighbored layers pulse duration takes on the initial value. We show that dispersive spreading can be effectively suppressed in layered medium with alternating third-order dispersion coefficients that enables to increase nonlinear interaction length for extremely short pulses. Such kind of dispersion management can be applied for effective realization of few-cycle pulses nonlinear interactions.

The theory of a chirped pulse compression up to one-period optical oscillations is advanced. The optimum value of the phase modulation index for the maximal compression achievement is found.

1. Ведерко А.В., Дубровская О.Б., Марченко В.Ф., Сухоруков А.П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. **33**, № 3. С. 4-20.
2. Маймистов А.И. // Оптика и спектроскопия. 1994. **76**, № 4. С. 636-640.
3. Козлов С.А., Сазонов С.В. // ЖЭТФ. 1997. **111** (2). С. 404-418.

4. Brabec T., Krausz F. // Rev. Mod. Phys. 2000. **72**. P. 545-591.
5. Черных В.А., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. **69**, № 12. С. 1786-1788.
6. Карамзин Ю.Н., Поташников А.С., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Сер. Физ. 1996. **60**, № 12. С. 29.
7. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. О нелинейном распространении предельно коротких импульсов в оптически одноосных средах // ЖЭТФ. 2003. **123** (6). С. 1160-1178.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПАРАМЕТРЫ ФИЛАМЕНТА

Тверской О.В., Федоров В.Ю., Кандидов В.П.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, Международный учебно-научный лазерный
центр, Москва, Россия

Исследовано влияние длительности мощного фемтосекундного лазерного излучения на параметры филамента в воздухе. Получены зависимости интенсивности, диаметра и концентрации электронов в филаменте от длительности импульса.

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах и конденсированных средах формируются протяженные филаменты, в которых концентрируется значительная часть энергии излучения. Филаментация сопровождается образованием плазменных каналов и сверхуширением частотного спектра импульса. В настоящее время исследуется возможность использования этих свойств лазерного излучения для разработки новых методов фемтосекундных лазерных технологий в микрофотонике, лазерном зондировании окружающей среды, в дистанционном управлении электрическим разрядом¹.

Таким образом, для приложений является актуальным выбор оптимальных параметров лазерного излучения. Целью данной работы является исследование влияния длительности импульса на параметры филамента при его распространении в воздушной среде. Роль длительности лазерного импульса на процесс филаментации частично обсуждается в обзоре¹, однако систематического исследования этой темы не проводилось.

Модель филаментации

Формирование филаментов обусловлено совместным проявлением керровской самофокусировки в среде и нестационарной абберационной дефокусировки излучения в наведенной лазерной плазме. В приближении метода медленно меняющихся амплитуд комплексная амплитуда поля лазерного импульса подчиняется следующему уравнению^{2,3}

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + k_0 k_2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{k_0}{2n_0} \left(\frac{1}{2} n_2 I + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t H(t-\tau) E(\tau) d\tau \right) E - \frac{k_0}{4n_0^2} \frac{\omega_p^p}{\omega_0^2} E + i\alpha E, \quad (1)$$

где k_0 – волновое число, $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2$, ω_0 – центральная частота импульса, n_0 – линейный показатель преломления, α – коэффициент ослабления излучения в плазме. Первый член в правой части уравнения описывает дифракцию, второй – дисперсию второго порядка, третий – керровскую нелинейность. Для керровской нелинейности учитывается запаздывание отклика вследствие вынужденного комбинационного рассеяния. Коэффициент кубичной нелинейности воздуха

принимался равным $n_2 = 4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{Вт}$ (см.⁴). Четвертый член в правой части (1) описывает плазменную нелинейность, где квадрат плазменной частоты равен $\omega_p^2 = e^2 N_e / \epsilon_0$, а концентрация электронов N_e находится из кинетического уравнения. Последний член в правой части описывает ослабление излучения в наведенной лазерной плазме.

Результаты численного моделирования

Рассматривались импульсы с гауссовым распределением интенсивности в пространстве и времени и следующими параметрами: энергия импульса 8 мДж, радиус пучка 1,2 мм, длина волны 800 нм. Длительность импульса менялась в диапазоне от 100 фс до 2 пс. При этом начальная пиковая мощность варьировалась от 2 ГВт до 0,1 ГВт при неизменной энергии импульса. Превышение начальной мощности импульса над критической мощностью самофокусировки в воздухе менялось от 37.72 до 1.88. Задача решалась в осесимметричной постановке. На рис. 1. изображено распределение интенсивности на оси пучка $I(r=0, t, z)$ в зависимости от временной координаты t и пройденного расстояния z для импульсов различной длительности.

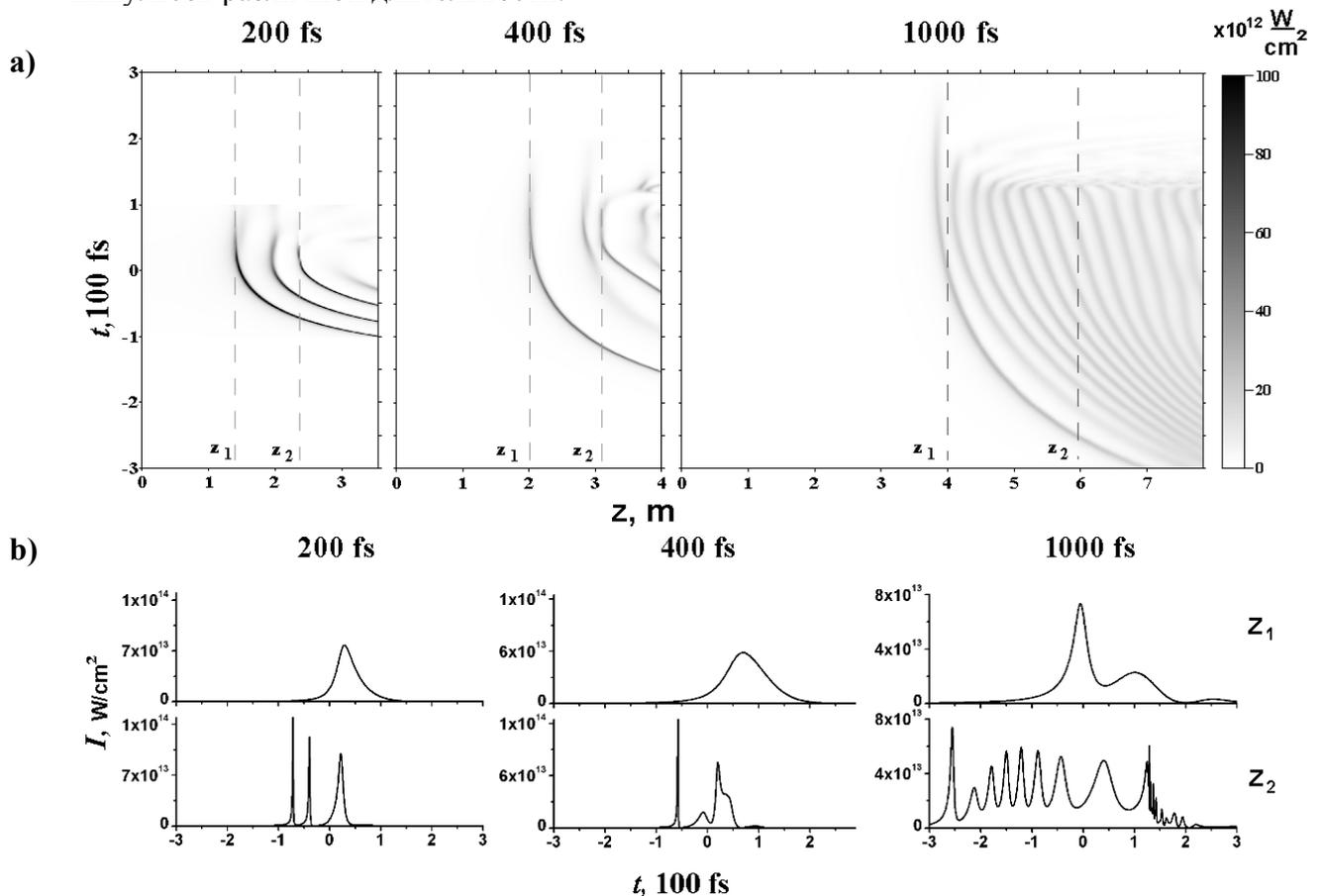


Рис. 1. Эволюция распределения интенсивности на оси пучка для импульсов различной длительности. а) распределение интенсивности в координатах t, z ; б) распределение интенсивности в зависимости от координаты t на некоторых расстояниях z_1, z_2 обозначенных на рисунке а) пунктирной линией

За счет керровской самофокусировки импульса интенсивность в его центральном временном слое растет и на некотором расстоянии от выхода лазерной системы образуется нелинейный фокус. Из рис. 1 видно, что на расстоянии, соответствующем образованию нелинейного фокуса в центральном временном слое

импульса, формируется максимум интенсивности. При дальнейшем распространении, в соответствии с моделью движущихся фокусов, этот максимум смещается ближе к переднему фронту импульса. При этом центральные временные слои импульса испытывают дефокусировку в наведенной лазерной плазме. Далее, на некотором расстоянии, концентрация свободных электронов лазерной плазмы спадает, и происходит повторная фокусировка во временных слоях импульса, что приводит к образованию в них еще одного максимума интенсивности, который в свою очередь также начинает смещаться к переднему фронту. В результате ряда рефокусировок образуется несколько максимумов интенсивности на оси пучка, что наблюдается в эксперименте в виде ряда светящихся точек.

Сравнивая импульсы различной длительности можно видеть, что несмотря на фиксированную энергию, в импульсе большей длительности формируется больше максимумов интенсивности. С увеличением длительности импульса превышение начальной пиковой мощности над критической уменьшается и керровская самофокусировка в целом оказывается более мягкой. Влияние этого можно понять из анализа данных приведенных в таблице 1, где представлены параметры филамента в импульсах различной длительности. За точку старта филамента принималось расстояние z_f , на котором впервые происходило насыщение интенсивности в центральном временном слое импульса. За интенсивность, диаметр и концентрацию электронов плазмы в филаменте принимались соответствующие значения на расстоянии z_f . Можно видеть, что с увеличением длительности импульса увеличивается расстояние до старта филамента, что связано с уменьшением начальной пиковой мощности. Также с увеличением длительности импульса почти на порядок уменьшается интенсивность поля в филаменте и падает пиковая концентрация электронов лазерной плазмы. Поэтому дефокусировка становится более слабой, что и приводит к многократным рефокусировкам. Радиус филамента с увеличением длительности импульса с 100 фс до 2 пс сокращается в 1.5 раза.

t_0 , фс	z_f , м	I , 10^{14} Вт/см ²	N_e , 10^{16} см ⁻³	D , мкм
100	1.05	1.32	10.6	53.2
200	1.46	1.25	9.23	44.2
400	2.12	1.07	7.09	41.2
1000	4.0	0.73	2.68	35.2
2000	8.17	0.24	1.61	32.4

Табл.1. Параметры филамента в импульсах различной длительности (t_0 - начальная длительность импульса, z_f – расстояние старта филамента, I , N_e , D – интенсивность, концентрация электронов и диаметр филамента соответственно на расстоянии z_f)

1. A. Couairon, A. Mysyrowicz, *Physics Reports*, **441**, №2-4, 47-189, (2007).
2. O.G. Kosareva, V.P. Kandidov, A. Brodeur, C.Y. Chien, S.L. Chin, *Opt. Lett.*, **22**, №17, 1332-1334, (1997).
3. A. Chiron, B. Lamouroux, R. Lange, J.F. Ripoche, M. Franco, B. Prade, G. Bonnaud, G. Riazuelo, A. Mysyrowicz, *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, **6**, №3, 383-396, (1999).
4. E.T.J. Nibbering, G. Grillon, M.A. Franco, B.S. Prade, A. Mysyrowicz, *JOSA B*, **14**, №3, 650-660, (1997).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ проект номер 08-02-00517а.

МОДИФИКАЦИЯ СПЕКТРА ОТРАЖЕННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ КАНАЛА В ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНИ

Гордиенко В.М., Жвания И.А., Макаров И.А., Хоменко А.С.
Физический факультет и МЛЦ МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия

Обнаружено, что при воздействии последовательности импульсов фемтосекундного лазерного излучения интенсивностью $I \sim 10^{16}$ Вт/см² на твердотельную мишень, спектр отраженной от мишени компоненты излучения немонотонный сдвиг в голубую область. Динамика спектрального сдвига коррелирует с выходом жесткого рентгеновского излучения из микроплазмы канала.

Взаимодействие высокоинтенсивного ($I > 10^{15}$ Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения с твердотельной мишенью сопровождается рядом процессов, таких как образование горячей плазмы твердотельной плотности и абляция вещества мишени. При воздействии последовательности лазерных импульсов на одну и ту же точку мишени процесс абляции приводит к образованию канала, в котором также может инициироваться горячая фемтосекундная лазерная микроплазма. Фемтосекундная лазерная плазма является источником жесткого рентгеновского излучения, выход которого из плазмы канала является немонотонной функцией испытывающей экстремум¹. Известно также, что в процессе взаимодействия падающего лазерного излучения с плазмой плоской мишени могут генерироваться гармоники и возникать сдвиг и уширение спектра излучения^{2,3}.

Целью работы явилось исследование динамики спектра отраженного фемтосекундного лазерного излучения в процессе формирования канала в твердотельной мишени и сопоставление ее характера с выходом жесткого рентгеновского излучения при тех же условиях.

В экспериментах использовалось излучение лазерной системы на Cr:forsterite с длиной волны 1,24 мкм, имеющей длительность импульса 140 фс и выходную энергию $E \sim 600$ мкДж. Излучение фокусировалось объективом на мишень, находящуюся в пятно диаметром 5 мкм и, таким образом, достигалась интенсивность $I \sim 3 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Отраженное от мишени излучение попадало на стеклянную пластинку, отводилось в перпендикулярном направлении и линзой фокусировалось в нелинейный кристалл LBO для получения второй гармоники, сдвиг спектра которой фиксировался с помощью волоконного спектрометра. Стеклянная пластинка отводила также и падающее основное излучение, которое попадало на зеркало и также фокусировалось линзой в кристалл LBO для получения опорной второй гармоники и контроля исходного спектра.

В результате проведенных экспериментов нами впервые была получена зависимость сдвига спектра отраженного фемтосекундного лазерного излучения в процессе формирования канала в алюминиевой фольге толщиной 50-100 мкм, находящейся в воздухе, от номера лазерного выстрела. Из зависимости следует, что уже в первом лазерном выстреле спектр отраженного излучения сдвигается в голубую область приблизительно на 6 нм, а затем в течение нескольких лазерных выстрелов смещается еще на 5 нм, возвращаясь затем обратно к несмещенному положению. Одной из причин такого поведения спектра, по-видимому, является

доплеровский сдвиг частоты в разлетающейся плазме, а наличие экстремума может отражать немонотонность поведения интенсивности лазерного излучения в процессе формирования канала в объеме мишени. Возвращение спектра к несмещенному положению происходит после перфорации мишени, и несмещенный спектр соответствует, вероятно, низкоэнергетической периферийной части пучка, отразившейся от стенок сквозного канала.

Нами определено, что динамика выхода рентгеновского излучения из канала также зависит от номера лазерного выстрела и имеет локальный максимум. Это говорит о том, что при определенной глубине канала, эффективная интенсивность воздействующего лазерного излучения возрастает. При перфорации мишени выхода рентгеновского излучения не наблюдается.

В докладе обсуждается природа возникновения сдвига спектра фемтосекундного лазерного излучения отраженного от мишени, находящейся как в воздухе, так и в вакууме. Рассматривается вопрос о корреляции динамики выхода рентгеновского излучения и сдвига спектра отраженного излучения в процессе формирования канала в объеме мишени под действием последовательности фемтосекундных лазерных импульсов.

1. V. M. Gordienko, I. A. Zhvania, I. A. Makarov, *Laser Physics*, 2008, **18**, №4, 380-386, (2008).
2. D. von der Linde, H. Schulz, T. Engers, H. Schiiler, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **28**, 2388-2397, (1992).
3. Р.В.Волков, Гордиенко В.М., С.А.Магницкий, П.Г.Оганян, П.А.Олейников, В.Т.Платоненко, А.П.Тарасевич, *Квант. Электр.* **22**, 909-912, (1995).

СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ФЛУОРОФОРОВ В МИКРОЧАСТИЦЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Быкова Е.Е., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.
Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

Представлено теоретическое рассмотрение процессов спонтанного и вынужденного рассеяния света в сферической микрочастице (диэлектрическом микрорезонаторе) под действием фемтосекундного лазерного излучения.

Слабопоглощающая сферическая диэлектрическая микрочастица размерами много больше длины волны падающего излучения может рассматриваться как оптический резонатор, обладающий системой собственных электромагнитных колебательных мод с высокой добротностью, достигающей $\sim 10^6$ для жидких частиц. Оптика таких микрорезонаторов представляет значительный интерес для задач диагностики аэрозолей, оптоэлектроники и лазерной физики. Особенностью возбуждения молекул активного вещества, находящихся в сферическом резонаторе, является сильная пространственная неоднородность оптического поля накачки, выражающаяся, в свою очередь, в неоднородном по объему профиля поле излучения молекул в микрочастице.

В данной работе на основе метода разложения оптических полей в ряды по собственным функциям стационарной задачи линейной рассеяния получены стохастические дифференциальные уравнения временных амплитуд связанных волн на стоксовой и основной частотах в сферической микрочастице. Проведен анализ решений уравнений для начального этапа процесса вынужденного рассеяния и условий реализаций стационарного состояния. Установлен порог начала вынужденного рассеяния, и для случая «двойного» резонанса полей найден порог стационарного вынужденного рассеяния с заданной интенсивностью. Показано, что для возбуждения вынужденного рассеяния необходимо скомпенсировать потери стоксовой волны на поглощение и излучения через поверхность частицы. Для обеспечения стационарной генерации вынужденного рассеяния необходимо дополнительно скомпенсировать энергопотери, вызванные истощением накачки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ № 06-05-64799).

ИОНИЗАЦИЯ ОДИНОЧНОГО АТОМА ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ ОКОЛОАТОМНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ

Андреев А.В.*, Стремоухов С.Ю.*, Шутова О.А.**

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов,
Москва, Россия

** Международный лазерный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

Ионизация одиночного атома лазерным полем околоатомной напряженности была исследована на основе непертурбативной теории, позволяющей учитывать процессы произвольного порядка многоквантовости, а также поле в любой степени. Рассчитаны следующие характеристики ионизационного процесса: угловой и энергетический спектры фотоэлектронов, спектр атомного отклика, скорость ионизации. Дана интерпретация специфики рассчитанных спектров. Исследована модификация правил отбора по орбитальному квантовому числу.

Ионизация атома – важнейшее среди явлений, возникающих при взаимодействии атома с интенсивным лазерным полем. В последнее время интерес к проблеме взаимодействия мощного излучения с веществом возрос. Связано это с прогрессом в области лазерной техники, позволившим работать с излучением, напряженность которого сравнима и больше внутриатомной. Специфика отклика атома при напряженности поля лазерного импульса порядка внутриатомной делает насущной проблему развития теоретических методов, адекватно описывающих явления, наблюдаемые в эксперименте.

Процесс взаимодействия атома с электромагнитным полем может быть описан с помощью нестационарного уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right)^2 + U \right] \psi,$$

где U - внутриатомный потенциал, $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ - векторный потенциал внешней электромагнитной волны. Используя аппарат аксиально-симметричных волновых

функций $\psi_n(\mathbf{r}, t)$, которые являются точными решениями соответствующей краевой задачи и выражаются через собственные функции свободного атома $u_n(\mathbf{r})$:

$$\psi_n(\mathbf{r}, t) = \hat{V} u_n(\mathbf{r}), \quad \hat{V} = \exp(-i \frac{q}{\hbar c} \mathbf{A}(t) \mathbf{r}),$$

можно преобразовать нестационарное уравнение Шредингера в систему линейных дифференциальных уравнений с зависящими от времени коэффициентами для амплитуд населенностей уровней¹⁻³. Численное решение этой системы позволило получить ряд зависимостей, составляющих результаты представленной работы.

Ключевую роль в теории играют матричные элементы оператора \hat{V} для ионизационных переходов. Оператор \hat{V} , в силу своего экспоненциального вида, учитывает процессы произвольного порядка многоквантовости. Аналитически получены и изучены матричные элементы ионизационного перехода для первых 6 значений орбитального квантового числа (ℓ). Матричный элемент ионизационного перехода, вычисленный для $\ell = 0$, имеет вид:

$$\langle 1s | V | k, l = 0 \rangle = \frac{2k \exp(\frac{\pi}{2k}) |\Gamma(1 - \frac{i}{k})|}{ia} \cdot \left(\frac{{}_2F_1(1 + \frac{i}{k}, 2, 2, \frac{2ik}{1 + ik - ia})}{(1 + ik - ia)^2} - \frac{{}_2F_1(1 + \frac{i}{k}, 2, 2, \frac{2ik}{1 + ik + ia})}{(1 + ik + ia)^2} \right),$$

где $a = 2T(t) \frac{E}{E_{at}}$.

Матричные элементы, вычисленные для других значений орбитального квантового числа, имеют схожий вид, и отличаются количеством гипергеометрических функций, их параметрами и коэффициентами при них. На основании исследования поведения матричных элементов прослежена модификация правил отбора по орбитальному квантовому числу в поле электромагнитной волны.

Проявление правил отбора можно наблюдать на угловых распределениях фотоэлектронов, представляющие собой усредненные за время действия импульса модули фурье-компонент волновой функции фотоэлектрона. В слабых полях наблюдается характерная для этой области полей зависимость в форме «восьмерки», которая соответствует традиционным правилам отбора. При увеличении поля происходит образование дополнительных лепестков в области малых энергий фотоэлектронов, при больших же k (k - модуль волнового вектора ионизованного электрона) распределение качественно не меняется. При дальнейшем увеличении поля эта тенденция сохраняется, однако появляется новое свойство: возникает асимметрия между выходом электронов под углом 0 и под углом 180 градусов. Мы связываем такое поведение с характером временной зависимости поля. Также следует отметить, что область по k , в которой нарушаются дипольные правила отбора, то есть образуются дополнительные лепестки в угловом спектре фотоэлектронов, увеличивается с возрастанием амплитуды внешнего поля. Наибольшая корреляция между фазой отклика и фазой электромагнитной волны наблюдается в центре импульса. Полученные результаты позволяют объяснить

трансформацию угловых спектров фотоэлектронов, экспериментально измеренных в работе⁴.

Также были проведены исследования поведения спектра атомного отклика и скорости ионизации. Характерной чертой спектров генерации высоких оптических гармоник является наличие частоты отсечки, которая линейно растет с интенсивностью лазерного импульса. Однако в экспериментальной работе⁵ было показано, что в полях околоатомной напряженности частота отсечки насыщается и перестает зависеть от напряженности поля лазерного импульса. Результаты проведенных нами теоретических расчетов полностью согласуются с указанными зависимостями, что позволяет дать наглядную физическую интерпретацию указанного явления.

Аналогичную зависимость имеет и скорость ионизации, при приближении напряженности поля лазерного импульса к околоатомной наблюдается эффект стабилизации ионизации. Результаты математического моделирования хорошо объясняют указанные зависимости, что позволяет дать новое объяснение указанному эффекту.

Исследована зависимость парциальной скорости ионизации от k^2 , то есть, фактически, от энергии фотоэлектрона, при фиксированной величине поля. В слабых полях населяются нижние уровни. Этот факт можно объяснить тем, что в расчетах частота падающего поля была подобрана так, чтобы энергия фотона была несколько больше, чем энергия ионизации. В полях, превышающих внутриатомные в несколько раз, появляются более и менее приоритетные уровни. Они возникают из-за конструктивной и деструктивной интерференции состояний с различными ℓ при фиксированном k .

Полученные результаты могут быть использованы для объяснения существующих экспериментальных данных, а также, для качественного и количественного предсказания поведения атома или разреженных сред в поле лазерного излучения околоатомной напряженности, энергия кванта которого больше ионизационного порога.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-00448).

1. А.В. Андреев, *ЖЭТФ*, **116**, №3(9), 793, (1999).
2. A.V. Andreev, O.A. Shoutova, S.Yu. Stremoukhov, *Laser Physics*, **17(4)**, 496-507, (2007).
3. А.В. Андреев, С.Ю. Стремоухов, О.А. Шутова, *Теоретическая физика*, № 9, с. 36-53, (2008).
4. M.J. Nandor, M.A. Walker, L.D. Van Woerkom, *J.Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **31**, 4617, (1998).
5. R.A. Ganeev, M. Baba, M. Suzuki, H. Kuroda, *Phys.Lett. A*, **339**, №3, 103, (2005).

ВКР УСИЛЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КОМБИНАЦИОННО-АКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ

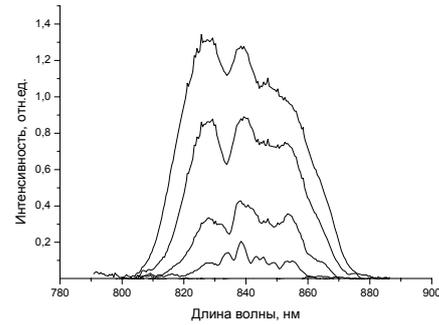
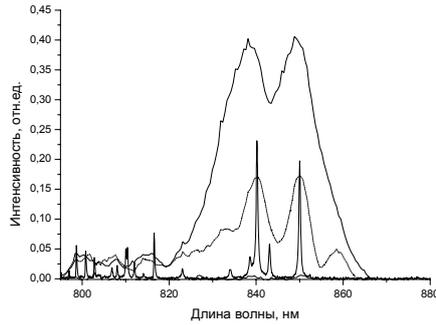
Буганов О.В., Бусько Д.Н., Грабчиков А.С., Дубовский В.Л., Орлович В.А., Тихомиров С.А.

Институт физики им. Б.И.Степанова, НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Исследованы спектральные характеристики ВКР усиления в кристалле КГВ при фемтосекундном возбуждении. Обнаружено участие низкоинтенсивных компонент комбинационного спектра в образовании контура усиления. Зарегистрирован контур ВКР усиления существенно превышающий спектральную ширину возбуждающего излучения.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) является традиционным методом преобразования частоты лазерного излучения. Последнее время значительное внимание уделяется ВКР в кристаллических средах, поскольку это открывает интересные перспективы в развитии твердотельных лазерных систем. Переход от наносекундных длительностей лазерных импульсов к фемтосекундным сопровождается изменением режима рассеяния от стационарного к нестационарному, так как характерное время фазовой дефазировки молекулярных колебаний в кристаллах соответствует пикосекундному диапазону. В условиях фемтосекундного возбуждения активно развиваются также другие нелинейные эффекты, конкурирующие с ВКР. Исследование ВКР усиления фемтосекундных импульсов до настоящего времени было ограничено, насколько нам известно, такой рассеивающей средой как газообразный водород [1].

В этой работе приводятся первые результаты по исследованию спектральной полосы ВКР усиления в кристаллической среде при фемтосекундном возбуждении. Эксперименты проводились с использованием фемтосекундного лазера на Ti:Sa, синхронно накачиваемый импульсным лазером на Nd: YAG с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью. Лазерная система позволяет получать с частотой 10 Гц, на длине волны 790 нм импульсы длительностью ~ 250 фс и энергией до 1 мДж. В качестве затравочного излучения используются импульсы суперконтинуума (380-1100 нм). Зарегистрированные в этих условиях спектры ВКР усиления для различных временных задержек импульсов затравки относительно накачки приведены на рисунке. Важной особенностью формирования спектра усиления является участие в этом процессе низкоинтенсивных компонент комбинационного спектра подтвержденное сравнением спектра усиления и спектра спонтанного КР (рис. спектр слева), которые обычно в ВКР усилении не проявляются. Полученные данные демонстрируют формирование широкополосного ВКР усиления с шириной полосы 52 нм (740 см^{-1}) по полувысоте, что более чем в 5 раз превышает спектральную полосу импульсов накачки (9 нм).



1. V.Krulov, A.Rebane, D.Erni, O.Olikainen, U.Wild, V.Bespalov, and D.Staselko, *Opt.Lett.* **21**, 2005 (1996).

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ВЕКТОРНЫХ СОЛИТОНОВ В ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Макаров В.А., Пережогин И.А.*, Потравкин Н.Н.

Физический факультет Московского Государственного Университета
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

*Международный Лазерный Центр Московского Государственного
Университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

Численными методами установлено, что при определенных соотношениях между параметрами лазерного излучения и характеристиками изотропной среды с аномальной частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности возможно возникновение эллиптически поляризованных солитонов. Показано, каким образом форма временной огибающей солитона и неоднородное (вдоль огибающей) распределение состояния поляризации зависят от параметров среды.

Самовоздействие эллиптически поляризованных импульсов в изотропной среде с аномальной частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности описывается системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд циркулярно поляризованных волн $A_{\pm}(z, t)$:

$$\frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} + \frac{i|\tilde{k}_2|}{2} \frac{\partial^2 A_{\pm}}{\partial t^2} = i \left\{ \pm \rho_0 - (\sigma_1/2 \mp \rho_1) |A_{\pm}|^2 - (\sigma_1/2 + \sigma_2) |A_{\mp}|^2 \right\} A_{\pm} \quad (1)$$

Здесь z — координата распространения, $\tilde{k}_2 = \partial^2 k(\omega) / \partial \omega^2 < 0$, v — групповая скорость, t — время в «собственной» системе координат. Константы $\sigma_{1,2}$ в уравнении (1) пропорциональны компонентам тензора локальной кубической восприимчивости $\chi^{(3)}(\omega, -\omega, \omega, \omega)$: $\sigma_1 = 4\pi\omega^2 \chi_{xyxy}^{(3)} / kc^2$, $\sigma_2 = 2\pi\omega^2 \chi_{xxxy}^{(3)} / kc^2$. Псевдоскалярные константы $\tilde{\gamma}_{0,1} = \rho_{0,1} c^2 / 2\pi\omega^2$ определяют отличные от нуля компоненты тензоров нелокальных линейной $\chi^{(1)}$ и кубической $\chi^{(3)}$

восприимчивостей, характеризующих пространственную дисперсию среды. Подставляя в (1)

$$A_{\pm}(z, t) = \sqrt{P(0,5 \mp \rho_1 / \sigma_1)} S_{\pm}(t / \tau) \exp(iz\lambda_{\pm} \pm i\rho_0 z), \quad (2)$$

получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка:

$$0,5d^2 S_{\pm} / dt_1^2 + \lambda_{\pm} S_{\pm} + S_{\pm}^3 + d_{\pm} S_{\mp}^2 S_{\pm} = 0, \quad (3)$$

где $S_{\pm}(-\infty) = S_{\pm}(\infty) = 0$. В (1), (2) $d_{\pm} = (\sigma_1 + 2\sigma_2) / (\sigma_1 \pm 2\rho_1)$, τ – длительность входного импульса, $P = \sigma_1 \tau^2 (|A_+(0,0)|^2 + |A_-(0,0)|^2) / 4 |\tilde{k}_2|$, λ_{\pm} – форм-факторы циркулярно поляризованных составляющих.

Аналитическое исследование (3) позволило найти диапазон значений λ_- / λ_+ , где возможно существование имеющих вид (2) эллиптически поляризованных солитонов. Найденные зависимости $S_{\pm}(t)$ для таких значений λ_- / λ_+ хорошо аппроксимируются гиперболическими секансами: $S_{\pm}(t) = 2C_{\pm} \operatorname{ch}^{-1}(B_{\pm} t)$. График зависимости интенсивности $I = (|A_+|^2 + |A_-|^2) / 2$ от t имеет колоколообразный вид с максимумом при $t = 0$. Степень эллиптичности $M = (|A_+|^2 - |A_-|^2) / 2I$ эллипса поляризации – четная функция t с минимумом в центре. Угол поворота главной оси эллипса поляризации не зависит от времени и линейно увеличивается с ростом z . Кубическая нелинейность и ее пространственная дисперсия увеличивают диапазон значений λ_- / λ_+ (см. рис. 1), где существуют векторные солитоны, по-разному влияют на крутизну кривой $M(\lambda_- / \lambda_+)$, обеспечивают изменение степени эллиптичности вдоль временного профиля.

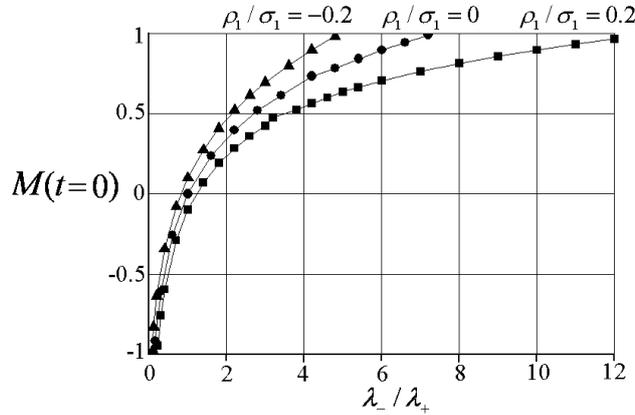


Рис. 1. Степень эллиптичности в центре импульса при разных значениях ρ_1 / σ_1

EXACT DESCRIPTION OF SELF-FOCUSING IN HIGHLY NONLINEAR GEOMETRICAL OPTICS

Tatarinova L.L., Garcia M.E.

Theoretical Physics, University of Kassel, Kassel, Germany

Analytical solutions to the eikonal equations with arbitrary nonlinear refractive index are constructed. Successful comparison with experiment is presented.

We demonstrate that laser beam self-focusing in highly nonlinear media can be described, for a large number of experimental conditions, by the geometrical optics approximation within high accuracy [1]. Taking into account this fact we succeed in constructing analytical solutions of the eikonal equation with high order nonlinear refractive index. Obtained solutions are exact on the beam axis and provide a first-principles determination of the self-focusing position, thus replacing, for example, the widely used empirical Marburger formula [2].

Based on the constructed analytical solutions, we derived a new general mathematical condition for obtaining the filament intensity which relates the single filament intensity and arbitrary nonlinear refractive index.

Obtained results can serve as a benchmark solution for numerical simulations, and a tool for the experimental determination of the high-order nonlinear susceptibility. We compared obtained results with several results of experiments and numerical simulations on the femtosecond pulse propagation in air. In all cases good agreements were achieved.

L. L. Tatarinova and M. E. Garcia, *Phys. Rev. A* **76**, 043824 (2007).

A. Couairon and A. Mysyrowicz, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007).

ТЕХНИКА ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ С НАИЛУЧШИМ ВРЕМЕННЫМ И ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ (ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И КОММЕРЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ)

Шарков А.В.

CDP Systems Corp., Москва, Россия

Анализируется развитие техники фемтосекундных импульсов за последние двадцать лет, ее нынешнее состояние и применение в абсорбционной и флуоресцентной спектроскопии. Оптическая сканирующая микроскопия ближнего поля рассматривается как метод, дополняющий методы изучения ультрабыстрых процессов, и позволяющий говорить о формировании новой области оптических исследований – фемтонанофотонике.

За двадцать лет своего существования компания «CDP Systems Corp.» вывела на мировой рынок ряд оригинальных продуктов в ключевых направлениях фемтосекундной техники и спектроскопии ультрабыстрых процессов. Некоторые из этих продуктов не имели конкурирующих аналогов в течение нескольких лет, а разработка этих продуктов базировалась на фундаментальных исследованиях, проведенных в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН при участии сотрудников компании.¹⁻³ Данный доклад не преследует рекламной цели, а должен продемонстрировать тот путь, который прошли фемтосекундная техника и спектроскопия с 1988 года, и показать тесную взаимосвязь в этот период времени фундаментальных исследований с коммерческим производством в данной области.

1988 год рассматривается как ключевой для данного направления. В этом году сразу несколькими компаниями был впервые предложен коммерческий фемтосекундный лазер (длительность импульса меньше 50 фс). По нашему мнению, именно этот факт явился одной из главных причин бума в области физики

фемтосекундных импульсов в последующие годы. В силу невозможности охватить более чем обширную тему в рамках одного сообщения, акцент делается на технике и методиках, применяемых в абсорбционной и флуоресцентной спектроскопии ультрабыстрых оптических явлений.

В последние годы актуальным представляется также сочетание оптических изменений с наилучшим временным (<100 фс) и пространственным (<100 нм) разрешением в рамках одного эксперимента, что позволяет говорить о формировании новой области исследований – фемтонанофотонике. Анализируются приложения оптического сканирующего микроскопа ближнего поля производства нашей компании в данной области.

В настоящее время компания уделяет много внимания разработке систем по индивидуальному заказу (custom design), что на наш взгляд является идеальным сочетанием научной, инновационной, производственной и коммерческой деятельности. В качестве примера приводится система, разработанная для исследовательского центра корпорации Toyota (Япония).

1. E.V. Khoroshilov, I.V. Kryukov, P.G. Kryukov, A.V. Sharkov, *Ultrafast Phenomena VI*, 22-23, Springer (1988).
2. N.A. Borisevich, E.V. Khoroshilov, I.V. Kryukov, P.G. Kryukov, A.V. Sharkov, A. P. Blokhin, G.B. Tolstorozhev, *Chem. Phys. Lett.*, 191, № 3/4, 225-231, (1992).
3. А.П. Блохин, М.Ф. Гелин, Е.В. Хорошилов, А.В. Крюков, А.В. Шарков, *Оптика и спектроскопия*, 95, № 3, 371-378, (2003).

Секция 2 Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ КОГЕРЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Русинов А.П., Федоров Д.С.

Оренбургский государственный университет, 460018, Оренбург, Россия

Исследованы механизмы записи голографических решеток в полимерных пленках и растворах окрашенных органическими красителями, и предложена теоретическая модель, хорошо согласующаяся с экспериментом. Экспериментально исследовано влияние внешних тепловых и оптических полей на характеристики триплетных решеток.

Перспективным методом изучения процессов, происходящих в конденсированных средах, являются голографические методы. Подобные экспериментальные методы могут использоваться для исследования не только оптических, но и тепловых, механических и структурных характеристик системы.

Нами проведены исследования механизмов и характеристик процесса записи элементарных голографических решеток в полимерных пленках и растворах поливинилового спирта (ПВС) и поливинилбутираля (ПВБ), окрашенных органическими красителями, и предложена теоретическая модель, хорошо согласующаяся с экспериментом.

Экспериментально обнаружено, что в водных и спиртовых растворах полимеров и полимерных пленках с концентрацией эозина G и эритрозина менее 10^{-4} моль/л, регистрировалась динамическая решетка со временем жизни менее 1 мкс. В полимерных пленках красителей эозина G и эритрозина с концентрацией 2-6 10^{-4} моль/л, регистрируется нестационарная голографическая решетка, имеющая триплетную природу. А в полимерных пленках красителей с концентрацией более от $6 \cdot 10^{-4}$ моль/л записываются стационарные решетки.

Для теоретического описания этих процессов предложена математическая модель, основанная на балансных уравнениях для кинетики населенности возбужденных уровней красителя [1]. Там же приведено выражение для дифракционной эффективности (ДЭ) тонкой амплитудной триплетной решетки

$$\eta_T(m) = \frac{1}{\Lambda^2} \left| \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp[-\varepsilon n_T(x')l] \exp\left(-\frac{2\pi i}{\Lambda} x'm\right) dx' \right|^2. \quad (4)$$

здесь l – толщина поглощающего слоя; ε – коэффициент экстинкции, Λ – пространственный период и $n_T(x)$ – концентрационный профиль решетки.

Экспериментально исследовано влияние внешних тепловых и оптических полей на характеристики записанных триплетных решеток. При дополнительном лазерном непрерывном (рис.1) или импульсном (рис.2) воздействии обнаружено изменение времени жизни решетки и резкое падение ДЭ голограммы. Подобный эффект по нашему мнению обусловлен несколькими возможными процессами: 1) возбуждением с помощью лазера с диодной накачкой триплетных центров красителя в высоковозбужденные состояния из T_1 в T_n с последующей конверсией в синглетные состояния S_n , и последующей релаксацией с испусканием квантов

флуоресценции; 2) увеличением скорости обратной конверсии из T_1 в S_1 , при дополнительном разогреве системы, следовательно, уменьшении населенности триплетного уровня за счет увеличения скорости термоактивированной замедленной флуоресценции; 3) возбуждением молекул полимера от высоковозбужденных триплетных состояний T_n с последующей конверсией энергии возбуждения в тепло, или ее миграцией по полимерной матрице.

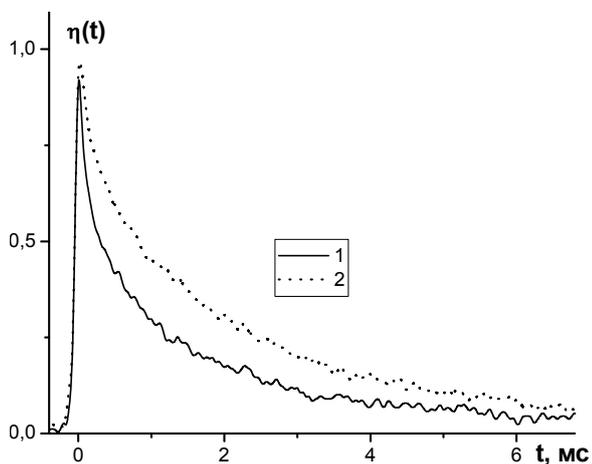


Рис. 1. Кинетика ДЭ триплетной решетки в системе ПВХ+эозин 1) при дополнительном непрерывном лазерном воздействии, 2) без воздействия

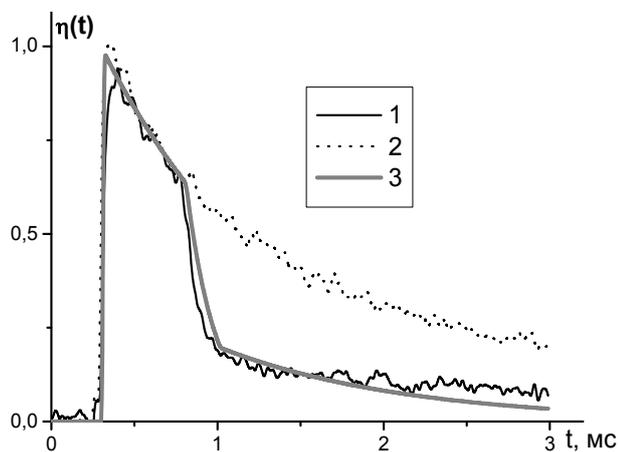


Рис.2. Кинетика ДЭ триплетной решетки в системе ПВХ+эозин 1) при дополнительном импульсном лазерном воздействии, 2) без воздействия, 3) теоретический расчет

Из проведенных экспериментов следует, что последний процесс выражен слабо, так как при изменении типа полимерной матрицы вид эффект дополнительного импульса остается практически неизменным. По нашему мнению большее влияние имеет первый процесс, так как при температурном влиянии на кинетику населенности эффект должен иметь некоторую инерционность, т.е. запаздывание вначале импульса и затягивание процесса после его завершения. Однако в проведенных нами экспериментах эффект обеднения населенности точно соответствует времени действия импульса, что объясняется нами именно воздействием излучения на время жизни триплетных центров.

Учитывая в математической модели дополнительный импульс накачки, получаем очень хорошее согласие с экспериментом (рис.2).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ-ФОИН № 06-08-00168 и РФФИ_офи № 08-02-99035) и Министерства образования России (проект № 01.03.06).

1. М.Г. Кучеренко, А.П. Русинов, *Опт. и спектр.*, **97**, №6, 1026-1033, (2004).

**ФОТОНИКА НАНОСТРУКТУР КАТИОНОВ Ln(III) С
ФОСФАТНЫМИ И КАРБОНАТНЫМИ АНИОНАМИ.
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ Eu(III) В
КАЧЕСТВЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ МЕТОК.**

Гуляев А.В., Дударь С.С., Свешникова Е.Б., Ермолаев В.Л.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Предлагается люминесцентный метод исследования в водных растворах конкуренции между процессами образования LnPO_4 или $\text{Ln}_2(\text{CO}_3)_3$ и наноструктур Ln-бета-дикетонатов. Найдено, что в водных растворах лабильность $\text{Ln}_2(\text{CO}_3)_3$ и, особенно, LnPO_4 очень низка. Обнаружено, что образование наноструктур LnPO_4 начинается с биядерных комплексов $\text{LnPO}_4\text{-Ln}$ при концентрациях компонентов порядка мкМ.

Большое количество работ по обнаружению и исследованию поведения наноструктур как органических, так и неорганических соединений в жидких растворах указывает на существование области концентраций этих соединений, при которых наличие их наноструктур скорее правило, а не исключение 1,2. Наши исследования эффекта колюминесценции в наноструктурах хелатов Ln(III) 3,4 и тушения люминесценции в смешанных наноструктурах хелатов Eu и Tb с красителями 5,6 показали, что еще до появления микроструктур этих соединений с последующим их выпадением в водном растворе в большом диапазоне концентраций хелатов (0.1-5 мкМ) существуют наноструктуры этих хелатов. Было показано, что смешанные наноструктуры, построенные из хелатов разных ионов, формирующиеся при последовательном введении в раствор этих ионов, перестраиваются в течение суток 3.

Хелаты Eu и некоторые другие ионы Ln(III) широко используются как люминесцентные метки в биологии ⁷, применяются они и при люминесцентном анализе содержания ионов Ln(III) в природных материалах ⁸, а также в медицине, при люминесцентном анализе концентрации антител методом сравнения кинетики диссоциации свободных ионов и ионов, связанных с антителами ⁹. Высокая чувствительность метода обусловлена большим поглощением органических лигандов комплексов и высокими выходами и длительными временами затухания люминесценции ряда ионов Ln(III). Однако на надежность метода анализа концентрации ионов Ln(III) в растворе путем синтеза в этом растворе его люминесцирующих комплексов с органическими лигандами может влиять присутствие, как в природных водах, так и в плазме крови значительных концентраций анионов, комплексы которых с лантанидами имеют большие константы устойчивости, и, следовательно, способны конкурировать с бета-дикетонами за координацию с этими ионами.

Ионы Ln(III) являются высоколабильными в отношении внутрисферных молекул воды и других молекул растворителей, и их наноструктуры с анионами, обладающими малыми константами устойчивости ($k_{уст}$) также лабильны. Однако еще в 70-х годах было показано, что скорость обмена лигандов около этих ионов может быть порядка мс и ниже ^{10,11} в зависимости от $k_{уст}$ комплексов ионов Ln(III) с этими лигандами. Известно ¹², что величины $k_{уст}$ ионов Ln(III) и многозарядных анионов PO_4^{3-} и CO_3^{2-} , а также OH^- выше или соизмеримы с $k_{уст}$ ионов Ln(III) и

бета-дикетонатов, способных формировать в водном растворе стабильные комплексы и наноструктуры из этих комплексов. Поэтому можно предположить, что скорости обмена исследуемых анионов около ионов Ln(III) также могут быть низкими. В таком случае при последовательном введении в водный раствор Eu(III) различных концентраций неорганических анионов и бета-дикетонатов с 1,10-фенантролином, исследуя изменения в зависимости от концентрации компонент и времени с момента приготовления раствора интенсивность люминесценции ($I_{\text{люм}}$) хелатов Eu, образующихся или исчезающих в процессе перестройки ближайшего окружения ионов Eu, можно изучать состав комплексов Ln(III) с анионами, скорости их перестройки, а также выявить область концентраций, при которых существуют наноструктуры из этих солей и изучить скорости перестройки этих структур в присутствии органических лигандов. В данной работе исследовались законы формирования и перестройки во времени комплексов Ln и наноструктур этих комплексов с анионами PO_4^{3-} и CO_3^{2-} . Исследование начальных стадий формирования комплексов Ln(III) и PO_4^{3-} и наноструктур из LnPO_4 и $\text{Ln}_2(\text{CO}_3)_3$ представляет интерес в связи с активной разработкой гидротермальных методов создания люминофоров на основе наноструктур, нанопроволок и наностержней фосфатов лантанидов, активированных ионами Eu(III) и Tb(III) ¹³⁻¹⁵. В данной работе мы собираемся показать, что в растворах, содержащих ионы Ln(III), неорганические анионы и органические лиганды, анализ зависимости интенсивности люминесценции хелатов Eu от концентрации ионов Ln(III), органических лигандов и анионов, а также от метода приготовления раствора и времени с момента приготовления раствора позволит выявить область существования в растворе комплексов ионов Eu(III), Lu(III) Gd(III) с анионами PO_4^{3-} и CO_3^{2-} , установить состав этих комплексов, обнаружить появление наноструктур Eu(III) с другими неорганическими анионами. Эти структуры и их перестройка будут исследованы в области малых концентраций ионов и анионов, недоступных для других методов исследования.

В данной работе мы показали, что люминесцирующие комплексы лантанидов с органическими лигандами могут быть использованы как метки при анализе области существования и скоростей перестройки наноструктур солей этих ионов с неорганическими анионами, имеющими высокие константы устойчивости. Знание формы существования и скорости перестройки наноструктур введенного в водный раствор соединения существенно для понимания того, каковы будут скорости и эффективность протекания в этом растворе химических, фотохимических реакций, а также транспорта исследуемых ионов в присутствии данных анионов в природных водах ¹⁶. Зависимость интенсивности люминесценции хелатов Eu(III) ($I_{\text{люм}}$) от их концентрации в области 0.1-1 мкМ близка к линейной ³. Этот же вывод следует и из анализа данных о зависимости $\tau_{\text{люм}}$ хелатов от их концентрации в области их концентрации 0.5-5 мкМ в водном растворе ¹⁷. Мы пришли к выводу, что анализ зависимости $I_{\text{люм}}$ от последовательности введения в растворы Eu(III) неорганических анионов и МВТА с phen, от времени с момента приготовления раствора, а также от концентраций ионов, органических и неорганических лигандов позволит изучать скорость перестройки комплексов Eu(III) с PO_4^{3-} и CO_3^{2-} в хелаты с бета-дикетонатами. Отсюда мы надеемся получить данные о составе фосфатных структур, а также о влиянии на скорость этой перестройки образования в водном растворе наноструктур исследуемых фосфатных и карбонатных солей Ln(III).

Существование биядерных комплексов лантанидов наблюдалось и ранее для других анионов^{18,19}, но это были лабильные комплексы, существовавшие значительно короче, чем время жизни возбужденных состояний ионов (<100 мкс). Наблюдающийся рост $I_{\text{люм}}$ во времени в растворах фосфатов, внесенных в раствор Eu(III) до органических лигандов в концентрациях, соизмеримых с концентрацией Eu(III), свидетельствует о медленной перестройке фосфатных комплексов Eu в хелаты Eu и, следовательно, свидетельствует о низкой лабильности фосфатных комплексов Eu(III). Скорость обмена молекул воды около ионов Ln(III) 10^8 сек^{-1} ²⁰ и, как результат этого, в таких системах действительно наблюдалось падение $I_{\text{люм}}$ комплексов Eu при внесении фосфатов после органических лигандов, что свидетельствовало о замещении комплексов Eu(III) с МВТА комплексами с фосфатами при наличии молекул H₂O в первой координационной сфере иона.

В заключение мы выражаем глубокую благодарность за финансовую поддержку по гранту президента РФ для молодых ученых-кандидатов наук (Дударь С.С. МК-1411.2007.2) и по гранту РФФИ (06-03-32135а).

1. O. Pujol, P. Bowen, P.A. Stadlman, H. Hofmann, *J. Phys. Chem.*, **108B**, N 35,13128, (2004).
2. G.T. Varzquez, F. Agullo-Lopez, T. Torres, *Chem. Rev.* **104**, 9,3723, (2004).
3. Е.Б.Свешникова, С.С.Дударь, С.Н.Агеев, В.Л.Ермолаев, *Опт и спектр.*, **100**, №2, 258, (2006).
4. С.С.Дударь, Е.Б.Свешникова, А.В. Шабля, В.Л.Ермолаев, *Химия высок. энерг.*, **41**. №3. 189-197. (2007).
5. С.С.Дударь, Е.Б.Свешникова, В.Л. Ермолаев, *Опт и спектр.*, **104**, №2, 262-271, (2008).
6. С.С.Дударь, Е.Б.Свешникова, В.Л. Ермолаев, *Опт и спектр.*, **104**, №5, 801-808, (2008).
7. T. Steinkamp, U. Karst, *Analytical and Bioanalytical Chem.* **380**, N 1, 24, (2004)
8. M. N. Sita, T.P. Rao, C.S.P. Iyer, A.D. Damodaran, *Talanta*, **44**, 423, (1997).
9. M.P. Aguilar-Caballos, H. Harma, M. Tuomola, T. Lovgren, A Gomez-Hens., *Analytica Chimica Acta.*, **460**, No.2, 271, (2002).
10. В.П. Груздев, В.Л. Ермолаев, *Оптика и спектр.*, **42**, №3, 586-588, (1977).
11. V.L.Ermolaev, V.P. Gruzdev, *Inorg. Chim. Acta*, **95**, No 1, 179-185, (1984).
12. К.Б. Яцимирский, Н.А Костромина, З.А. Шека и др., *Химия комплексных соединений редкоземельных элементов.*, Киев, Наукова думка, 145, (1966).
13. Ch. Вu, H. Chen, Z. Hua et al, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, No19, 4307, (2004).
14. X, Wang, M. Gao, *J. Material Chem.* **16**, 1360, (2006).
15. L. Yu, D. Li, M. Yue et al., *Chem.Phys.*, **326**, 328, (2006).
16. S.A. Wood, I.M. Samson, *Ore Geology Reviews*, **28**, 57, (2006).
17. Е.Б. Свешникова, С.С. Дударь, А.В. Шабля, ВЛ. Ермолаев, *Опт и спектр.*, **101**, №4, 588, (2006).
18. Е.Б. Свешникова, С.С. Дударь, В.Л. Ермолаев, *Опт и спектр.*, **88**, №6, 961, (2000).
19. Е.Б. Свешникова, С.С. Дударь, В.Л. Ермолаев, *Опт и спектр.*, **93**, №4, 569, (2002).
20. Е. Колдин, *Быстрые реакции в растворах*, М., Мир, 309 С., (1966).

СПИНОВЫЙ ГЕНЕРАТОР, ОСНОВАННЫЙ НА ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ АТОМОВ ЦЕЗИЯ И ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЙ ДЛЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Александров Е.Б., Балабас М.В. *, Дмитриев С.П., Доватор Н.А., Иванов А.Э. *, Кулясов В.Н. *, Пазгалев А.С., Серебров А.П. **

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

*Всероссийский научный центр «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

**Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН, Гатчина, Россия

В докладе описывается спиновый генератор на оптически ориентированных атомах цезия. Приводятся результаты его исследования, а также результаты его испытаний в составе многоканальной системы стабилизации нейтронного магнитного резонанса и в эксперименте по поиску «зеркальных нейтронов».

В настоящее время¹ готовится эксперимент по поиску электродипольного момента (ЭДМ) нейтрона с точностью $\sim 2 \cdot 10^{-28}$ е см, что на два порядка превышает мировой уровень. Такую точность предполагается достичь за счет применения оригинальной многокамерной конструкции ЭДМ-спектрометра и использования мощных источников сверххолодных нейтронов (до $3 \cdot 10^3$ н/см³). Однако для достижения заявленной точности ЭДМ-измерений необходимо также обеспечить в ходе эксперимента поддержание условий нейтронного магнитного резонанса на уровне $\sim 10^{-8}$ (в отн.ед.). Для этого была создана и в настоящее время проходит испытания многоканальная магнитометрическая система, состоящая из 16 магниточувствительных датчиков, измеряющих магнитное поле в объеме нейтронных камер, и цифрового преобразователя их выходных сигналов в переменное магнитное поле с частотой нейтронного магнитного резонанса. В результате применения такой активной системы стабилизации предполагается обеспечить непрерывное (в ходе ЭДМ-эксперимента) поддержание условий нейтронного магнитного резонанса на необходимом уровне. В качестве базового элемента для системы нейтроннорезонансной стабилизации был предложен и создан спиновый генератор, основанный на сигнале ларморовской прецессии оптически ориентированных атомов цезия. Основные доводы в пользу выбранной схемы магниточувствительного датчика обусловлены, в первую очередь, его высокой потенциальной чувствительностью к магнитным вариациям из-за высокого значения фактора качества сигнала цезиевой спиновой прецессии, а, во-вторых, из-за чрезвычайно малого времени его реакции (порядка периода ларморовской прецессии) на изменения магнитного поля в объеме нейтронных камер под действием различных внешних и внутренних магнитных помех. Как показали испытания² созданного спинового генератора он обладает чувствительностью не хуже 2 фТ за время измерений 100 с. Дополнительные исследования также показали, что для созданной конструкции магнитометрического датчика характерен чрезвычайно малый световой сдвиг, который не превышал 1 рТ при изменении

света накачки на 70%. Достигнутые характеристики спинового генератора, используемого в качестве измерителя слабого (~ 2000 нТ) рабочего поля ЭДМ-спектрометра, позволили продемонстрировать в модельном (5 канальном варианте) эксперименте по проверке работоспособности системы стабилизации требуемый уровень нейтроннорезонансной стабилизации³.

Другое применение созданная система из 16 цезиевых спиновых генераторов нашла в недавних экспериментах по поиску «зеркальных нейтронов»⁴. Задача состояла в нахождении зависимости времени жизни ультрахолодных нейтронов от величины магнитного поля. В этом случае система спиновых генераторов использовалась для измерения специально задаваемого магнитного поля в объеме нейтронной камеры объемом 190 л, а также для мониторинга остаточного магнитного поля внутри нейтронной камеры после его выключения. В первом случае мы использовали метод самогенерации в рабочем магнитном поле ($\sim 2 \cdot 10^{-3}$ нТ), а во втором случае мы использовали вариант с «подставкой». Т.е. для каждого спинового генератора создавали небольшое магнитное поле (~ 100 нТ), а затем его инвертировали. В результате по разнице величин частот самогенерации спиновых генераторов, окружающих нейтронную камеру, мы определяли величину остаточного магнитного поля (2-15 нТ) в ходе эксперимента. Работа выполнялась при частичной поддержке Программы ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и РФФИ (гранты №07-02-00859-а и 08-02-01134-а).

1. E.Aleksandrov, M.Balabas, G.Bison, K.Bodek, M.Daum, N.Dovator et al., *PSI Sci. Report 2001*, v.1, p.13 (2002).
2. Е.Б.Александров, М.В.Балабас, Ю.В.Борисов, С.П.Дмитриев, Н.А.Доватор, et al., *Приборы и техника эксперимента*, №1, с.99-102, (2007).
3. Е.Б.Александров, М.В.Балабас, Ю.В.Борисов, С.П.Дмитриев, Н.А.Доватор, et al., *Письма в ЖТФ*, т.33, в.1, с.3-6, (2007).
4. A.P.Serebrov, E.B.Aleksandrov, N.A.Dovator, S.P.Dmitriev, A.K.Fomin et al., *Physics Letters B*. **663**, 181-185, (2008).

СИММЕТРИЙНОЕ ПЕРЕПУТЫВАНИЕ, КОГЕРЕНТНАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ И СЖАТИЕ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ОПТИКЕ

Карасев В.П.

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

В рамках концепции поляризационного квазиспина обсуждаются физические механизмы перепутывания поляризационных состояний квантового света, обусловленные киральной $SU(2)$ -симметрией электромагнитного поля (кинематическое и динамическое симметричное перепутывание). Показывается, что кинематическое перепутывание порождает новые (когерентные!) механизмы деполяризации света и определяет новые типы сжатия поляризационных переменных. Определены количественные характеристики (меры) симметричного перепутывания поляризационных световых состояний.

В рамках формализма поляризационного (P) квазиспина¹, существенно обобщающего аппарат операторов Стокса, дано формальное описание

поляризационных состояний многомодового квантового света с помощью введения в фоковских пространствах специальных поляризационных базисов, которые ассоциированы с киральными $SU(2)$ -симметриями световых полей². Это позволяет определить кинематический и динамический способы формирования перепутанных поляризационных состояний квантового света, которые обусловлены глобальными (относящимися ко всем пространственно-частотным модам) и локальными (относящимися к отдельным пространственно-частотным модам) $SU(2)$ -симметриями световых полей. Кинематическая перепутанность ассоциируется с поляризационными базисами многомодового излучения, порожденными глобальной $SU(2)$ -симметрией и имеющими формальную структуру, которая содержит наряду с операторами рождения свободных фотонов и операторы рождения бифотонных кластеров, демонстрирующих свойства специфической (сугубо квантовой) деполяризации многомодового света и экстремального сжатия по одной или всем трем поляризационным переменным (компонентам P -квасиспина). Это позволяет определить новые, симметричные меры перепутывания поляризационных световых состояний: 1) доли содержания неполяризованных бифотонов, 2) парциальные степени деполяризации пространственно-частотных мод, которые для бифотонных полей однозначно определяют широко известную меру Вутерса S . Динамическая перепутанность обусловлена локальными $SU(2)$ -симметриями гамильтонианов взаимодействия многомодового излучения с веществом³. Кратко обсуждаются применения полученных результатов в бифотонной оптике.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00741_a).

1. В.П.Карасев, *Оптика и спектр.*, **103**, №1, 143-150, (2007).
2. В.П.Карасев, *Письма в ЖЭТФ.*, **84**, вып. 12, 759-763, (2007).
3. В.П.Карасев, С.П.Кулик, *ЖЭТФ*, **131**, вып. 1, 37-53, (2007).

STUDY OF LOW-TEMPERATURE GLASS DYNAMICS BY MEANS OF MULTY-CHANNEL REGISTRATION OF SINGLE-MOLECULE SPECTRAL TRAILS:

Naumov A.V., Vainer Yu.G., Eremchev I.Yu., A.A. Gorshelev, Kador L. *

¹ Institute of Spectroscopy RAS, Troitsk, Moscow Reg., Russia
naumov@isan.troitsk.ru

* University of Bayreuth, Institute of Physics and BIMF, Bayreuth, Germany

We present new technique for synchronous detection of individual spectral trails of a big number of single molecules (SM) embedded into a solid matrix as spectral nanoprobe. The spectral dynamics of SMs in several low-molecular weight organic glasses on the time scale of seconds is not in agreement with the standard model of low-temperature glasses.

The optical spectroscopy of single molecules (SMs) in a solid matrix and, in particular, recording their spectral trails (histories) [1] is a very informative technique which provides information about dynamical processes in the local environment of the dopant molecules on the nanometer scale (including quantum-mechanical phenomena) (see Fig. 1). There are two principally different methods for detecting the fluorescence signals of SMs: One can use single-channel (e.g., avalanche photodiodes) and multi-channel detectors (e.g., CCD cameras). The first technique (usually combined with a confocal

scheme) is most frequently applied for recording the spectral trails of SMs. The second one (using a wide-field microscope set-up [2]) offers the possibility to record a large number of SM spectra synchronously. For different reasons, however, this technique has not been applied to the detection of SM spectral trails so far.

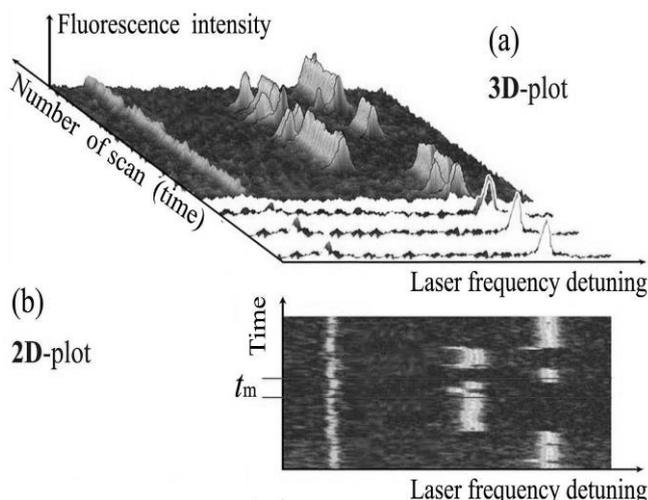


Figure 1. Single-molecule spectral trails and their representations in the form of 3D- (a) and 2D- (b) plots. Spectral dynamics of two single molecules are in agreement with the standard model of low-temperature glasses (tunneling two-level system model)

In this work we have realized the synchronous registration of the spectral trails of a large number of SMs using a home-built low-temperature fluorescence microscope and a sensitive CCD detector (Fig. 2). We show that data processing can be performed sufficiently fast so that even real-time observation is possible.

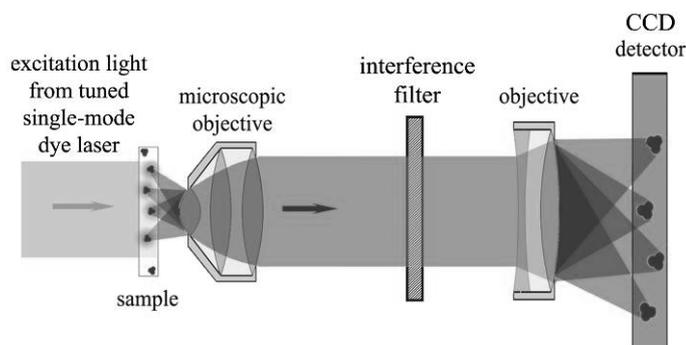


Figure 2. Principal scheme for multi-channel registration of fluorescence excitation spectra single impurity molecules in solid matrices.

We demonstrate that the new technique provides unique possibilities for the study of dynamical processes, which could not be studied before. The SM lines in disordered matrices often change their spectral positions due to local dynamical processes (e.g., flips of two-level tunneling systems). If the jumps occur sufficiently fast and involve several frequency positions, it may be difficult to find the lines with a single-channel detector. This circumstance can severely limit the number of detectable SM spectra (and even the number of dye-matrix combinations in which SM spectra can be recorded).

With our new technique of parallel recording we obtained an intriguing and unexpected result [3]: The spectral dynamics of SMs in several low-molecular weight organic glasses on the time scale of seconds is not in agreement with the standard model of low-temperature glasses. An extra contribution was detected which causes drifts and

irreproducible jumps (see typical spectral trails in Fig.3). We discuss the surprising results and possible explanations.

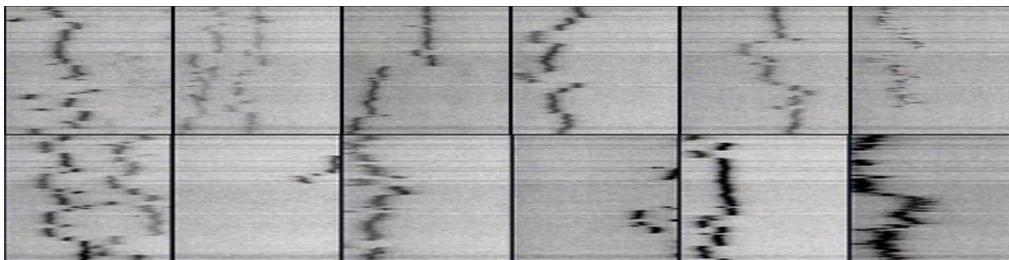


Figure 3. Typical spectral trails of single tetra-tert-butylterrylene molecules in frozen toluene ($T=7K$, scan range 30 GHz, number of scans – 100, number of frequency points – 1000, 20ms per frequency point).

W.P. Ambrose, Th. Basche, W.E. Moerner, *J. Chem. Phys.* 95, 7150 (1991).

B F. Güttler, T. Ingartinger, T. Plakhotnik, A. Renn, U.P. Wild, *Chem. Phys. Lett.* 217, 393 (1994).

A.V. Naumov, Yu.G. Vainer, L. Kador, *Phys. Rev. Lett.* 98, 145501 (2007).

This work was supported by SFB 481 and Deutsche Forschungsgemeinschaft and Russian Foundation of Basic Researches (07-02-00206, 08-02-00147). A.V.Naumov thanks Ministry of Sciences and Education of Russia and CRDF (joint BRHE project), and a Grant of the President of Russia (МК-239.2007.2).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ИОННЫХ ПАР Nd^{3+} - Nd^{3+} В КРИСТАЛЛЕ LaF_3

Ахмеджанов Р.А., Бондарцев А.А., Гушин Л.А.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования электромагнитно индуцированной прозрачности на уровнях ионных пар Nd^{3+} - Nd^{3+} в кристалле LaF_3 . На основе полученных результатов найдены величины расщеплений уровней, обусловленных взаимодействиями между ионами, скрытых неоднородным уширением.

Наряду с продолжающимися фундаментальными исследованиями эффектов электромагнитно индуцированной прозрачности и когерентного пленения населенности¹ в последнее время большую актуальность получили исследования, использующие эти эффекты в прикладных целях², в частности, для нужд спектроскопии³. В настоящей работе мы демонстрируем возможность использования электромагнитно индуцированной прозрачности для спектроскопии взаимодействий, возникающих между парамагнитными ионами редкоземельных металлов, допированных в диэлектрические кристаллы.

Спектроскопия пар и кластеров ионов, допированных в диэлектрические кристаллы, является важной проблемой в связи с критическим влиянием взаимодействий между ионами на характеристики лазерных кристаллов. Как правило, даже при низких температурах (~ 1 K) из-за большого (~ 10 - 100 ГГц) неоднородного уширения, структуры, обусловленные взаимодействием между ионами, не могут быть разрешены методами обычной резонансной спектроскопии.

Именно в таких случаях электромагнитно индуцированная прозрачность, характеризующаяся чрезвычайно большой спектральной селективностью, является незаменимым инструментом для лазерной спектроскопии высокого разрешения.

Известно⁴, что при допировании в кристалл LaF_3 ионы неодима могут образовывать пары и кластеры при замещении ионами неодима ближайших друг к другу атомов La в кристаллической решетке. При этом возникает спутниковая структура, сопровождающая линию изолированного иона, обусловленная взаимодействием между ионами неодима. Эта спутниковая структура имеет масштабы $\sim 5 \text{ см}^{-1}$, поэтому ее детектирование методами традиционной резонансной спектроскопии не представляет трудностей.

В настоящей работе исследован эффект электромагнитно индуцированной прозрачности на переходе ${}^4I_{9/2}(1), {}^4I_{9/2}(1) \leftarrow {}^4I_{9/2}(1), {}^4G_{5/2}(1)$ (волновое число в вакууме – $17306,9 \text{ см}^{-1}$ – спутник, смещенный от «материнской» линии на $1,9 \text{ см}^{-1}$ в высокочастотную область по спектру) пары ионов $\text{Nd}^{3+}\text{-Nd}^{3+}$ и переходе ${}^4I_{9/2}(1) \leftarrow {}^4G_{5/2}(1)$ («материнская» линия) изолированного иона Nd^{3+} в кристалле LaF_3 . Нами было установлено, что наряду с спутниковой структурой, сопровождающей «материнскую» линию, существует еще одна, которая имеет масштабы порядка 100 МГц и не проявляется в обычных спектрах поглощения/излучения из-за неоднородного уширения, которое в условиях наших экспериментов порядка 10 ГГц.

В ходе эксперимента⁵ исследовалась зависимость пропускания одного из лучей (пробное поле) от величины приложенного внешнего магнитного поля в присутствии второго луча (управляющее поле) при заданной разности частот между ними. На рис. 1 представлена зависимость местоположений резонансов пропускания пробного поля при заданных разностях частот между управляющим и пробным полем от приложенного магнитного поля для «материнской» линии иона неодима. Известно⁶, что изолированные ионы неодима в LaF_3 имеют своими нижайшими уровнями в основном и возбужденном состоянии крамерсовы дублеты, факторы Ланде для которых, соответственно, равны 2,41 и 1,07 и, следовательно, карта местоположений максимумов резонансов пропускания должна состоять из 2-х прямых, выходящих из начала координат, с наклонами, определяемыми этими факторами Ланде, которые совпадают (с погрешностью 10%) с измеренными в нашем эксперименте. Две прямые соответствуют резонансам электромагнитно индуцированной прозрачности в \mathbf{L} - и \mathbf{V} -схемах, образованных расщепленными в магнитном поле крамерсовыми дублетами основного и возбужденного состояний, соответственно.

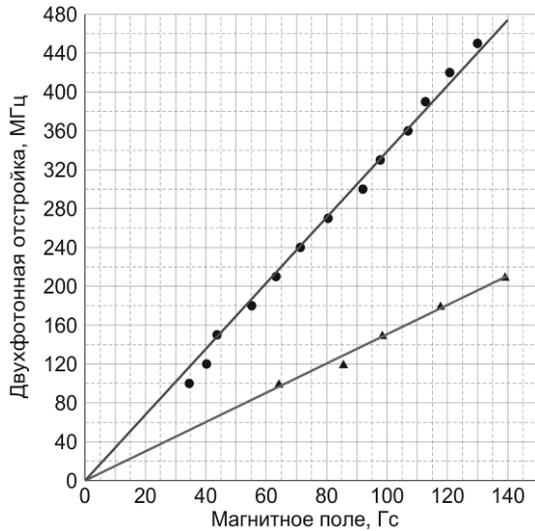


Рис. 1. Карта местоположений максимумов пропускания пробного излучения в координатах «разность частот/магнитное поле» – «материнская» линия

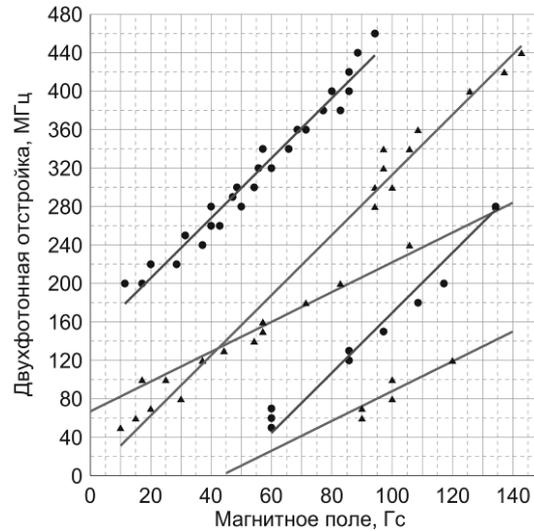


Рис. 2. Карта местоположений максимумов пропускания пробного излучения в координатах «разность частот/магнитное поле» – спутниковая линия

На рис. 2 представлена карта местоположений максимумов пропускания пробного поля в координатах «разность частот/магнитное поле» при работе на спутниковой линии, соответствующей паре ионов неодима. Видно, что экспериментальные точки ложатся на две группы прямых. Уравнения прямых можно записать в виде:

$$\mathbf{D} \mathbf{n} = g \mathbf{b} H \pm \mathbf{d}, \quad (1)$$

где g – фактор Ланде, \mathbf{b} – магнетон Бора, H – магнитное поле, \mathbf{d} – постоянная разность частот. Как видно из рис. 2, при работе на переходе ${}^4I_{9/2}(1), {}^4I_{9/2}(1) \ll {}^4I_{9/2}(1), {}^4G_{5/2}(1)$, принадлежащем паре ионов, существуют дополнительные прямые, сдвинутые по шкале частот на ± 140 и ± 70 МГц. Если предположить, что в нашем случае наибольший вклад в расщепление уровней пары дают магнитное диполь-дипольное и обменное взаимодействия⁷, то в базисе суммарного эффективного спина $\mathbf{T} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2$ (\mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 – эффективные спины ионов) структура уровней описывается следующим спин-гамильтонианом:

$$H = -J \frac{\mathbf{T} \cdot \mathbf{T}_z}{T(T+1)} - \frac{3\ddot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{T}}{2\sigma} + \frac{D \mathbf{T} \cdot \mathbf{T}_z}{2\mathbf{e}} - \frac{T(T+1)\ddot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{T}}{3\mathbf{e}} \quad (2)$$

где T и T_z – собственные значения операторов суммарного эффективного спина и его проекции, J – константа обменного взаимодействия, D – константа магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Структура уровней, описываемая спин-гамильтонианом (2), позволяет объяснить экспериментальные зависимости и определить константы обменного и магнитного диполь-дипольного взаимодействия для основного и возбужденного состояний, которые в нашем случае равны, соответственно, 4 см^{-1} , 280 МГц и 140 МГц .

Таким образом, нами была экспериментально продемонстрирована возможность использования электромагнитно индуцированной прозрачности для спектроскопии структур, вызванных межйонными взаимодействиями в твердом теле, скрытых неоднородным уширением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 08-02-00978, 06-02-16632), CRDF (грант RUP2-2844-NN-06).

1. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633-673, (2005).
2. D.D. Yavuz, N.A. Proite, *Phys. Rev.*, **A76**, 041802, (2007).
3. A.K. Mohapatra, T.R. Jackson, C.S. Adams, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 113003, (2007).
4. R. Buisson, J.Q. Liu, *J. Physique*, **45**, 1523-1531, (1984).
5. Р.А. Ахмеджанов и др., *Письма в ЖЭТФ*, **85**, № 8, 474-478, (2007).
6. R.M. Macfarlane, J.C. Vial, *Phys. Rev.*, **B36**, 3511-3515, (1987).
7. J.M. Baker, *Rep. Prog. Phys.*, **34**, 109-173, (1971).

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В СХЕМАХ С ВЫРОЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ

Лосев А.С., Трошин А.С.

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

E-mail: thphys@herzen.spb.ru

При наличии вырождения уровней, образующих Λ - или более сложные схемы, наряду с перезаселением состояний (в частности, оптической ориентацией), эффектами просветления среды и деформации импульсов, возможны проявление электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), снижение групповой скорости и частичное восстановление пробного импульса.

В работе¹ ЭИП и связанные с этим радикальное уменьшение групповой скорости и частичное воспроизведение пробного импульса продемонстрировано при сохранении вырождения подуровней сверхтонкой структуры (без зеемановского расщепления). Результаты интерпретировались авторами на основе известной теории поведения “канонической” Λ -схемы под действием двух волн, резонансных смежным переходам, когда эти эффекты действительно проявляются в “чистом” виде^{2,3} (критику такой интерпретации см. в статьях⁴⁻⁶). В ряде последующих работ (статья⁷ и др., см. лит. и критический анализ в статьях^{8,9}) сильная деформация импульсов в насыщаемых поглотителях без должных оснований связывалась с ЭИП и изменением групповой скорости.

Соотношение роли изменения населенностей уровней (насыщения поглощения или усиления) и проявлений когерентного резонансного взаимного влияния световых волн в нелинейной среде лучше всего устанавливается сравнением результатов эксперимента и возможно более прямого расчета. В задачах данного типа, если мы не интересуемся квантово-статистическими характеристиками, уместным является полуклассический расчёт, основу которого составляет система уравнений Максвелла – Блоха. Результаты, наиболее существенные, на наш взгляд, в рамках данной дискуссии, опубликованные в статьях^{6,10-13}, составляют содержание данного доклада.

Роль вырождения уровней в основном можно было бы показать уже на Λ -схеме с вырожденным нижним уровнем. Но мы рассмотрим здесь простейшую из

реальных схем, формирующих D_2 линии щелочных металлов (переход $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$): $F_1=F_2=1$ (рис. 1). На рис. 1 возможное зеемановское расщепление показано лишь для наглядности; напомним, что оно предполагается отсутствующим. Квазимонохроматическая связывающая волна (E_c , $\omega_c = \omega_{trans}$) и пробный импульс ($E_p(t)$, несущая частота $\omega_p \approx \omega_{trans}$) – круговой поляризации, с противоположными направлениями вращения (см. указанные на рис. 1 разрешённые индуцированные переходы). Такая ситуация представляет собой композицию Λ - и V -схем.

Рис. 2 демонстрирует зависимость от времени интенсивностей двух волн на выходе из образца. Заметим, что при условии вырождения уровней и для принятой одномерной модели, т.е. при коллинеарном распространении двух волн, последние различаются на выходе только по поляризации; для эксперимента наличие только одного этого признака¹ является определенным методическим недостатком.

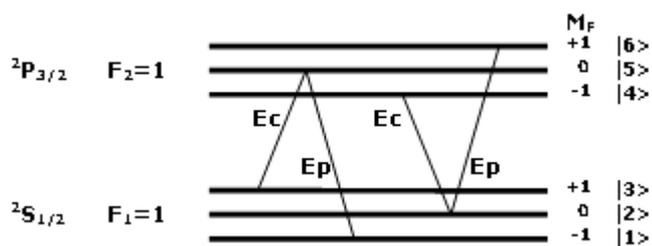


Рис.1. Схема состояний и разрешенных индуцированных переходов

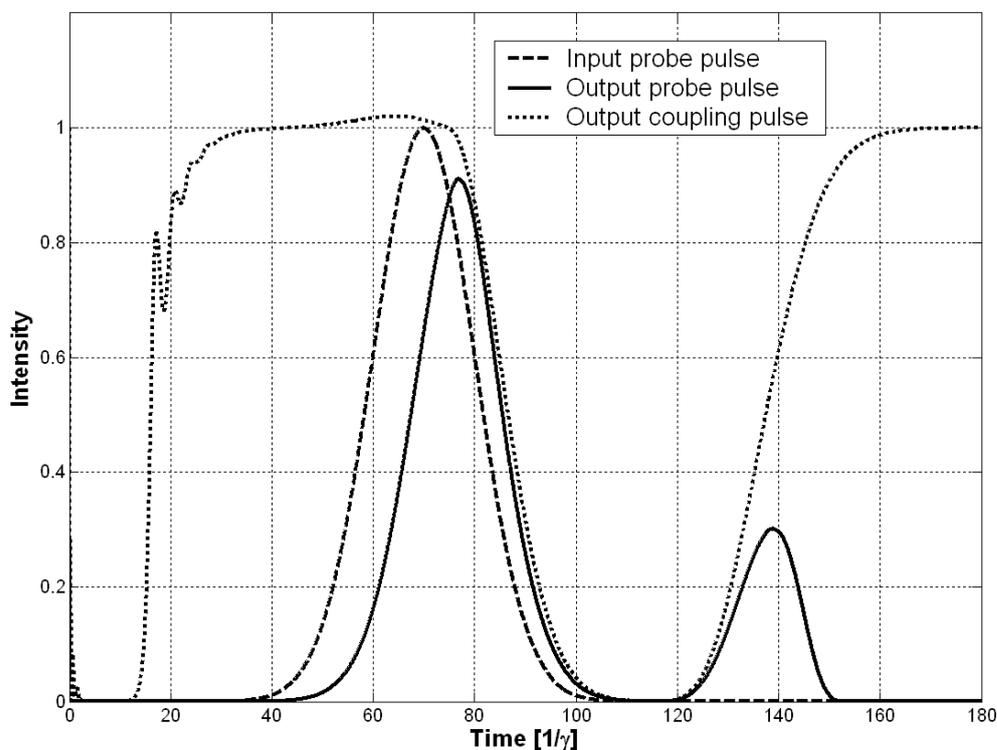


Рис.2. Эволюция пробного и связывающего импульсов

На рис. 2 мы обнаруживаем интервал времени почти полного поглощения связывающей волны, затем (до вхождения пробного импульса) среда становится

прозрачной, проявляется насыщение поглощения, обусловленное опустошением состояний $|F_1, m_F = 0, +1\rangle$ (это подтверждается параллельным расчётом средних населенностей). Вхождение пробного импульса сопровождается усилением связывающей волны, при значительной задержке появления пробного импульса на выходе. Время этой задержки сравнимо с длительностью импульса на входе, что не может быть связано только с его деформацией. После выключения связывающей волны наступает в полной мере “тёмная” пауза – не только на выходе, но и во всём образце (это еще раз показано прямым расчётом, как и в работе⁶). Не может быть и речи об “остановке и хранении” пробного импульса в среде, что, впрочем, давно уже ясно. Наконец, повторное включение связывающего поля приводит к формированию средой импульса, совпадающего с пробным по ведущему признаку (в данном случае – поляризации), но, как и следует ожидать, чувствительного к моменту наступления и длительности тёмной паузы, к интенсивности связывающего поля.

Выполненные расчёты показали, что присутствие V-компоненты в рассмотренной выше схеме состояний и переходов лишь несколько снижает эффективность проявления ЭИП. Были проведены аналогичные расчёты и для других пар подуровней сверхтонкой структуры^{11,13}.

1. D.F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R.L. Walsworth, M.D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, № 5, 783-786, (2001).
2. L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi, *Nature*, **397**, 594-598, (1999).
3. C. Liu, Z. Dutton, C.H. Behroozi, L.V. Hau, *Nature*, **409**, 490-493, (2001).
4. Е.Б. Александров, В.С. Запасский, *УФН*, **174**, № 10, 1105-1108, (2004).
5. Г.Г. Козлов, Е.Б. Александров, В.С. Запасский, *Опт. и спектр.*, **97**, № 6, 969-914, (2004).
6. Н.А. Васильев, А.С. Трошин, *Известия РАН, Серия физическая*, **69**, № 8, 1096-1098, (2005).
7. M.S. Bigelow, N.N. Lepeshkin, R.W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, № 11, 113903, (2003).
8. Е.Б. Александров, В.С. Запасский, *УФН*, **176**, № 10, 1093-1102, (2006).
9. В.С. Запасский, Г.Г. Козлов, *Опт. и спектр.* **100**, № 3, 461-467, (2006).
10. Н.А. Васильев, А.С. Трошин, *ЖЭТФ*, **125**, № 6, 1276-1282, (2004).
11. А.С. Лосев, А.С. Трошин, *Физический вестник*, вып. 1, с. 9-17. – СПб., 2007.
12. И.В. Татти, А.С. Трошин, *Физический вестник*, вып. 1, с. 68-72. – СПб., 2007.
13. A.S. Losev, A.S. Troshin, N.A. Vasil'ev, *Proc. SPIE*, **7024**, 70240B, (2008).

СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОГО КОНДЕНСАТА РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Аветисян Ю.А.*, Васильев Н.А., Трифионов Е.Д.

РГПУ им. А.И.Герцена, Санкт-Петербург, Россия

*Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

С помощью теории рассеяния света на бозе-эйнштейновском конденсате разреженного газа, основанной на решении системы уравнений

Максвелла-Шредингера, оценена интенсивность сверхизлучательного отражения. Показано, что при экспериментально достижимых условиях и определенной продолжительности возбуждающего импульса, она может значительно превышать интенсивность френелевского отражения и интенсивность релеевского рассеяния.

Вскоре после того, как был получен бозе-эйнштейновский конденсат разреженного газа были поставлены опыты по рассеянию на нем света¹. Конденсат имел вытянутую форму и облучался перпендикулярно оси вытянутости. Рассеяние света происходило в основном вдоль оси конденсата и носило сверхизлучательный характер. Атом, участвующий в акте рассеяния, получал импульс падающего фотона и импульс отдачи от рассеянного фотона. Результирующий импульс оказывался направленным под углом в 45 градусов к направлению облучающего лазерного пучка. Если атом в процессе облучения участвовал в рассеянии вторично, то он получал дополнительно такой же импульс, как в первый раз. Реально такое рассеяние происходит многократно и в результате создаются когерентные облака волн материи, движущиеся под углами в 45 градусов в направлении «вперед» После того, как возникало достаточно интенсивное поле рассеяния, атомы могли возбуждаться этим полем и участвовать затем в вынужденном рассеянии под влиянием лазерного поля². При этом появлялась система когерентных облаков, движущихся в направлении, противоположном возбуждающему лазерному пучку. Как было отмечено выше, рассеяние света носило сверхизлучательный характер из-за слабой фазовой релаксации в БЭК при температурах порядка долей микрокельвина. Это означает, что между атомными состояниями возникала когерентная корреляция, приводившая к образованию волн поляризованности с импульсами равными разности импульсов когерентных атомных волн, соответствующих возбужденным и основным состояниям атома.

Из анализа получаемых при рассеянии атомных состояний, следует, что наряду с упомянутыми выше модами, распространяющимися вдоль возбуждающего лазерного пучка и в обе стороны вдоль конденсата, возникает мода, направленная в противоположную сторону лазерному пучку, т.е. отражение. В отличие от обычного френелевского отражения, обусловленного обратным излучением поверхностного слоя, имеющего протяженность порядка длины волны излучения, в рассматриваемом случае это отражение носит объемный характер, так как создается поляризованностью распределенной во всем объеме образца. Кроме того, в условиях сохранения фазовой памяти это излучение носит сверхизлучательный характер, т.е. его интенсивность квадратично зависит от числа атомов.

С помощью развитой нами теории рассеяния света на бозе-эйнштейновском конденсате разреженного газа³⁻¹⁰, основанной на решении системы уравнений Максвелла-Шредингера, мы оценили интенсивность сверхизлучательного отражения для условий экспериментов^{1,2} и показали, что при определенной продолжительности возбуждающего импульса, она может значительно превышать интенсивность френелевского отражения и интенсивность релеевского отражения назад.

1. S.Inouye, A.P.Chikkatur, D.M. Stamper-Kurn, J. Stenger, D.E. Pritchard, W. Ketterle, *Science*, **285**, 571, (1999).
2. D. Schneble, Y. Torii, M.Boyd, E.W. Streed, D.E. Pritchard, W. Ketterle, *Science*, **300**, 475, (2003).

3. Н.А. Васильев, О.Б. Ефимов, Е.Д. Трифонов, Н.И. Шамров, *Известия РАН. Серия физическая*, **68**, 1272-1276, (2004).
4. E.D. Trifonov, *Laser Physics Letters*, **2**, 153-155, (2005).
5. Е.Д. Трифонов, *Оптика и спектроскопия*, **98**, 545-552, (2005).
6. Е.Д. Трифонов, *Известия РАН. Серия физическая*, **69**, 1093-1095, (2005).
7. Yu.A. Avetisyan, E.D. Trifonov. *Laser Physics Letters*, **2**, 512-515 (2005).
8. Аветисян Ю.А., Трифонов Е.Д., *ЖЭТФ*, **130**, 771-783, (2006).
9. Avetisyan Yu.A., Trifonov E.D., *Laser Phys. Lett.*, **4**, 247–251 (2007).
10. Аветисян Ю.А., Трифонов Е.Д., *ЖЭТФ*, **133**, 495-504, (2008).

ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В КРИСТАЛЛАХ С ЗАПРЕЩЕННЫМ ДИПОЛЬНЫМ ПЕРЕХОДОМ

Семенова Л.Е., Прохоров К.А.

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

Рассматривается резонансное гиперкомбинационное рассеяние света в кристаллах, в которых запрещен дипольный переход между верхней зоной валентности и нижней зоной проводимости. В качестве промежуточных состояний учитываются экситоны Ванье.

Гиперкомбинационное рассеяние (ГКР) света представляет собой трехфотонный процесс, при котором рождение фонона и излучение кванта рассеянного света происходит при поглощении двух квантов возбуждающего излучения. Особый интерес вызывает ГКР в условиях близости удвоенной энергии фотона возбуждающего излучения к ширине запрещенной зоны полупроводника, т.к. при этом значительно возрастает его интенсивность. Кроме того, исследования резонансного ГКР позволяют извлечь дополнительную информацию о среде, поскольку в этом случае основной вклад в рассеяние вносят определенные двухфотонно-разрешенные состояния. В данной работе теоретически исследуется гиперкомбинационное рассеяние света в кристаллах, в которых запрещен однофотонный дипольный переход из верхней валентной зоны на нижнюю зону проводимости, но разрешен двухфотонный переход. Такое ГКР наблюдалось в кристалле TiO_2^1 .

Гиперкомбинационное рассеяние света описывается в 4-м порядке теории возмущений. В условиях близости удвоенной энергии кванта возбуждающего излучения к краю поглощения резонансное ГКР обычно рассматривают как следующую последовательность процессов: поглощение двух падающих фотонов с энергией $\hbar\omega_L$, волновым вектором \mathbf{q}_L , поляризацией $\boldsymbol{\varepsilon}_L$, рождение фонона ($\hbar\omega_p$) и излучение фотона рассеянного света ($\hbar\omega_S$, \mathbf{q}_S , $\boldsymbol{\varepsilon}_S$). В качестве промежуточных состояний мы рассматриваем экситоны Ванье. В этом случае основной вклад в резонансное ГКР вносит механизм рассеяния, связанный с двухфотонным переходом в экситоны s -типа². Рождение оптического фонона приведет к межзонному переходу в другое s -экситонное состояние, а при рассеянии на продольных оптических (LO) фононах фрелиховское взаимодействие может вызвать внутризонный переход в экситон p -типа.

Из теории двухфотонного поглощения³⁻⁴ известно, что двухфотонный переход в s -экситон может описываться в рамках как двухзонной модели, так трехзонной, т.е.

с учетом перехода в промежуточную более высокую зону проводимости или более низкую зону валентности. В двухзонной модели предполагается сначала слабо-запрещенный дипольный переход в p -экситонное состояние, а затем внутризонный дипольный переход в s -экситон. Причем вклады этих двух моделей имеют разные знаки, что может привести к дополнительным особенностям в спектрах ГКР^{2,4}.

Оценки показали, что этот эффект может быть заметен при ГКР на поперечных оптических (ТО) фононах. Однако о наблюдении подобной особенности на частотной зависимости ГКР не сообщалось. Возможно, это связано с пренебрежением в расчетах других нерезонансных вкладов в рассеяние. Поэтому в данной работе наряду с резонансным, мы учитывали также нерезонансный процесс ГКР, который описывается как поглощение фотона $\hbar\omega_L$, рождение фонона ($\hbar\omega_P$), поглощение фотона ($\hbar\omega_L$) и излучение фотона рассеянного света ($\hbar\omega_S$). В этом случае сечение рассеяния можно записать как

$$\frac{d\sigma_{HR}}{d\Omega} = C_{HR} \left| \varepsilon_{\alpha}^L \varepsilon_{\beta}^L \varepsilon_{\gamma}^S (\beta_{\alpha\beta\gamma}^R + \beta_{\alpha\beta\gamma}^{nR}) \right|^2, \quad (1)$$

где тензоры ГКР $\beta_{\alpha\beta\gamma}^R$ и $\beta_{\alpha\beta\gamma}^{nR}$ описывают вклады резонансного и нерезонансного процессов, C_{HR} включает фундаментальные постоянные, параметры кристалла и возбуждающего излучения.

Оценки частотной зависимости сечения ГКР на LO фононах, выполненные нами ранее для ряда кристаллов⁵, показали, что нерезонансный вклад оказывает заметное влияние на резонансный профиль, если правила отбора запрещают “разрешенный” процесс рассеяния, которому соответствует последовательность промежуточных экситонных состояний s - p - s . При этом рассматривался внутризонный фрелиховский механизм экситон-фононного взаимодействия.

Расчеты сечения рассеяния на оптических фононах показали, что в случае экситон-фононного взаимодействия через деформационный потенциал учет нерезонансного вклада может существенно изменить резонансный профиль. В качестве примера на рис. 1 показаны относительные вклады резонансного и нерезонансного процессов в сечение ГКР на оптическом фононе Γ_{12}^- в зависимости от удвоенной энергии фотона возбуждающего излучения для кристалла закиси меди,

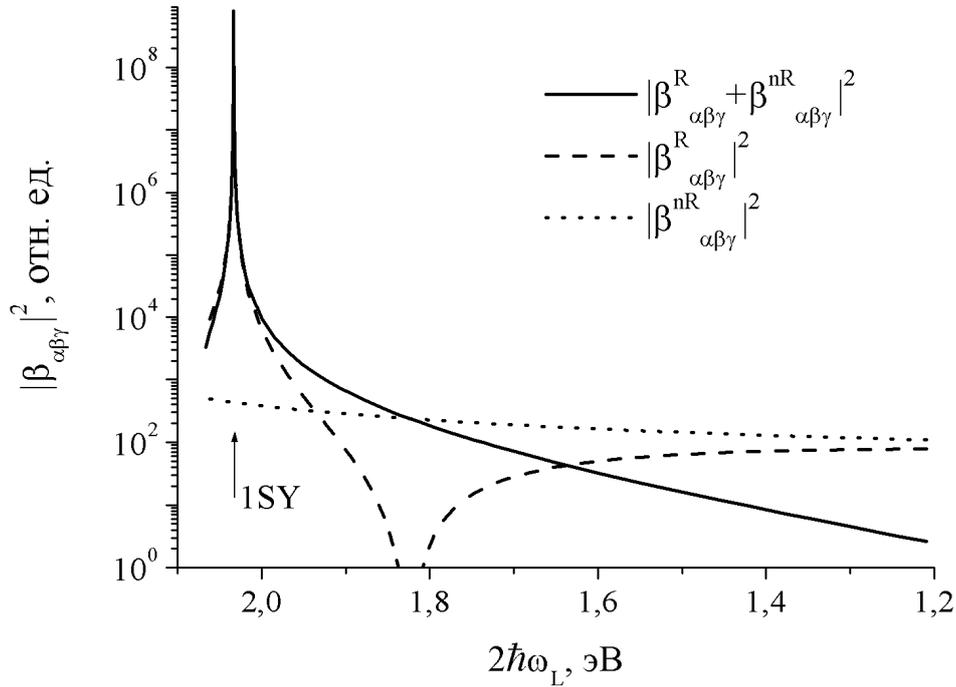


Рис.1. Резонансные и нерезонансные вклады в ГКР на фоне симметрии Γ_{12}^- в кристалле закиси меди

в котором вследствие одинаковой четности верхней валентной зоны и нижней зоны проводимости дипольный переход между ними запрещен, но разрешен двухфотонный переход в состояние s -экситона желтой серии.

Как видно из рисунка, сечение рассеяния, вычисленное с учетом как резонансного, так и нерезонансного ГКР, растет с увеличением энергии падающих фотонов и при двухфотонном резонансе с $1SY$ экситоном желтой серии наблюдается резкий пик. В то же время пренебрежение вкладом $\beta_{\alpha\beta\gamma}^{nR}$ приводит к появлению особенности на резонансном профиле при $2\hbar\omega_L \sim 1.82 \text{ эВ}$, соответствующей условию близких по величине вкладов двухзонной и трехзонной моделей в двухфотонный переход в s -экситонное состояние.

Влияние нерезонансного процесса на резонансный профиль, в частности, связано с учетом механизма ГКР, который описывается следующей последовательностью процессов 1) поглощение фотона возбуждающего излучения и переход электрона с верхней валентной зоны на более высокую зону проводимости или дырки с более глубокой валентной зоны на нижнюю зону проводимости; 2) рождение фотона и переход электрона на нижнюю зону проводимости или дырки на верхнюю зону валентности в результате деформационного механизма экситон-фононного взаимодействия; 3) поглощение фотона $\hbar\omega_L$ и внутризонный переход p -экситонное состояние; 4) излучение фотона рассеянного света и возвращение электронной системы в основное состояние. В этом случае, происходит слабо-запрещенный дипольный переход между верхней зоной валентности и нижней зоной проводимости при излучении фотона рассеянного света. Поскольку в резонансных условиях $2\hbar\omega_L, \hbar\omega_S \sim E_{cv}$, то роль этого механизма оказывается заметной.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-00821), при государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (грант № НШ-476.2008.2).

1. K. Watanabe, K. Inoue, F. Minami, *Phys. Rev. B*, **46**, 2024-2033 (1992).
2. Л.Е. Семенова, К.А. Прохоров, *ЖЭТФ*, **123**, №5, 1048-1058 (2003).
3. G. D. Mahan, *Phys. Rev.* 170, 825-838 (1968).
4. K. C. Rustagi, F. Pradere, A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. B*, **8**, 2721-2732 (1973).
5. L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, *Proc. SPIE*, **6729**, 67292Q (2007).

ГЕНЕРАЦИЯ УСЛОВНЫХ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕЗОНАТОРЕ В ПРОЦЕССЕ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Мирошниченко Г.П.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Предложен метод генерации условных однофотонных состояний высокой чистоты в процессе последовательного дискретного фотодетектирования. Найдены параметры задачи, когда фотодетектор настроен на обнаружение в резонаторе однофотонных состояний. Изучена зависимость заселенности однофотонного состояния моды от скорости релаксации и времени.

Новое направление в способах обработки, передачи и хранения информации – квантовые информационные технологии – основано на управлении квантовой единицей информации (кубитом). Единичные фотоны (кванты света), распространяющиеся в оптических системах, могут быть использованы в качестве кубитов. Логические операции с такими “летающими” кубитами производятся в информационных оптических схемах с фазовыми гейтами¹. Возможность построения квантового процессора на однофотонных состояниях обсуждается в². В данной работе предлагается метод генерации в резонаторе условных однофотонных состояний в процессе последовательного дискретного фотодетектирования.

Поместим двухуровневый атом-источник в одномодовый резонатор и возбудим резонансную флуоресценцию внешним классическим резонансным полем. Часть фотонов резонансной флуоресценции захватывается резонатором, возбуждая колебания квантованной резонаторной моды. Информацию о фотонах резонатора будем получать с помощью разреженного потока невозбужденных (на входе в резонатор) атомов - зондов. Цикл детектирования разобьем на два этапа. На первом этапе, длительность которого T , атом-зонд подлетает к резонатору, поле в резонаторе развивается в течение времени T под действием возбуждаемого атома-источника и процессов релаксации согласно уравнению (в резонансном приближении)

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_{AM}(t) = [H_{AM}, \rho_{AM}(t)] - i\Gamma \rho_{AM}(t). \quad (1)$$

$$H_{AM} = F(\sigma_A^- + \sigma_A^+) + \varepsilon \cdot a^+ a + \kappa(a^+ \cdot \sigma_A^- + a \cdot \sigma_A^+),$$

σ_A^-, σ_A^+ - атомные операторы уничтожения и рождения возбуждения, a^+, a - операторы уничтожения и рождения фотона в резонаторе. Параметры гамильтониана имеют размерность частоты, ε - отстройка частоты моды от частоты атомного перехода, Γ - супероператор релаксации. На втором этапе атом-зонд появляется в резонаторе и начинается взаимодействие атома - зонда с модой резонатора в течение короткого времени τ . Гамильтониан имеет вид:
 $H_{AMD} = H_{AM} + \nu(a^+ \cdot \sigma_D^- + a \cdot \sigma_D^+)$. Здесь ν - параметр взаимодействия квантованной моды и атома-зонда, σ_D^-, σ_D^+ - операторы уничтожения и рождения возбуждения детектора. Сделаем предположение: $\tau \ll T$, т.е. внутри резонатора не могут появиться два и более атомов-зондов. Предположение $\gamma \ll \kappa \ll F \ll \nu$, $\gamma \cdot \tau, \kappa \cdot \tau, F \cdot \tau \ll 1$ позволяет пренебречь изменением состояния атома-источника за время взаимодействия детектора и моды и приближенно записать решение уравнения Лиувилля для матрицы плотности трех подсистем в виде

$$\rho_{AMD}(t) = \exp(-iH_{MD}t) \rho_{AMD}(T) \exp(iH_{MD}t).$$

Здесь $\rho_{AMD}(T) = \rho_{AM}(T) \otimes \sigma_D^- \cdot \sigma_D^+$ - начальная матрица плотности невозбужденного атома-зонда, атома-источника и моды, $H_{MD} = \varepsilon \cdot a^+ a + \nu(a^+ \cdot \sigma_D^- + a \cdot \sigma_D^+)$. После резонатора атом-зонд попадает в ионизационную камеру и цикл фотодетектирования заканчивается измерением энергетического состояния зонда. Введем случайную переменную ξ , принимающую два значения: $\xi = 0, 1$. Значение $\xi = 0$ соответствует событию, когда атом-зонд обнаружен в нижнем состоянии, $\xi = 1$ - атом обнаружен верхнем состоянии. Условную матрицу плотности в начале ℓ -ого цикла обозначим через $\rho_C(\ell)$.

Матрицы $\rho_C(\ell+1)$ и $\rho_C(\ell)$ связаны рекуррентным соотношением

$$\rho_{AM}(T) = \rho_{AM}^{(st)} + \exp(-\gamma T) \exp(-iH_{AM}T) (\rho_C(\ell) - \rho_{AM}^{(st)}) \exp(iH_{AM}T)$$

$$\rho_C(\ell+1) = M_\xi(\tau) \rho_{AM}(T) M_\xi^*(\tau) / P_\xi, \quad \ell = 1, 2, 3, \dots$$

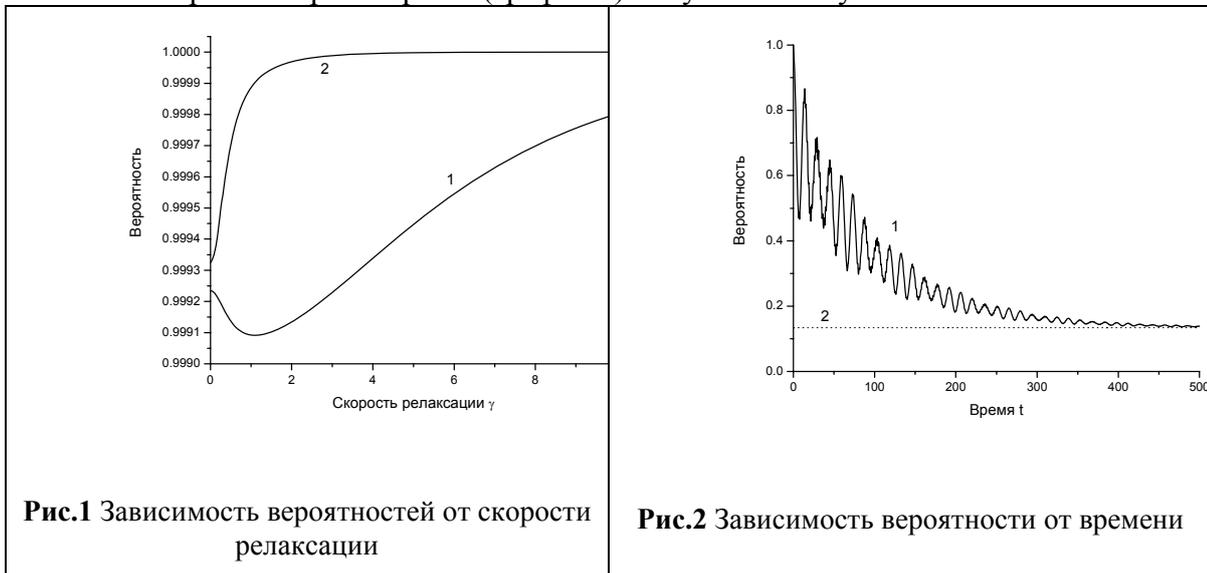
Здесь $P_\xi = Sp_{A,M} (M_\xi(\tau) \rho_{AM}(T) M_\xi^*(\tau))$ - априорная вероятность каждого события ξ в момент вылета $\tau + T$ атома, $\rho_{AM}^{(st)}$ - установившаяся матрица плотности уравнения (1). Введены обозначения операторов - трансформеров $M_\xi(\tau)$, $M_\xi^*(\tau)$, действующих на редуцированную матрицу плотности квантовой системы

$$M_0(\tau) = \exp(i\varepsilon(0.5 - a^+ a)\tau) \cdot (\cos(\tau\nu\Theta) - i(\varepsilon/2\nu) \cdot \sin(\tau\nu\Theta)) / \Theta$$

$$M_1(\tau) = -i \exp(-i\varepsilon(0.5 + a^+ a)\tau) \cdot a \cdot \sin(\tau\nu\Theta) / \Theta$$

Здесь оператор $\Theta = \sqrt{(\varepsilon/2\nu)^2 + a^+ a}$. Найдем соотношение параметров, при котором вылетающий из резонатора атом несет информацию об однофотонном состоянии поля резонатора. Выберем τ , ν , ε исходя из условия

$\nu = \sqrt{\pi^2 - (\varepsilon\tau/2)^2} / \tau$ и положим $\gamma T \ll 1$ так, чтобы по окончании T редуцированная атомно-полевая матрица плотности пришла в стационарное состояние: $\rho_{AM}(T) \approx \rho_{AM}^{(st)}$. Тогда после обнаружения атома-зонда в возбужденном состоянии (с вероятностью P_1) редуцированная условная матрица плотности моды имеет вид $\rho_C^{(1)} = M_1(\tau) \rho_{AM}^{(st)} M_1^*(\tau) / P_1$. В исследуемом приближении вероятность P_1 не зависит от предыстории и для значений $\varepsilon = 3.7$, $\tau = 0.02$, $T = 1000$, $F = 2$, $\kappa = 0.3$, $\gamma = 0.01$ приблизительно равна $P_1 \approx 0.001$. Тогда по формуле Бернулли среднее число событий $\xi = 1$ из $N = 2000$ попыток равно $N \cdot P_1 = 2$. Такое число событий и наблюдалось в численном эксперименте. Матрицу $\rho_{AM}^{(st)}$ получим в приближении нулевой температуры (стационарная матрица супероператора релаксации Γ есть $\sigma_A^- \cdot \sigma_A^+ \otimes |0\rangle\langle 0|$) и рассчитаем некоторые характеристики $\rho_C^{(1)}$. На рис. 1, график 1, показана зависимость заселенности однофотонного состояния моды сразу после обнаружения атома-зонда в возбужденном состоянии и вероятность противоположного события $P_0 = 1 - P_1$, график 2, в зависимости от скорости релаксации γ . С ростом γ повышается чистота однофотонного состояния, но существенно падает вероятность P_1 обнаружить это состояние в резонаторе. На рис.2 (график 1) получен закон убывания



заселенности однофотонного состояния от времени, начиная от момента обнаружения атома-зонда в возбужденном состоянии. На графике 2 отмечен предельный уровень заселенности.

Как следует из рисунка, процесс релаксации имеет осцилляционный характер с частотой осцилляций, определяемой однофотонной частотой Раби κ . Однофотонное состояние в резонаторе разрушается за один цикл этих осцилляций. Отсюда следует, что для увеличения времени жизни однофотонного состояния требуется уменьшать параметр взаимодействия атома-источника и квантованной моды κ .

4. C. Ottaviani, S. Rebic, D. Vitali, *Phys. Rev.*, 73, 010301(1) - 010301(4), (2006).
5. I. L. Chuang, Y. Yamamoto, *Phys. Rev.*, 52, 3489-3496, (1995).

ТЕЛЕПОРТАЦИЯ ПЕРЕПУТАННОГО ДВУХМОДОВОГО СОСТОЯНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕПУТАННОГО ЧЕТЫРЁХМОДОВОГО

Сайгин М.Ю., Чиркин А.С.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

Рассмотрена телепортация непрерывных переменных неизвестного двухмодового состояния светового поля, используя четырёхмодовое перепутанное состояние. Последнее формируется в связанных нелинейно-оптических взаимодействиях в одном кристалле. Рассчитана точность телепортации.

Перепутывание квантовых состояний играет ключевую роль в квантовой информации и квантовых вычислениях¹. К настоящему времени довольно подробно изучено двухмодовое перепутывание².

В работе исследован оригинальный метод формирования четырёхмодовых перепутанных состояний (ЧПС) в одном аperiодически нелинейном фотонном кристалле создаваемом методом суперпозиции модуляции нелинейности.^{3,4}

Рассмотрены квазисинхронные шестичастотные волновые взаимодействия в поле двух интенсивных волн накачки с кратными частотами. Взаимодействие состоит из трёх процессов преобразования частоты вниз и двух процессов генерации суммарных частот. Развита квантовая теория генерации четырёхчастотного светового поля. Для анализа его перепутанности использован критерий сепарабельности, основанный на частичном масштабировании⁵.

Генерируемое четырёхчастотное перепутанное состояние использовано для анализа передачи неизвестного двухчастотного перепутанного состояния. Протокол телепортации организован традиционным способом с участием известных персонажей, Алисы и Боба. Им посылают по две частоты (моды) из ЧПС. Алиса с помощью светоделителей смешивает каждую из полученных частот с соответствующей частотой из состояния, которое надо телепортировать. Таким образом она создаёт новые четыре моды и затем в каждой из них производит измерения по одной квадратурной компоненте (непрерывной переменной). Результаты измерений она посылает Бобу по классическому каналу, который на основе этих сведений осуществляет преобразование полученных им мод. Выполнены расчёты точности воспроизведения телепортируемого двухчастотного перепутанного состояния.

1. М. Нильсен, И. Чанг, Квантовые вычисления и квантовая информация -М.: Мир, 2006.
2. Quantum Information with Continuous Variables / Eds S.L. Braunstein, A.K.Pati. 2003
3. А.А. Новиков, А.С. Чиркин, *ЖЭТФ*, 133, №3, 483-494, (2008).

4. А.С. Чиркин, И.В. Шутов, *Письма в ЖЭТФ*, 86, №11, 803-807, (2007).
5. O.V. Man'ko, V.I. Man'ko, G. Marmo, et al, *Phys. Letters A*, 339, 194, (2005).

ДИНАМИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРЕПУТАННЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ МНОГОМОДОВОГО СВЕТА В ПОЛИДОМЕННЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Калашников Д.А., Карасев В.П. *, Кулик С.П. **, Рытиков Г.О. **

Казанский физико-технический институт
им. Е.К. Завойского РАН, Казань, Россия

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

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

На базе концепции поляризационного квазиспина развит теоретический метод описания динамики процесса генерации поляризационных перепутанных состояний многомодового двухфотонного света в полидоменных сегнетоэлектрических кристаллах и введены специфические поляризационные меры перепутывания. Экспериментально было показано, что учет поляризационных преобразований при распространении бифотона через полидоменный кристалл существенно влияет на характер перепутывания результирующего состояния.

При теоретическом анализе учитывались два типа процессов в полидоменном кристалле: нелинейный процесс спонтанного параметрического рассеяния в отдельных доменах и распространение полученного бифотонного поля через оставшуюся часть образца. Рождение бифотона в домене описывалось с помощью стандартного гамильтониана для трехфотонных параметрических процессов с классической накачкой. Распространение бифотонного поля через полидоменный образец описывалось линейными поляризационными $SU(2)$ преобразованиями¹. Для оценки величины перепутывания использовались доля содержания синглетных состояний, парциальные степени поляризации пространственно-частотных мод светового поля² и известная мера Вутерса S . Установлено однозначное соответствие между мерой S и парциальными степенями поляризации для бифотонных полей.

В экспериментальной части работы производилось статистическое восстановление поляризационных состояний бифотонного поля по разработанной ранее методике³. В первой серии опытов генерация и распространение бифотонного поля происходила в полидоменном образце дигидрофосфата калия при температуре около 100 К. Во второй серии опытов бифотонное поле, полученное в процессе СПР в кристалле $LiIO_3$, распространялось через полидоменный кристалл, не сопровождаясь рождением бифотонов в полидоменном кристалле. Состояниям, полученным в первой серии опытов, отвечает существенно более высокая степень перепутывания по поляризационным переменным.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00741_а).

1. В.П.Карасев, С.П.Кулик, *ЖЭТФ*, **131**, вып. 1, 37-53, (2007)

2. Д.А.Калашников, В.П.Карасев, С.П.Кулик, А.А.Соловьев, Г.О.Рытиков, *Письма в ЖЭТФ*, **87**, вып.1, 66-71, (2008)

3. Yu.Bogdanov, E.V.Moreva, G.A.Maslennikov, R.F.Galeev, S.S.Straupe, S.P.Kulik, [Phys.Rev. A 73, 063810, \(2006\)](#).

Секция 3 Оптика фотонных кристаллов и наноструктур

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ «КРЕМНИЙ-ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ»

Толмачев В.А., Астрова Е.В., Перова Т.С.*

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

*Department of Electronic and Electrical Engineering, University of Dublin,
Trinity College, Dublin 2, Ireland

В данной работе представлены теоретические и экспериментальные результаты исследований одномерных фотонно-кристаллических (ФК) структур «кремний-жидкий кристалл». В качестве исходной матрицы был использован кремний с линейными микроканалами («grooved Si»). Для расчета структур с квази-полной фотонной зоной (omnidirectional band) применялся метод карт фотонных зон. Показаны также возможности метода для анализа структур с перестраиваемыми дефектными модами. В экспериментальной части работы продемонстрированы термоподстройка дефектной моды и электроподстройка края фотонной зоны в композитном ФК (Si-ЖК), полученном на основе структуры «кремний на изоляторе».

Микрофотоника является перспективным направлением развития в области информационных и телекоммуникационных технологий¹, а также в области новых микроприборов и устройств в биологии и медицине (лаборатория на чипе).² Фотонные кристаллы (ФК), теория и применение которых были развиты в последнее два десятилетия, являются наиболее подходящими материалами для микрофотоники, поскольку предлагают большое разнообразие их оптических свойств.^{3,4} Технологическая реализация ФК разной размерности в большинстве случаев осуществляется путем микроструктурирования с помощью литографии и вытравливания пустот. Введение в пустоты различных веществ изменяет оптические характеристики ФК, что существенно расширяет вариацию структурных параметров и получающихся оптических характеристик.

Одномерные фотонные кристаллы, полученные микроструктурированием, привлекательны тем, что в пустотах-каналах может быть обеспечен ввод/вывод жидких или газообразных реагентов и одновременно можно осуществлять контроль оптических характеристик системы в динамическом режиме. Введение двулучепреломляющего вещества, например, жидкого кристалла (ЖК) позволяет получать поляризационно-чувствительные элементы. Кроме того, свойствами ЖК можно управлять с помощью теплового, электрического или оптического воздействия, что позволяет осуществлять перестройку фотонных свойств. Элементы на ЖК обладают достаточным быстродействием (до мксек) для использования в качестве управляемых оптических фильтров, переключателей и модуляторов.

Представлены теоретические результаты исследований одномерной (1D) фотонно-кристаллической структуры «Si-ЖК». В качестве исходной матрицы использовался кремний с линейными микроканалами («grooved Si»).⁵ Преимущества этого ФК заключаются 1) в высоком оптическом контрасте (3.42/1 или 3.42/1.6), 2) использовании светового потока, распространяющегося параллельно поверхности образца (чипа), 3) возможности получать композитный ФК путем заполнения пустот-каналов различными веществами и регистрировать их оптические свойства с помощью FTIR спектроскопии или волоконно-сопряженным анализатором спектра, 4) совместимости метода микроструктурирования с современными промышленными полупроводниковыми технологиями.

Теоретические аспекты работы отражают развитие метода расчета карт фотонных зон (КФЗ).³ Достоинства метода заключаются в наглядности информации, получаемой на карте: на одном рисунке можно проследить за образованием ФЗ в зависимости от структурных параметров ФК (фактора заполнения, числа периодов, оптических констант компонентов) и условий его применения в оптической цепи (угла падения, поляризации пучка света). Расчет КФЗ осуществляется с помощью метода матриц переноса и оригинальной программы для построения карт. С помощью метода КФЗ ранее было показано как наилучшим образом подстроить край фотонной зоны,⁶ или существенно расширить ФЗ.⁷ В настоящей работе представлено развитие этого подхода для расчета структур с квази-полной фотонной зоны (omnidirectional band)⁸ и проведено сравнение с методом расчета из дисперсионного уравнения⁹. Продемонстрированы также возможности метода КФЗ для расчета и анализа структур с перестраиваемыми дефектными модами.¹⁰

В экспериментальной части работы продемонстрированы результаты исследования термодостройки дефектной моды в фотонном кристалле с ЖК дефектом¹¹ и электроподстройки края фотонной зоны в композитном ФК (Si-ЖК), созданном на основе структуры «кремний на изоляторе».¹² Как видно из рис.1 при нагреве происходит сдвиг положения пика пропускания дефектной моды, обусловленный переходом молекул ЖК из планарного в изотропную ориентации. Экспериментальный сдвиг $\Delta\lambda$ составил $0.17 \mu\text{m}$ (относительный $\Delta\lambda/\lambda * 100 = 2.2\%$) при теоретическом $0.26 \mu\text{m}$.

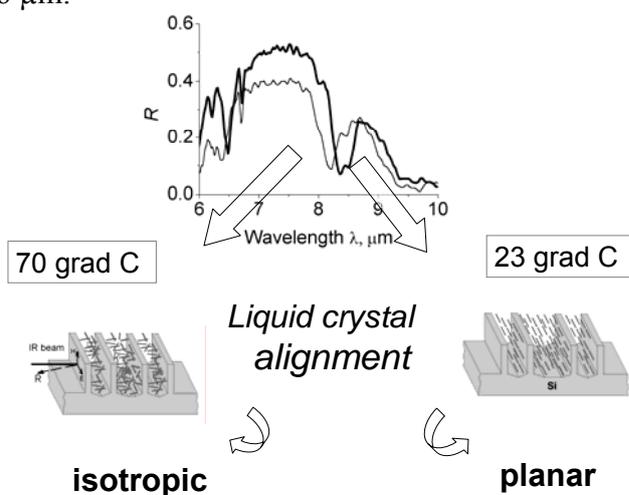


Рис.1. Сдвиг дефектной моды на спектре отражения композитного ФК за счет нагрева ЖК структуры и изменения N_{def}

При приложении внешнего электрического поля от 4 до 15 в продемонстрирован воспроизводимый сдвиг края фотонной зоны $\Delta\lambda=0.16$ мкм (1.6 %), соответствующий изменению показателя преломления ЖК на $\Delta n=0.07$ при переходе из псевдоизотропной ориентации молекул ЖК в гомеотропную. Пороговое напряжение и быстроедействие устройства являются типичными для нематического ЖК E7. Характерное время возвращения ФЗЗ к стационарному положению после выключения напряжения составляет около 30 мс.

1. A.Liu, M. Paniccia, *Physica E*, **35**, 223–228, (2006).
2. D. Psaltis, S.R. Quake, C.H. Yang, *Nature* **442(7101)**, 381–386, (2006).
3. J.D.Joannopoulos, R.D .Meade, R.D.Winn, *Photonic Crystals*. Princeton University Press, 1995.
4. K. Busch, S. Lolkes, R. Wehrspohn, H. Foll (eds.), *Photonic Crystals. Advances in Design, Fabrication, and Characterization*, Weinheim: Wiley-VCH, 2004.
5. V. A. Tolmachev, E. V. Astrova, Yu. A. Pilyugina, T. S. Perova, R. A. Moore, J. K. Vij, *Optical Materials*, **28(5)** 831-835, (2005).
6. V. A. Tolmachev, T. S. Perova, and K. Berwick, *Appl. Opt.*, **42**, 5679-5683, (2003).
7. V. A. Tolmachev, T. S. Perova, and R. A. Moore, *Opt. Express*, **13(21)**, 8433-8441, (2005).
8. V.A. Tolmachev, T.S. Perova, J. Ruttle and E. Krutkova, *J. Appl. Phys.* 2008 (to be publ.)
9. P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*. New York: Wiley, 1988.
10. T.S. Perova, V.A. Tolmachev, E.V. Astrova, *Proc.SPIE*, **6801**, (2008).
11. V. A. Tolmachev, T. S. Perova, E. V. Astrova, *Phys Stat. Sol. Rapid Research Letters* **2**, No.3, 114-116, (2008).
12. V.A. Tolmachev, E.V. Astrova, T.S. Perova, J.A. Zharova, S.A. Grudinkin, V.A. Melnikov, *App. Phys. Lett.*, **90**, 011908, (2007).

КРИСТАЛЛООПТИКА ОПАЛОПОДОБНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ: ЭФФЕКТЫ МНОГОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ В СПЕКТРАХ БРЭГГОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА

Селькин А.В., Баженова А.Г., Меньшикова А.Ю.*, Уклеев Т.А.,
Федотов В.Г., Шевченко Н.Н.*, Якиманский А.В.*

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

*Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург,
Россия

Предложены новые эффективные методы структурно-оптической характеристики трехмерных фотонных кристаллов (ФК). Проведены детальные исследования не только спектрального положения, но и формы полос брэгговского отражения света от ФК. Построена теория брэгговской дифракции света на трехмерном ФК с учетом границы раздела с внешней средой, позволяющая описывать многоволновые процессы дифракции света, не прибегая к громоздким численным расчетам. Особое внимание уделено изучению явлений, обусловленных дирекционной и поляризационной анизотропией распространения лучей в

ФК. Результаты теории сопоставлены с экспериментальными данными, полученными на полимерных опалоподобных системах.

В последние годы неослабеваемое внимание исследователей привлекают фотонные кристаллы (ФК) – пространственно-периодические твердотельные структуры, диэлектрическая проницаемость которых промодулирована с периодом, сравнимым с длиной волны света. Повышенный интерес к таким системам тесно связан с возможностью эффективного управления распространением света внутри ФК структур и с новыми перспективными приложениями в лазерной технике и оптоэлектронике, использующими наноструктурированные материалы ¹. С другой стороны, ФК являются новыми нетривиальными объектами, позволяющими проводить важные с научной точки исследования, касающиеся фундаментальных проблем взаимодействия света с конденсированной средой (см., например, ²).

В настоящей работе исследованы особенности распространения и преломления электромагнитных волн в пространственно ограниченных ФК, обладающих высоким диэлектрическим контрастом, и рассмотрены механизмы формирования спектров брэгговского отражения света от опалоподобных диэлектрических структур. В работе показано, что основные наблюдаемые дифракционные явления, связанные с ФК, могут быть описаны (не только качественно, но и количественно) в рамках формализма усеченных блоховских волн. Такой формализм подразумевает разложение блоховской амплитуды по минимальному количеству векторов обратной решетки, определяющих главный (резонансный) вклад в упругое рассеяние света.

Расчеты спектров выполнены с использованием характерных значений структурных и диэлектрических параметров ФК с симметрией гранецентрированной кубической решетки типа опала. Основное внимание уделено изучению спектров брэгговского отражения света от поверхности роста (111) с учетом эффектов поляризации света. При этом обсуждаются резонансные явления, обусловленные анизотропией фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) в кубическом ФК, и эффекты многоволновой брэгговской дифракции (МБД) света (возникающей из-за резонансного рассеяния света на системе взаимно непараллельных кристаллических плоскостей). В качестве модельных экспериментальных объектов исследования использованы пленки опалоподобных ФК, сформированные из монодисперсных сферообразных частиц полистирола 3. Измерения спектров проводились при разных углах падения света как для s-, так и для p-состояний поляризации.

Рассчитаны энергетические спектры собственных состояний электромагнитного поля ФК для разных направлений распространения собственных мод. Показано, что такие моды, несмотря на кубическую симметрию рассматриваемых ФК, в общем случае имеют эллиптическую поляризацию напряженности электрической составляющей поля. В результате сопоставления контуров брэгговского отражения света с энергетическим спектром собственных мод показано, что наблюдаемая при некоторых углах падения света дублетная структура полос отражения связана с появлением внутри ФЗЗ дополнительных собственных состояний электромагнитного поля. Эти состояния индуцируются дифракцией света на кристаллических плоскостях с индексами, отличными от (111).

На рис.1 представлены модельные расчетные спектры брэгговского отражения s-поляризованного света, которые сопоставляются с зависимостью частот собственных электромагнитных мод ФК от нормальной составляющей (KZ) волнового вектора K . Свет падает под углом $\theta = 55^\circ$ на полубесконечную ФК среду.

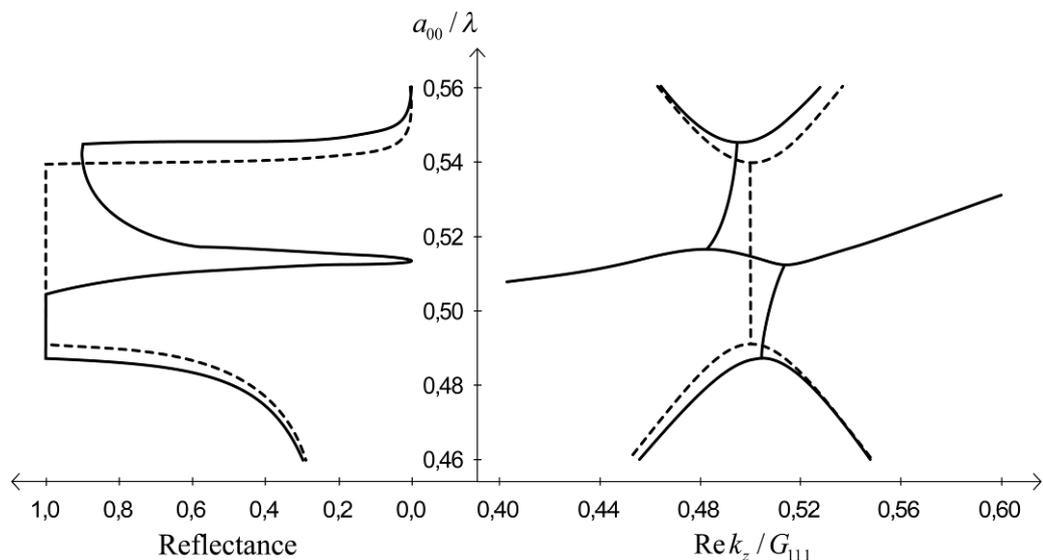


Рис.1. Спектры брэгговского отражения света (слева) и соответствующие им энергетические спектры собственных электромагнитных мод (справа) полугораниченного ФК

По горизонтальным осям отложены коэффициент отражения (слева) и вещественная часть K_z (справа), нормированная на длину G_{111} вектора обратной решетки в направлении $[111]$ оси Z . Вдоль вертикальной оси отложено безразмерное отношение среднего расстояния a_{00} между частицами полистирола в латеральной плоскости к длине волны λ . Штриховые кривые относятся к случаю, когда в формировании спектра дают вклад только плоскости (111) ; сплошные кривые описывают ситуацию, когда дифракция света происходит сразу на двух системах плоскостей: латеральных (111) и наклонных $(11\bar{1})$.

Как видим, брэгговская дифракция света на наклонных плоскостях приводит к сильной модификации энергетического спектра электромагнитного поля: в пределах фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) появляются новые состояния, связанные с переносом энергии внутри ФК. Поэтому в спектре коэффициента отражения и возникает специфический провал (дублетная структура). С другой стороны, из-за существования отражающей поверхности ФК нарушаются привычные условия дифракции Брэгга, при которых мнимая часть волнового вектора эванесцентной моды должна быть коллинеарна вектору $\mathbf{G}_{11\bar{1}}$. В результате, коэффициент отражения оказывается меньше единицы в области ФЗЗ даже для идеальной ограниченной поверхностью ФК структуры. В отсутствие дифракции на наклонных плоскостях свет полностью (100%) отражается во всей области ФЗЗ.

Результаты настоящей работы демонстрируют уникальные возможности структурной и оптической характеристики ФК материалов, основанные на относительно простых теоретических моделях взаимодействия электромагнитного поля с ФК. Такие модели не требуют громоздких численных расчетов и позволяют проводить физически ясную интерпретацию сложных оптических явлений, обусловленных дифракцией света на реальных наноструктурированных объектах с трехмерной пространственной периодичностью. Фактически речь идет о более общем подходе к кристаллооптике, в рамках которого проявляются специфические и весьма нетривиальные свойства ФК.

Работа выполнена при поддержке Российского федерального агентства по науке и инновациям (контракт 02.513.11.3166) и Научной программы СПбНЦ РАН на 2008 г.

1. C. Lopez, *Adv. Matter*, 15, No.20, 1679-1704, (2003).
2. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, in Springer series in optical sciences, 80, Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-N/Y/, pp.223. (2001).
3. А.Г. Баженова, А.В. Селькин, А.Ю. Меньшикова, Н.Н. Шевченко, *Физика твердого тела*, 49, №11, 2010-2021, (2007).

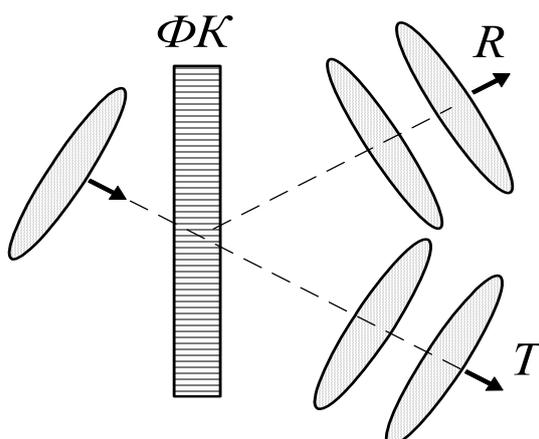
РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ ПО СХЕМЕ ЛАУЭ В ЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Бушуев В.А., Манцызов Б.И., Скорынин А.А.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

Теоретически показано, что при брэгговской дифракции пикосекундного лазерного импульса по схеме Лауэ в линейном фотонном кристалле входящий в структуру импульс может распадаться на два проходящих и два дифрагированных импульса. Вариации толщины кристалла и величины модуляции показателя преломления позволяют заданным образом управлять интервалом времени между этими импульсами.

Динамика распространения лазерных импульсов в фотонных кристаллах (ФК) традиционно исследовалась в условиях брэгговской дифракции «на отражение», где был обнаружен целый ряд новых нелинейных и линейных оптических явлений¹: нелинейное подавление полного брэгговского отражения, брэгговские солитоны, локализация света и др.. Однако из динамической теории дифракции рентгеновских лучей в традиционных кристаллах хорошо известна другая геометрическая схема брэгговской дифракции – Лауэ-схема дифракции «на прохождение», которая всесторонне исследовалась для монохроматических плоских волн². В этой схеме внешнее излучение падает на поверхность кристалла, ориентированную вдоль вектора обратной решетки структуры, и при точном выполнении условия Брэгга наблюдается эффект Бормана – аномально слабое поглощение рентгеновских лучей. Ранее было показано³, что в бесконечном резонансном ФК нелинейная динамическая дифракция по схеме Лауэ приводит к разбиению исходного лазерного импульса на медленный нелинейный Лауэ-солитон и быстрый линейно распространяющийся импульс.



Здесь мы исследуем *линейную* динамику распространения лазерных импульсов в конечном ФК в случае брэгговской дифракции в геометрии Лауэ. Аналитически решена *граничная задача* динамической брэгговской дифракции и показано, что существует ограниченная область параметров импульса и структуры, при которых входной импульс распадается в ФК на два линейно распространяющихся импульса, каждый из которых включает в себя прямую и дифрагированную волны.

В простейшем одномерном случае ФК представляет собой многослойную структуру (см. рис.). Внутри структуры каждая спектральная компонента импульса, падающего под углом Брэгга к слоям ФК, есть когерентная суперпозиция двух проходящих (T) и двух дифрагированных (R) волн ⁴. Эти волны попарно распространяются в ФК с двумя разными эффективными показателями преломления и, как следствие, с двумя разными скоростями. По мере увеличения пути прохождения в глубь ФК указанные волны разделяются на пары импульсов - в направлении прохождения T и отражения R (см. рис.). Временной интервал между вышедшими из ФК импульсами пропорционален толщине кристалла и фурье-компоненте разности показателей преломления $\Delta n(x) = n_2 - n_1$. Расчеты показывают, что для реализации эффекта расщепления лазерного импульса с длиной волны излучения $\lambda_0 \sim 500-1000$ нм и длительностью импульса $\tau_0 \sim 0.1-1$ пс необходимы ФК с периодом $d \sim \lambda_0$, величиной модуляции показателя преломления $\Delta n \sim 0.01-0.3$ и толщиной $L \sim 0.1-1$ см.

Таким образом, в работе предсказан новый линейный оптический эффект – расщепление оптического импульса в линейном фотонном кристалле – и предлагается на его основе новый метод удвоения частоты следования лазерных импульсов, а также способ управления временем задержки, амплитудами и длительностями импульсов за счет дифракции в линейном ФК. Это представляет интерес для расширения возможностей управления параметрами импульсов в целом ряде прикладных задач, поскольку исследуемый эффект является линейным и не зависит от интенсивности поля и может быть реализован даже для сколь угодно слабых импульсов.

1. Yu. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, Academic Press, San Diego (2003).
2. З. Г. Пинскер, *Динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей в идеальных кристаллах*, Наука, М. (1974).
3. В. I. Mantsyzov, *Optics Communications*, **189**, 275-280 (2001).
4. В. А. Бушуев, *Изв. РАН, сер. физическая*, **69**, 1710-1715 (2005).

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, СОДЕРЖАЩИХ ЛЕВЫЕ СРЕДЫ

Ершова Е.А.¹, Белотелов В.И.^{1,2}, Калиш А.Н.^{1,2}, Звездин А.К.³

¹ Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
119992, Москва

² Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова при Российской
Академии Наук, 119991, Москва

³ Fondazione ISI, 10133, Torino, Italy

В работе исследованы оптические свойства магнитных фотонных кристаллов, состоящих из слоев с отрицательным показателем преломления. Разработан метод матриц переноса для описания многослойных гиротропных левых сред. Рассчитаны спектры пропускания и отражения, а также угол Фарадея с использованием развитого метода. Проведен сравнительный анализ результатов, полученных с помощью метода матриц перехода и с помощью метода Фурье-мод.

В последние годы особое внимание обращают на себя среды с отрицательным показателем преломления, называемые левыми средами. С одной стороны вызванный интерес связан с их необычными оптическими свойствами¹, а с другой стороны с возможностью их практической реализации, например, с помощью кольцевых резонаторов с щелью, которые дают возможность сделать материалы с отрицательной магнитной проницаемостью, и металлических полосок, которые позволяют получить отрицательную диэлектрическую проницаемость. Особый интерес представляют левые среды, обладающие также и гиротропными свойствами².

В данной работе исследованы периодические многослойные магнитные структуры (одномерные магнитооптические фотонные кристаллы), в состав которых входят материалы с отрицательным показателем преломления. В фотонных кристаллах чередуются слои с показателями преломления n_1 и n_2 , причем $n_1 < 0$ и $n_2 > 0$. При этом, магнитооптической активностью обладает слой с отрицательным показателем преломления. Важной особенностью рассматриваемой конфигурации является внесенный структурный дефект: удвоенный слой из левого материала. Наличие дефекта в периодичности приводит к возникновению узкой разрешенной области внутри фотонной запрещенной зоны. В этой разрешенной зоне аномалии магнитооптических свойств наиболее выражены.

Для расчета оптических свойств многослойных сред был использован метод матриц переноса, основанный на том, что внутри каждого слоя независимо друг от друга распространяются четыре волны — нормальные моды, характеризующиеся определенными направлениями распространения и поляризацией³.

С помощью метода матриц переноса рассчитаны спектры отражения и пропускания, а также угол Фарадея для прошедшей и отраженной волн. На основе проведенных расчетов исследованы магнитооптические свойства рассматриваемых структур. В ходе исследования было получено, что для периодических структур без дефекта при выполнении условия $d_1 n_1 + d_2 n_2 = 0$ (d_1, d_2 - толщины слоев) прохождение отсутствует для любого диапазона длин волн.

Кроме того, изучены свойства, обусловленные непосредственно магнитооптической активностью фотонных кристаллов, такие как положительные и отрицательные резонансы эффекта Фарадея, зависимость коэффициентов прохождения и пропускания от намагниченности. Выявлено уширение спектра в гиротропности слоях с отрицательным показателем преломления и увеличение расстояния между пиками при магнитооптическом расщеплении.

Ввиду того, что левые среды представляют собой сложную структуру, при расчетах, помимо метода матриц переноса перспективно использование метода Фурье-мод и его модификации, основанной на теории возмущений. Этим методом можно пользоваться при условии, что характерные размеры структуры много меньше длины волны электромагнитного излучения, что и реализуется в левых средах. При помощи метода Фурье-мод можно получать эффективные значения тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости не из феноменологических соображений, а путем непосредственных вычислений, исходя из топологии и геометрических размеров структуры. В данной работе проводится сравнительный анализ результатов, полученных методами матриц рассеяния и метода Фурье-мод.

Работа поддержана РФФИ: 06-02-17507, 07-02-01445, 08-02-00717 и фондом “Династия”.

1. К.Ю. Блюх, Ю.П. Блюх, *УФН* **174**, 439 (2004).
2. Ivanov A.V., Kotelnikova O.A., Ivanov V.A., *ЖММ* **300**, e67 (2006).
3. Belotelov V.I., Zvezdin A.K., *JOSA B* **22**, 286 (2005).

СВЯЗАННЫЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН В АПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Шутов И.В., Чиркин А.С.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

Обсуждается новый метод построения аперидической структуры в нелинейных фотонных кристаллах. На примере широко используемого кристалла ниобата лития изучена динамика связанных процессов невырожденного параметрического усиления при низкочастотной накачке и генерации высших оптических гармоник, которые можно осуществить в аперидически нелинейных фотонных кристаллах.

Хорошо известно, что в нелинейных фотонных или в кристаллах с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллах), нелинейные характеристики которых меняются в пространстве, возможна реализация квазисинхронных нелинейных взаимодействий за счет подбора периода модуляции нелинейной восприимчивости^{1,2}. Для реализации многоволновых процессов необходимо удовлетворить условиям квазисинхронизма для каждого протекающего процесса в отдельности. Это возможно в аперидических нелинейных фотонных кристаллах (АНФК), которые могут быть созданы методом суперпозиции модуляции нелинейной восприимчивости³.

Для одновременного протекания N нелинейно-оптических процессов модуляцию нелинейной восприимчивости АНФК следует задать в виде:

$$g(z) = \text{sign} \left(\sum_{i=1}^N a_i \sin \frac{2\pi z}{\Lambda_i} \right),$$

здесь Λ_i – период модуляции для квазисинхронного взаимодействия i -го процесса, a_i – числовой коэффициент, z – пространственная координата.

Данный метод создания АНФК позволяет контролировать и изменять эффективный коэффициент нелинейной связи для любого нелинейного процесса за счет изменения a_i . Например, при накачке АНФК излучением с длиной волны 5 мкм возможна генерация восьми гармоник, длины волн которых лежат в пределах диапазона прозрачности кристалла. Были проведены расчеты структуры такого АНФК, детально исследована динамика энергообмена между взаимодействующими волнами. В этом случае возможна высокоэффективная генерация любой высшей гармоники, задействованной в связанном процессе, за счет возможности управления коэффициентами нелинейной связи (Рис. 1).

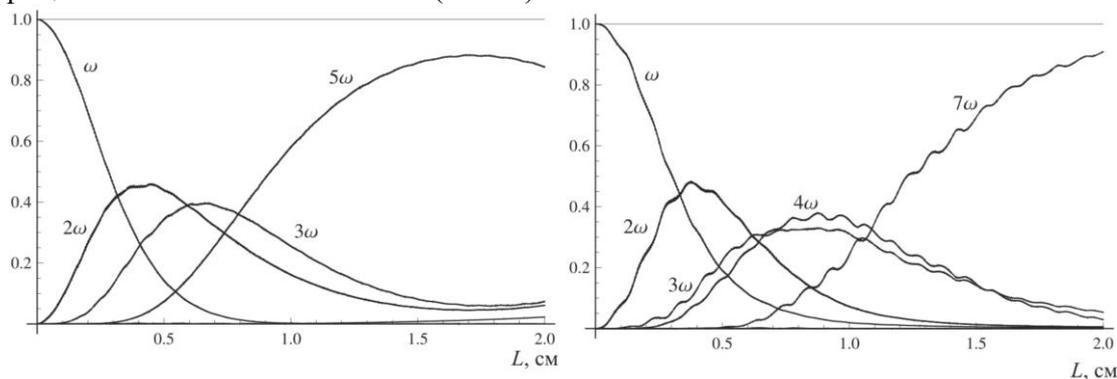


Рис. 1. Пространственная динамика интенсивностей гармоник, нормированных на интенсивность накачки, для процессов генерации 5-й (а) и 7-й (б) гармоник. Значения коэффициентов a_i : (а) $a_1 = a_4 = 1$, $a_2 = 1.2$, $a_3 = a_5 = a_6 = a_7 = 0$; (б) $a_1 = a_2 = a_3 = a_5 = 1$, $a_4 = a_6 = a_7 = 0$.

Процесс невырожденного параметрического усиления при низкочастотной накачке включает в себя традиционный процесс параметрического усиления при высокочастотной накачке и два процесса генерации суммарных частот, протекающих одновременно: $\omega_p = \omega_1 + \omega_2$, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_p$, $\omega_4 = \omega_p + \omega_2$.

Анализ показал (в приближении заданного поля), что в общем случае инкремент усиления взаимодействующих волн комплексный. Однако при определенном выборе коэффициентов a_i в формуле для $g(z)$ значения инкремента могут быть действительны, и имеет место монотонный рост интенсивностей взаимодействующих волн, аналогичный росту в традиционном процессе параметрического усиления при низкочастотной накачке⁴.

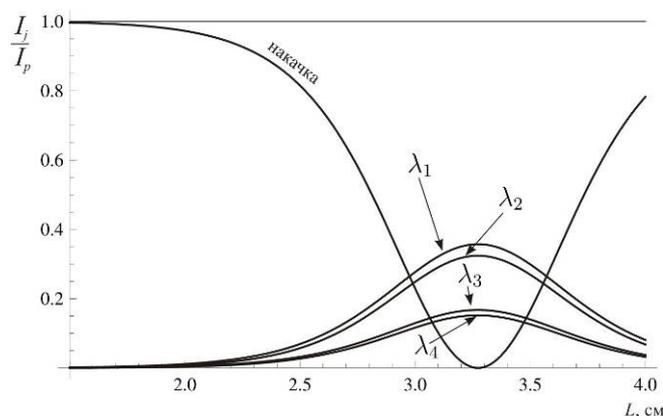


Рис. 2. Пространственная динамика интенсивностей взаимодействующих волн при параметрических связанных процессах

Рис. 2 иллюстрирует динамику взаимодействующих волн в АНФК LiNbO_3 при накачке лазерным излучением с длиной волны 1.064 мкм. Сигнальным и холостым частотам соответствовали $\lambda_1 = 1,500$ мкм, $\lambda_2 = 3,661$ мкм. Из рисунка видно, что в рассматриваемом случае имеет место эффективное преобразование энергии накачки в частоты как выше, так и ниже частоты накачки. Таким образом, существует возможность осуществления процесса невырожденного ПУ при низкочастотной накачке.

1. A.L. Aleksandrovski, A. S. Chirkin, V. V. Volkov *J.Russian Laser Research*, 18, 101 (1997).
2. O.Pfister at all, *Opt. Letters*, 22, 1211 (1997).
3. А.А.Новиков, А.С.Чиркин, *ЖЭТФ*, 133, 483 (2008).
4. А.С. Чиркин, И.В.Шутов, *Письма в ЖЭТФ*, 86, 803 (2007).

СИНТЕТИЧЕСКИЕ ОПАЛОВЫЕ МАТРИЦЫ – НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Чернега Н.В., Кудрявцева А.Д.

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

Москва, Россия

В работе представлены результаты экспериментальных исследований нелинейных эффектов (эффекта фотонного пламени, вынужденного глобулярного рассеяния, вынужденного комбинационного рассеяния света) в синтетических опаловых матрицах и в нанокompозитах на их основе.

Наноструктурированные объекты, в частности, фотонные кристаллы, находят все более широкое применение в самых различных областях: в информационных технологиях, биологии, медицине, при создании оптоэлектронных устройств. В связи с этим представляется актуальным исследование нелинейных свойств фотонных кристаллов, проявляющихся при их взаимодействии с мощными световыми полями. В работе приведены результаты исследований обнаруженных недавно новых нелинейных эффектов в фотонных кристаллах: эффекта фотонного

пламени (ЭФП)¹, вынужденного глобулярного рассеяния света (ВГР)², а также вынужденного комбинационного рассеяния света (ВКР) в наноструктурированных объектах. Возбуждение осуществлялось лазером на рубине с длиной волны генерации 694.3 нм и длительностью импульса 20 нс. В качестве образцов использовались искусственные опаловые матрицы, представляющие собой плотно упакованную трехмерную кристаллическую структуру с периодом 200 нм, состоящую из наносфер (глобул) кремнезема. Изучались также нанокомпозиты, в которых для заполнения пустот матрицы использовались жидкости с различным показателем преломления. Мы могли исследовать нанокомпозиты с контрастом показателя преломления (n/n_{SiO_2}) от 0.91 до 1.06. Образцы опаловых матриц и нанокомпозитов имели размеры порядка нескольких миллиметров и были вырезаны параллельно плоскости (111).

Эффект фотонного пламени состоит в возникновении в фотонном кристалле длительного (до 10-12 с) свечения в сине-зеленой области спектра при возбуждении импульсом рубинового лазера длительностью 20 нс и в передаче возбуждения другим фотонным кристаллам, расположенным на той же подложке. ЭФП наблюдается при температуре жидкого азота (77 К) как в чистых опаловых матрицах, так и в нанокомпозитах. В качестве подложки для установки образцов использовалась медная пластина толщиной 2 см, помещенная в криостат при температуре жидкого азота. Пороговые значения плотности мощности возбуждающего излучения зависят от состава образца. Временная зависимость ЭФП носит существенно немонотонный характер. Общими характерными чертами временной зависимости ЭФП в различных экспериментах являются медленное затухание свечения, существование одного или нескольких участков с почти постоянной интенсивностью и присутствие максимумов, которые видны невооруженным глазом как яркие вспышки.

При исследовании особенностей ЭФП обнаружено свечение образцов замороженных нелинейно-оптических жидкостей, расположенных на одной подложке с фотонным кристаллом при температуре жидкого азота. При фокусировке лазерного излучения в опаловую матрицу наблюдалось свечение замороженной жидкости как в случае, когда образец опаловой матрицы был погружен в жидкость, так и в том случае, когда жидкость не соприкасалась с образцом. Свечение замороженной жидкости наблюдалось даже в том случае, когда только маленькие кусочки опаловой матрицы были добавлены к относительно большому количеству жидкости. Эффект наблюдался в воде, этаноле, глицерине и ацетоне. В наших экспериментальных условиях ЭФП не наблюдался в бензоле и нитробензоле.

Мы исследовали особенности протекания ЭФП одновременно с другими нелинейными эффектами. Обнаружено свечение кристалла кальцита, расположенного рядом с опаловой матрицей. После облучения импульсом рубинового лазера кристалл кальцита светился красным светом, затем цвет менялся на оранжевый, затем - на зеленый. Свечение кальцита продолжалось приблизительно в течение 3 секунд.

Мы исследовали спектры излучения, возникающего при воздействии на опаловые матрицы и нанокомпозиты импульсов лазера на рубине. Спектральные измерения проводились с помощью широкодиапазонного миниспектрометра FSD-8 с волоконно-оптическим входом, имеющего спектральное разрешение 6 нм. Ряд интенсивных узких линий наблюдался в сине-зеленой области спектра. При заполнении опаловой матрицы жидкостями с показателем преломления большим, чем у кварца, при плотности мощности возбуждающего излучения больше 0.2

ГВт/см² наблюдались также линии в стоксовой области: 747, 777, 824 и 870 нм (Рис.1). При заполнении опаловой матрицы нитробензолом наблюдалось вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР) в нитробензоле с высокой эффективностью (рис.2).

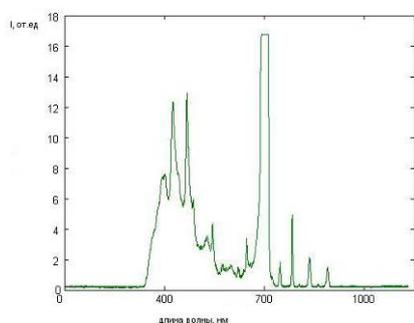


Рис. 1. Спектр излучения при заполнении опаловой матрицы глицерином

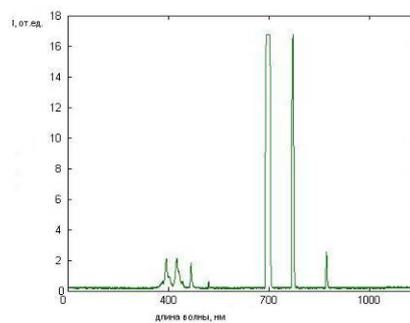


Рис. 2. Спектр излучения при заполнении матрицы нитробензолом

Процесс ВГР является результатом нелинейного взаимодействия импульсного лазерного излучения и собственных акустических колебаний кварцевых сфер, образующих синтетическую опаловую матрицу. Экспериментально эффект проявляется в появлении в спектре прошедшего образца и отраженного от образца излучения одной или нескольких линий в стоксовой области со смещением относительно возбуждающего излучения порядка нескольких десятых долей см⁻¹, определяемым собственными частотами глобул, лежащими в гигагерцовом диапазоне. Спектры ВГР регистрировались с помощью интерферометров Фабри-Перо с различными базами, что позволяло менять область дисперсии от 0.42 см⁻¹ до 1.67 см⁻¹. Порог возникновения эффекта и число линий зависят от состава образца, энергии возбуждения и температуры вещества. Для незаполненной опаловой матрицы при комнатной температуре при геометрии рассеяния "назад" при плотности мощности накачки больше 0.12 ГВт/см² в спектре обнаружилась одна стоксова компонента. В нанокомпозитах ВГР наблюдалось как в направлении "назад", так и в направлении "вперед". Понижение температуры образца приводило к понижению порога, увеличению числа компонент ВГР и перераспределению энергии, преобразованной в ВГР, в пользу компонент более высокого порядка. В таблице 1 приведены частоты компонент ВГР, измеренные экспериментально для различных образцов и различной геометрии рассеяния при комнатной температуре и при температуре жидкого азота, экспериментальные величины частот в гигагерцах, а также вычисленные собственные частоты кварцевых сфер, составляющих опаловую матрицу.

Таблица 1.

образец	Геометрия рассеяния	ν , см ⁻¹ экспериментальные величины	ν , см ⁻¹ вычисленные величины	Частота, ГГц экспериментальные. величины
Комнатная температура				
опаловая матрица	"назад"	0.44	0.44	8.8
наноккомпозит (матрица с ацетоном)	"назад"	0.40 0.65	0.44 0.68	8.0 13.0
	"вперёд"	0.40	0.44	8.0
наноккомпозит (матрица с	"назад"	0.39	0.44	7.8
		0.63	0.68	12.6

этанолом)	"вперёд"	0.37	0.44	7.4
Температура жидкого азота (77 К)				
нанокompозит (матрица с этанолом)	"вперёд"	0.40	0.44	8.0
		0.77	0.68	15.7
		1.13	1.07	22.6

Как видно из таблицы, экспериментальные величины частот ВГР близки к вычисленным.

Полученные результаты дают возможность лучше понять природу процессов, происходящих в фотонных кристаллах при их взаимодействии с электромагнитными полями и открывают перспективы практического использования данного класса веществ в оптоэлектронных устройствах.

1. N.V.Tcherniega, A.D. Kudryavtseva, *Journal of Russian Laser Research*, **27**, 400-409, (2006).
2. A.A. Esakov, V.S. Gorelik, A.D. Kudryavtseva, M.V. Tareeva, and N.V. Tcherniega, *SPIE Proceedings*, **6369**, 6369OE-1 – 6369OE-12, (2006).

ЯВЛЕНИЕ ЗАМЕДЛЕНИЯ СВЕТА В МАГНИТНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Белотелов В.И.* **, Калиш А.Н.* **, Котов В.А.* , Звездин А.К.*
 *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
 **Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
 физический факультет, Москва, Россия

Исследование физической природы усиления магнитооптических эффектов в фотонных кристаллах показало, что величина угла Фарадея связана с групповой скоростью света. В частности, в окрестности запрещенной зоны угол Фарадея обратно пропорционален групповой скорости, и максимумы угла Фарадея соответствуют резкому уменьшению групповой скорости. Таким образом, усиление эффекта Фарадея в магнитных фотонных кристаллах связано с явлением замедления света.

В настоящее время явление замедления света привлекает большое внимание¹. Суть явления заключается в аномально малой групповой скорости света. Так как групповая скорость обычно совпадает со скоростью переноса энергии электромагнитного поля, явление медленного света связано с распространением энергии. Групповая скорость может быть уменьшена в периодически структурированной среде, при этом длина волны должна быть по величине сравнима с периодом пространственной модуляции. Такие периодические материалы называются фотонными кристаллами. Периодическая модуляция диэлектрической проницаемости приводит к конструктивной интерференции волн внутри такой структуры, в результате которой появляются фотонные запрещенные зоны – области частот с низким пропусканием.

Явление замедления света сильно влияет на многие важные электромагнитные свойства среды и приводит к значительному усилению эффектов взаимодействия света с веществом: магнитооптических, электрооптических, нелинейных и т.д. В работе рассматривается явление замедления света в магнитных фотонных

кристаллах и его влияние на магнитооптические эффекты. Магнитные фотонные кристаллы (МФК) – периодические среды, содержащие магнитные наполнители. Пример одномерного МФК – система чередующихся магнитных и немагнитных слоев четвертьволновой толщины². Система плотно расположенных диэлектрических сфер с пустотами, заполненными магнитной жидкостью, является трехмерным МФК.

В конце прошлого века усиление эффекта Фарадея в МФК было теоретически предсказано и экспериментально подтверждено²⁻³. В спектре фарадеевского вращения обнаружены пики в окрестности краев запрещенной зоны. Более того, если МФК имеет структурные дефекты в виде пропущенных или добавленных слоев, то появляется один или несколько пиков пропускания внутри запрещенной зоны и эффект Фарадея на соответствующих частотах также усиливается.

Это явление может быть исследовано количественно. Рассматривая магнитооптический эффект в рамках теории возмущений, удастся получить аналитическое выражение для угла Фарадея в окрестности краев запрещенной зоны⁹⁻¹⁰. Принимая магнитную проницаемость равную единице, что справедливо для видимого и ближнего ИК диапазонов, из уравнений Максвелла получается следующая задача на собственные значения для периодической магнитной структуры, описываемой диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\mathbf{r})$ и гиротропией $g(\mathbf{r})$:

$$(\hat{H} + \hat{K} - k_0^2)\Psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

где $\Psi(\mathbf{r}) = (\epsilon(\mathbf{r}))^{1/2} \mathbf{E}(\mathbf{r})$, $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – амплитуда электрического поля, $k_0 = \omega/c$,

$$\hat{H}\Psi(\mathbf{r}) = (\epsilon(\mathbf{r}))^{-1/2} \nabla \times \{ \nabla \times (\epsilon(\mathbf{r}))^{-1/2} \Psi(\mathbf{r}) \},$$

$$\hat{K}\Psi(\mathbf{r}) = -ik_0^2 g(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{m} \times \Psi(\mathbf{r}),$$

\mathbf{m} – единичный вектор намагниченности среды. Собственные функции оператора \hat{H} – векторные функции Блоха:

$$\Psi_{nk}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{nk}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad (2)$$

где \mathbf{k} – квазиволновой вектор, n – номер фотонной зоны, $\mathbf{u}_{nk}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{nk}(\mathbf{r} + \mathbf{d})$, \mathbf{d} – вектор решетки МФК.

Для удельного угла Фарадея, определяемого разностью волновых векторов двух квазициркулярно-поляризованных волн в МФК, получается выражение:

$$\Phi = \Delta k_z / 2 = \frac{\langle Q \rangle \omega}{2\beta} \left(\frac{1 - (\omega_0/\omega)^2}{\beta} \right)^{-1/2}, \quad (3)$$

где $\beta = \beta^{TE} = \beta^{TM}$,

$$(\omega_{nk}^{TE/TM})^2 = (\omega_{n0}^{TE/TM})^2 + \beta^{TE/TM} (\mathbf{k}_z - \mathbf{k}_0)^2,$$

$$\langle Q \rangle = \langle u_{nk}^{TE} | g / \epsilon | u_{nk}^{TM} \rangle. \quad (4)$$

Матричный элемент в (4) вычисляется по объёму элементарной ячейки. Приведенное выражение справедливо для окрестности края запрещенной зоны. Предполагается, что для обеих основных мод запрещенные зоны, а, следовательно, и фазовые скорости совпадают: $\omega_{n0}^{TM} = \omega_{m0}^{TE} = \omega_0$. При этом групповая скорость дается соотношением:

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \beta \left(\frac{1 - (\omega_0/\omega)^2}{\beta} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Таким образом, мы приходим к выводу, что вблизи краев запрещенной зоны угол Фарадея обратно пропорционален групповой скорости и достигает максимального значения, когда групповая скорость обращается в ноль, то есть при возникновении явления медленного света:

$$\Phi = \langle Q \rangle \omega / 2V_g. \quad (6)$$

Хотя выражение (6) справедливо для общего случая трехмерной периодичности, для простоты мы его проиллюстрируем на примере одномерного МФК. Так как дисперсионные диаграммы рассчитываются для бесконечных структур, мы рассматриваем случай достаточно большого количества периодов, а именно 120 периодов.

На рис. 1 показаны спектры пропускания и эффекта Фарадея. Осцилляции связаны с большим числом периодов. Очевидно, что фарадеевское вращение усиливается на краях запрещенной зоны, т.е. при значениях безразмерной частоты 0.232 и 0.253. Также показана частотная зависимость групповой скорости, полученная из дисперсионной диаграммы для бесконечного МФК с теми же параметрами. Групповая скорость обращается в ноль точно на тех же частотах, на которых имеет место усиление эффекта Фарадея.

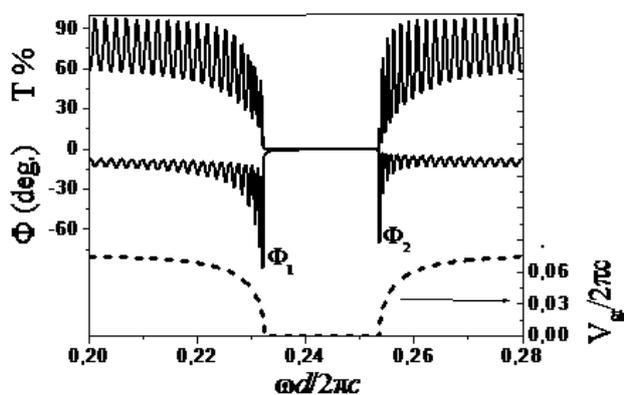


Рис. 1. Спектры пропускания (верхняя сплошная линия), угла Фарадея (нижняя сплошная линия) и групповой скорости (пунктирная линия) для МФК, состоящего из 120 пар четвертьволновых магнитных ($\epsilon=4.88$, $g=0.009$) и немагнитных ($\epsilon=3.71$) слоев

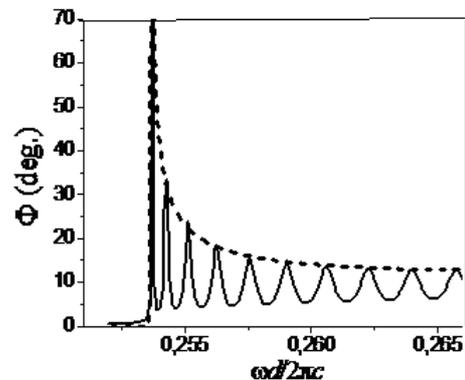


Рис. 2. Угол Фарадея (сплошная линия) для МФК с параметрами, как для рис. 1, в окрестности коротковолнового края запрещенной зоны и угол Фарадея, посчитанный по формуле (6) (пунктирная линия)

Если в (6) учесть частотную зависимость групповой скорости из рис. 1, получится теоретическая частотная зависимость эффекта Фарадея. Она показана пунктирной линией на рис. 2. Сплошная линия на рис. 2 показывает угол Фарадея для рассматриваемого конечного МФК. Выбор подходящего значения параметра $\langle Q \rangle$ приводит к совпадению кривой, вычисленной по формуле (6), и огибающей сплошной линии на рис. 2.

Формула (6) позволяет интерпретировать интересный эффект. Известно, что значения угла Фарадея на коротковолновом и длинноволновом краях запрещенной

зоны различны, причем на длинноволновом краю угол Фарадея больше, чем на коротковолновом: на рис.1 $\Phi_1 > \Phi_2$. Этот эффект легко объясняется с помощью формулы (6). В самом деле, в соответствии с (6) угол Фарадея обратно пропорционален групповой скорости и прямо пропорционален параметру $\langle Q \rangle$. В то время как групповые скорости на обеих длинах волн одинаковы (см. рис. 1), значения магнитооптического параметра $\langle Q \rangle$ в соответствии с формулой (4) существенно различны. Причина этого заключается в том, что соответствующие блоховские волны имеют разное распределение в МФК на разных частотах. На длинноволновом краю максимумы амплитуды поля расположены в магнитных слоях, а на коротковолновом краю поле больше в немагнитных слоях. По этой причине интеграл в первом случае больше, параметр $\langle Q \rangle$ больше, что и приводит к более сильному эффекту Фарадея.

Работа поддержана РФФИ: 07-02-92183, 07-02-01445, 07-02-91588, 06-02-16801, и фондом “Династия”.

1. L. Nau, S. Harris, Z. Dutton, C. Behroozi, *Nature* 397, 594, (1999).
2. M.J. Steel, M. Levy, R.M. Osgood, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, 1171, (2000).
3. H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura, M. Inoue, *J. Magn. Magn. Mater.*, 272-276, e1327, (2004).

ОДНОМЕРНЫЙ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ С РЕЗОНАНСНЫМ НЕПОГЛОЩАЮЩИМ ДЕФЕКТОМ

Архипкин В.Г., Мысливец С.А.

Институт физики им.Л.В.Киренского, СО РАН, Красноярск, Россия,
Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

В работе теоретически изучается спектр пропускания одномерного фотонного кристалла (ФК) с дефектом из материала, в котором возможна электромагнитно индуцированная прозрачность – резонансный непоглощающий высокодисперсионный дефект. Анализ выполнен с учетом пространственной неоднородности пробного и управляющего полей в ФК. Показано, что индуцированная прозрачность может приводить к значительному сужению дефектной моды, возбуждаемой пробной волной. Положением максимума пропускания можно управлять, изменяя частоту управляющего поля.

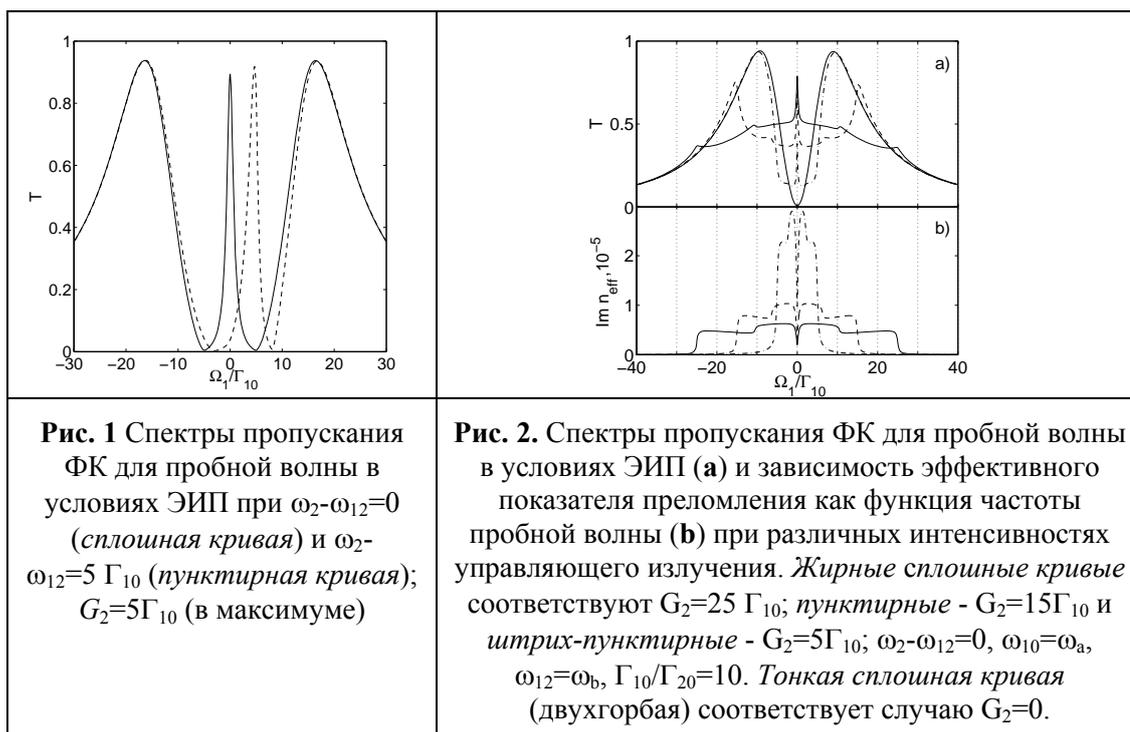
Исследование свойств фотонных кристаллов (ФК) и разработка устройств на их основе в настоящее время представляет активно развиваемое направление в оптике^{1,2}. В ФК сочетается уникальная комбинация дисперсионных свойств и локализации излучения, что позволяет эффективно управлять потоками света. Новые возможности появляются в так называемых резонансных ФК, в которых их собственные спектральные и дисперсионные свойства сочетаются со свойствами помещенных в них атомов³ или квантовых ям^{4,5}. Такие структуры обладают необычными линейными и нелинейными оптическими свойствами и представляют интерес не только с физической точки зрения, но и потенциально могут быть

использованы для создания оптических устройств, например, микротранзисторов и переключателей, оптической памяти и др.

Уникальными свойствами обладают среды в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) (см., например, обзор ⁶). При ЭИП резонансно поглощающаяся среда для пробного поля становится прозрачной и высокодисперсной в присутствии дополнительного сильного лазерного излучения, взаимодействующего со смежным переходом. Материал, в котором имеет место ЭИП, далее будем называть коротко ЭИП средой. Комбинация ЭИП со свойствами ФК структур открывает новые возможности для управления оптическими характеристиками ФК и света ⁷⁻⁹. В этом плане большой интерес представляют ФК с микро- или нанодфектами – микро- и нанорезонаторы. Такие структуры способны локализовать свет в объеме меньше, чем λ^3 (λ - длина волны) ¹⁰. В результате становится возможным сильное взаимодействие низкоэнергетического света (и даже единичных фотонов) с веществом ⁷. Практически во всех работах считается, что пространственный масштаб ЭИП среды много меньше длины волны, поэтому пространственная структура поля внутри ФК не учитывается. Так как ЭИП зависит от интенсивности управляющего поля в данной точке, то в общем случае, когда толщина ЭИП среды сравнима с длиной волны, необходимо учитывать, что моды ФК являются пространственно неоднородными.

В данной работе мы исследуем влияние ЭИП на спектр дефектных мод одномерного ФК с учетом пространственной неоднородности пробного и управляющего полей внутри дефектного слоя. Рассмотрены два случая: а) частоты пробного и управляющего излучений близки, поэтому дефектные моды, которые они возбуждают, хорошо перекрываются в пространстве; б) частоты взаимодействующих полей достаточно разнесены, так что возбуждаемые ими дефектные моды по-разному распределены в пространстве, а их максимумы не совпадают. Показано, что пропускание ФК существенно зависит от перекрытия дефектных мод, возбуждаемых пробной и управляющим полями.

Для расчета коэффициента пропускания пробного поля использовался метод рекуррентных соотношений Парратта для решения волнового уравнения, описывающего распространение света в ФК ^{11,12}. На рис.1 приведен спектр пропускания пробной волны в условиях ЭИП в случае, когда частоты пробного и управляющего излучений близки, поэтому дефектные моды, которые они возбуждают, хорошо перекрываются в пространстве. В качестве ЭИП среды в дефектном слое использовались атомы натрия, который часто используется в экспериментах по ЭИП (см., например, ¹³). Длина волны пробного излучения соответствует переходу вблизи D₂ линии $\lambda=589.6$ нм. Параметры ФК: $M=10$, $n_1d_1=n_2d_2=\lambda_1/4$, $d_d n_d=\lambda_1/2$; $n_1=2.35$, $n_2=1.45$, $\lambda_1=589.6$ нм – соответствует центру запрещенной зоны; дефект расположен в центре ФК. Видно, что в центре линии пропускания наблюдается узкий пик, обусловленный непоглощающим высокодисперсионным резонансом, который имеет место в условиях ЭИП. Спектральная ширина этого пика много меньше, чем ширина обычной (нерезонансной) дефектной моды. Положение пика определяется условием двухфотонного резонанса $\omega_1 - \omega_2 - \omega_{20} = 0$ и зависит от отстройки частоты управляющего поля, взаимодействующего со смежным переходом.



На рис.2 показаны спектры пропускания пробной волны при разных частотах Раби управляющего поля G_2 , когда пробное и управляющее поля возбуждают дефектные моды с различным пространственным распределением. В этом случае спектр пропускания имеет более сложную форму. Анализ показывает (рис.2), что все особенности коэффициента пропускания для пробного поля определяются эффективным показателем преломления $n_{eff} = 1 + \chi_{eff}$, где $\chi_{eff} = 0.5 \int_0^d U_1(z) \chi(z) dz$,

$U_1(z)$ – нормированная мода резонатора, возбуждаемая пробным полем.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что ЭИП может приводить к значительному сужению спектральной ширины дефектной моды ФК для пробного излучения. При этом интенсивность управляющего излучения на входе ФК сравнима или меньше, чем в случае обычной кюветы. Положением максимума пропускания можно управлять, изменяя частоту управляющего поля. Форма спектра пропускания зависит от пространственного распределения пробного и управляющего полей в ФК. Эффект локализации поля позволяет наблюдать ЭИП в средах с малыми силами осцилляторов, когда требуется большая интенсивность управляющего поля. Узкий резонанс в пропускании можно использовать для замедления групповой скорости пробного импульса.

1. *Photonic Crystals* (edited by Busch, S.Lölkes, R.B.Wehrspohn, H.Foll) WILEY-VCH Verlag GmbH & Co KGaA, 2004, 353p.
2. V.F.Shabanov, S.Ya.Vetrov, A.V.Shabanov. *Optics of Real Photonic Crystals: Liquid-crystalline Defects, Imperfections*. Novosibirsk: SB RAS Publisher, 2005, p. 240. (in rus.).
3. S. John, V. Florescu, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3**, S101 (2001).
4. E.L.Ivchenko, M.A.Kaliteevski, et.al. *JOSA B*, **3**, 1061 (1996).
5. G. Khitrova, H.M. Gibbs, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1591 (1999).
6. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
7. J.D. Soljacic, J.D. Joannopoulos, *Nature Mater.* **3**, 211 (2004).

8. J.D. Soljagic, E.Lidorikis, L.V.Hau, et.al., *Phys.Rev.*, E **71**, 026602 (2005).
9. M.Soljagic, E.Lidorikis, J.D.Joannjpoulos at.al, *Appl.Phys.Lett.*, **86**, 171101 (2005).
10. V.Vuckovic, Y.Yamamoto, *Appl. Phys.Lett.*, **82**, 2374 (2003).
11. A.V.Balakin, V.A.Bushuev, B.I.Mantsyzov, et.al. *Phys.Rev. E*, **63**, 046609 (2001).
12. В.Г.Архипкин, В.А.Гуняков, С.А.Мысливец, et.al., *ЖЭТФ*, **133**, 447 (2008).
13. L.V. Hau, S.E Harris, Z.Dutton, et.al, *Nature*, **397**, 594 (1999).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ УПАКОВКИ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ДИФРАКЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ

Абрамова В.В.*, Синицкий А.С.*, Лаптинская Т.В.**, Петухов А.В.***

*Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
Химический Факультет, Москва, Россия

** Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
Физический Факультет, Москва, Россия

***Debye Institute, Utrecht University, Utrecht, The Netherlands

В работе показана возможность анализа структуры фотонных кристаллов с помощью методов малоугловой рентгеновской (синхротронной) и лазерной дифракции. Продемонстрировано, что анализ угловой зависимости интенсивности дифракционных рефлексов может быть успешно применен для выявления дефектов упаковки в фотонных кристаллах. Показано, что большинство исследованных образцов обладали двойникованной ГЦК структурой. Продемонстрирована возможность визуализации доменной структуры фотонных кристаллов путем плоскостного сканирования образца лазерным или рентгеновским (синхротронным) пучком. Получаемые таким образом дифракционные картины позволяют конструировать так называемые «доменные карты», показывающие количество и взаимную ориентацию доменов в образце на макромасштабе.

Фотонные кристаллы (ФК) – это материалы с пространственно-периодической структурой, характеризующиеся изменением коэффициента преломления в масштабах, сопоставимых с длинами волн света видимого и ближнего инфракрасного диапазонов. Основным свойством ФК является наличие в спектрах их собственных электромагнитных состояний *фотонных запрещенных зон*, благодаря чему ФК часто рассматриваются в качестве оптических аналогов электронных полупроводников, а значит – как основа принципиально новых устройств оптической передачи и обработки информации. Различают *прямые опалы* – материалы, образованные плотноупакованными микросферами и *инвертированные опалы*, которые могут быть получены из прямых темплатным методом. Согласно теоретическим расчетам, перспективные свойства предсказаны для идеальных инвертированных опалов с гранецентрированной кубической (ГЦК) структурой. В связи с этим, важнейшей задачей является разработка методов контроля качества как инвертированных ФК, так и прямых опалов, используемых в качестве темплатных матриц.

Коллоидные кристаллы, получаемые методом самосборки микросфер, образованы плотными гексагональными слоями, однако чередование этих слоев может соответствовать как ГЦК, так и гексагональной плотнейшей упаковке или

даже случайной гексагональной плотнейшей упаковке. При этом отклонение от ГЦК чередования слоев приводит к значительному ухудшению фотонно-кристаллических свойств. Стандартные методы исследования ФК – оптическая спектроскопия и электронная микроскопия не могут дать характеристики внутренней структуры образца. В данной работе для этого предложены дифракционные методы – лазерная и рентгеновская (синхротронная) дифракция.

В работе были исследованы прямые полистирольные опалы и инвертированные ФК на основе Fe_2O_3 , WO_3 , TiO_2 , MnO_x и других оксидных материалов. Типичная дифракционная картина при нормальном падении состоит из 6 симметричных рефлексов. При этом ориентация дифракционной картины позволяет судить об ориентации реальной гексагональной упаковки микросфер в облучаемой точке образца, а зависимость положения рефлекса от угла падения позволяет определить период структуры. Наиболее интересные результаты наблюдались при изучении угловой зависимости интенсивности дифракционных рефлексов. Как для лазерной, так и для рентгеновской дифракции на данных зависимостях видны ярко выраженные максимумы. Было показано, что эти максимумы соответствуют дифракции излучения на некоторых семействах кристаллографических плоскостей в решетке определенного типа и ориентации. На типичной зависимости были выявлены максимумы, соответствующие ГЦК упаковкам типа ABCABC... и ACBACB..., причем по соотношению интенсивностей пиков и их уширению можно судить о преимущественном типе чередования слоев.

Кроме того, дифракционные методы (в частности лазерная дифракция) могут быть использованы также и для характеристики структуры инвертированных опалов на макроуровне и выбора оптимальной темплатной методики путем построения доменных карт образцов, иллюстрирующих число и взаимную ориентацию доменов в данной области ФК.

Таким образом, в работе проведено комплексное исследование фотонных кристаллов дифракционными методами. Показано, что лазерная и рентгеновская дифракция позволяют получать важнейшую структурную информацию об исследуемых образцах, недоступную при использовании традиционных методов.

MANAGED DISCRETE DIFFRACTION IN CASCADED INDUCED LATTICES

Borovkova O.V., Lobanov V.E., Sukhorukova A.K., Sukhorukov A.P.

M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

We first study features of optical periodic lattices generated in quadratically nonlinear media. Such robust array is created with mismatched three-wave interaction in which the intense pump, signal and sum waves participate. The pump beams can control the modulation depth and period.

All-optical switching is of great interest in photonics. The ultrafast switching devices could be implemented using tunnelly coupled waveguides arrays. Such waveguides or periodic structures are created in crystals by lithography, and material modification, etc^{1,2}. However, the artificial waveguides have unchangeable properties. Therefore, it is difficult to work with them. Fortunately, the periodical lattices can also be produced by modulation of nonlinear part of refractive index. Induced lattices are usually created in media with large nonlinearity, such as photorefractive and nematic liquid crystals^{3,4}. But mentioned

crystals have got extremely large relaxation time. That's why the medium with an electronic nonlinearity as quadratic one is preferably for quick all-optical switching. The third order of nonlinear in such crystals is created by a cascade interaction of three waves ⁵.

We elaborate the theory of parametric waveguides arrays induced by two crossing pump waves together with excited sum wave. As the signal wave spreads due to the diffraction the induced lattice appears and its transverse dimension increases. Note the parametric periodic grating becomes apparent since launching any signal beam. It's likely to be the leading peculiarity of cascaded induced lattices. We also observed a transformation from the discrete diffraction into the waveguiding of one or several beams by the increasing on pump intensity.

The discrete diffraction dependence on pump intensity, spatial period, and signal beam tilting is analyzed when one or few central waveguides are excited at the input. At the certain incidence the diffractionless propagation of signal beam occurred.

We have been studied the similar discrete diffraction effects in 2D triangular and square cascaded lattices. The additional degree of freedom gives novel properties to the effect of discrete diffraction. Parameters of the lattice along two transverse axes could be different and it brings additional possibilities to the phenomenon of the managed discrete diffraction in bulk optical lattices.

Three-wave interactions at large mismatching can be used for generation of periodical gratings with controlled spatial frequency and depth. In result one can realize all-optical switching with discrete diffraction, and discrete soliton trapping in anisotropic quadratically nonlinear media. Discrete diffraction in lattices with positive and negative defects were investigated. Besides that, discrete diffraction allows to multiplex signal in different optical devices.

1. H.E. Eisenberg, Y. Silberberg, *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **81**. 3383-3386, (1998).
2. J.W. Fleische, M. Segev, *et al*, *Nature*. **422**. 147-150, (2003).
3. V.A. Tolmachev, T.S. Perova, *et al*, *Appl. Phys. Lett.* **90**. 011908, (2007).
4. J.W. Fleischer, G. Bartal, *et al*, *Optics Express*, **13**, 1780-1796, (2005).
5. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov, *BRAS: Physics*, **68**, 1986-1990, (2005).

ТЕХНОЛОГИИ ДИФРАКЦИОННОЙ МИКРООПТИКИ

Казанский Н.Л.

Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

В сообщении дан обзор методов, оборудования и программных продуктов, предназначенных для формирования и исследования оптических микро- и наноструктур. В основу обзора положены результаты научно-образовательного центра Института систем обработки изображений РАН (г. Самара) и Самарского государственного аэрокосмического университета.

Введение. Дифракционная оптика в течение последних 25 лет вызывает повышенный интерес конструкторов оптических систем и ученых во всем мире. В данном докладе анализируются возможности расчета, моделирования, изготовления и экспериментального исследования дифракционных оптических элементов (ДОЭ) на основе имеющейся в нашем распоряжении приборной базы.

Дифракционные оптические элементы работают на основе дифракции монохроматического света на микрорельефе. Благодаря гибкости компьютерного проектирования и возможностям современного прецизионного оборудования для формирования микрорельефа мы получаем уникальный оптический инструмент для требуемого управления волновым фронтом или заданного преобразования световых пучков¹⁻². Основные этапы создания ДОЭ включают в себя: 1) Проектирование (расчет фазовой функции и моделирование работы) ДОЭ; 2) Формирование дифракционного микрорельефа; 3) Исследование дифракционных характеристик ДОЭ; 4) Использование ДОЭ (проектирование и изготовление устройств на основе ДОЭ, тиражирование).

Проектирование ДОЭ с уникальными свойствами. Для создания оптических элементов с недостижимыми в классической оптике свойствами надо решить некорректную обратную задачу теории дифракции¹⁻². Например, нужно получить в фокальной области заданное распределение интенсивности света, требуемую форму волнового фронта или заданную диаграмму направленности излучения, или оптическими методами помочь решить задачу распознавания. Такие задачи могут быть решены в рамках скалярной теории дифракции, но практически реализовать полученное решение можно только изготовив соответствующий ДОЭ. Некорректная задача требует индивидуального решения в каждом конкретном случае, например, для фокусировки в кольцо решаем одним методом, а для фокусировки в отрезок – уже другим и т.п. Для решения большинства задач приходится использовать итерационные или градиентные методы¹⁻², однако в нескольких интересных случаях удалось получить неитерационные решения на основе специальных нелинейных преобразований или дифракционных поправок к фазовым функциям пропускания оптических элементов, аналитически рассчитанным в рамках геометрической оптики. В докладе приводятся примеры расчета многофокусных и спектральных ДОЭ.

Моделирование в микрооптике на основе разностных методов решения уравнений Максвелла. Современное развитие микротехнологий^{1,3} позволяет создавать оптические элементы с микроособенностями. Для таких субволновых микроструктур геометрическая оптика и скалярная теория дифракция работают некорректно. Для моделирования и исследований в задачах микрооптики необходимо решать уравнения Максвелла.

В докладе предлагается корректный численный способ задания прозрачного излучающего условия, имеющий меньшую вычислительную сложность (за счет адаптации к задачам микрооптики) и не порождающий несуществующих в природе отраженных волн. Для такой записи прозрачного излучающего условия предлагаются методы декомпозиции сеточной области для распараллеливания вычислений, существенно превосходящие по своим характеристикам стандартные параллельные алгоритмы. В докладе приводятся результаты расчета дифракции плоской волны на цилиндрической линзе и ряде микроструктур.

Технологический комплекс для создания и исследования оптических микроструктур. Для практической реализации разработанных информационных технологий нами в кооперации с Самарским государственным аэрокосмическим университетом создается автоматизированный исследовательско-технологический комплекс для формирования оптических микро- и наноструктур⁴. Ядром комплекса является вычислительный кластер с хранилищем данных для хранения результатов расчета и измерений. Технологическую основу составляет ряд разработанных и запатентованных методов формирования и измерения оптических микроструктур.

Интеллектуальную основу комплекса составляют созданные нами и приобретенные программные продукты¹⁻².

Проектирование оптических устройств с ДОЭ. Классический подход к проектированию оптических систем заключается в расчете хода лучей, преломляющихся на оптических элементах, составляющих оптическое устройство. Однако на качество работы оптической системы сильное влияние оказывает дифракция на апертурах оптических элементах, составляющих систему. В случае использования в оптической системе голограмм, дифракционных оптических элементов или волноводов это влияние оказывается принципиальным. Новые информационные технологии не только позволяют учесть и минимизировать влияние дифракционных эффектов на работу оптической системы, но и использовать дифракцию для придания системе требуемых, недостижимых в классической оптике, свойств или существенно меньших массогабаритных характеристик¹. В качестве примера в докладе приводится расчет и исследование светотехнического устройства с ДОЭ.

Заключение. Представленные в докладе результаты создают вычислительные и технологические основы для решения фундаментальных проблем нанооптики и нанопотоники. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 07-07-97601, 07-01-96602 07-07-91580, гранта Президента РФ № НШ-3086.2008.9, Российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование».

1. Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements. *A Wiley Interscience Publication. John Wiley & Sons, Inc.*, 1-765, (2002).
2. Дифракционная компьютерная оптика. *М.: Физматлит*, 1-736, (2007).
3. Micro-optics. Elements, systems and applications. *Taylor&Francis*, 1-399, (1998).
4. Н.Л. Казанский, *Компьютерная оптика*, **29**, 58-77, (2006).

РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН МНОГОСЛОЙНЫХ АСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВО- РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ GAINASSB

Белявский В. С., Манак И.С.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В работе рассмотрены несколько подходов к расчету структуры энергетических зон в квантово-размерных гетероструктурах. Предложен полуаналитический метод решения уравнения Гамильтона с $\mathbf{k}\mathbf{p}$ гамильтонианом, дающий значительный временной выигрыш по сравнению с классическими численными методами.

При расчете зонной энергетической диаграммы квантово-размерных гетероструктур широко используется метод эффективной массы и огибающей волновой функции. Дисперсия энергетического спектра зоны проводимости достаточно точно описывается параболическим законом. При учете эффекта смешения дырочных состояний дисперсионные кривые валентной зоны не описываются квадратической зависимостью энергии дырок от компонентов волнового вектора. В этом случае для более точного расчета уровней энергии и волновых функций валентной зоны используется четырехзонный $\mathbf{k}\mathbf{p}$ -метод [1-3], в котором учитывается взаимодействие подзон тяжелых и легких дырок.

Расчеты структуры энергетических подзон обычно проводятся численно [4]. Однако они отличаются высокой вычислительной сложностью. Альтернативным подходом является полуаналитический метод решения. В общем случае он не применим из-за сложной структуры зон гетероструктуры, но вследствие того, что квантово-размерная гетероструктура представляет собой набор слоев, в каждом из которых изменение потенциальной энергии относительно небольшое, а при переходе в другой слой изменяется скачком. В таком случае изменение потенциальной энергии можно описать кусочно-постоянной функцией. Тогда для каждого отдельного участка гетероструктуры необходимо решать систему линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами. Решением системы является вектор функций вида

$$f(z) = \begin{pmatrix} A_1 \exp(k_z z) \\ \dots \\ A_n \exp(k_z z) \end{pmatrix},$$

где A_i – постоянные, k_z – проекция волнового вектора на ось z .

Мы переходим от системы линейных дифференциальных уравнений к системе алгебраических степенных уравнений того же порядка. Стационарное решение необходимо искать в виде суммы прямой и обратной волны то есть

$$f_i = A_i \exp(k(z - z_i)) + B_i \exp(-k(z - z_i)), \quad z_i \leq z \leq z_{i+1}$$

где A_i и B_i – постоянные, z_i – начало i -того участка. Налагая условия сшивки и предельные условия, получаем набор собственных функций и собственных значений уравнения Гамильтона.

Такой подход значительно упрощает расчеты, особенно для структур с относительно небольшим числом квантовых ям (например до четырех).

1. И.М. Цидильковский *Электроны и дырки в полупроводниках. Энергетический спектр и динамика*, М.: Наука, 1972. 640с.
2. J.M. Luttinger, W. Kohn, *Phys. Rev.* 1955.- Vol. 97, №4. 869-883. (1955).
3. D. Ahn, S.L. Chuang, *IEEE J. Quantum Electron.* 1994. 30, №2, 350-365, (1994).
4. G.B. Morisson, S.C. Woodworth, H. Wang, D.T. Cassidy, *IEEE J. Quantum Electron*, 40, №3, 222-230, (2004).

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СОЛИТОНОВ ПОСТОЯННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г.*

Волгоградский институт бизнеса, Волгоград, Россия

*Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

Рассматривается распространение переменного электромагнитного поля в системе углеродных нанотрубок типа zigzag, в случае низких температур и приложенного постоянного электрического поля.

Исследование электронной структуры УНТ приведено в достаточно большом количестве работ^{1, 2} и, как правило, проводится в рамках анализа динамики π –

электронов в приближении сильной связи. Рассмотрим переменное электрическое поле, распространяющееся в системе углеродных нанотрубок (УНТ) в геометрии представленной на рис. 1.

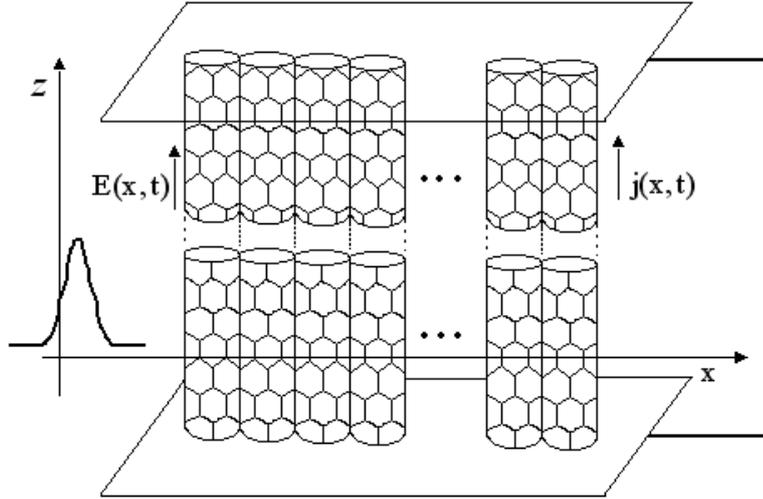


Рис. 1. Геометрия задачи. Постоянное поле параллельно переменному полю

Гамильтониан системы электронов в этом случае в присутствии внешнего переменного электрического поля, записанного в калибровке $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, имеет вид:

$$H = \sum_{ps} \varepsilon_s \left(p - \frac{e}{c} A(t) - eE_0 t \right) a_{ps}^+ a_{ps}, \quad (1)$$

где a_{ps}^+ , a_{ps} - операторы рождения, уничтожения электронов с квазиимпульсом (p, s) ; $A(t)$ - величина вектор-потенциала переменного электромагнитного поля, который имеет одну компоненту и направлен вдоль осей нанотрубок; $\varepsilon_s(p)$ - закон дисперсии электронов; E_0 - амплитуда приложенного постоянного поля, которое параллельно переменному полю электромагнитного импульса. Учтем, что закон дисперсии, который описывает свойства графена, имеет вид³:

$$E(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(ap_y / \sqrt{3}) + 4 \cos^2(ap_y / \sqrt{3})}, \quad (2)$$

где $\gamma \approx 2,7$ эВ, $a = 3b / 2\hbar$, $b = 0,142$ нм расстояние между соседними атомами углерода в графене, $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$. Разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне. Для получения закона дисперсии в случае УНТ достаточно учесть способ сворачивания графеновой плоскости в цилиндр и наложить условия квантования квазиимпульса \mathbf{p} в направлении вдоль окружности УНТ. Так, для УНТ типа zigzag на свойствах, которых мы и остановимся для определенности задачи, соответственно получаем:

$$\varepsilon_s(p) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}, \quad (3)$$

где квазиимпульс \mathbf{p} задается как (p, s) , $s = 1, 2 \dots m$, нанотрубка имеет тип $(m, 0)$.

Уравнения же Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств УНТ¹⁵ можно записать как:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} = 0, \quad (4)$$

причем здесь пренебрегается дифракционным расплыванием лазерного пучка в направлениях перпендикулярных оси распространения. Вектор – потенциал \mathbf{A} считается имеющим вид $\mathbf{A}=(0,0,A(x,t))$.

Запишем стандартное выражение для плотности тока:

$$j = e \sum_{ps} v_s \left(p - \frac{e}{c} A(t) - eE_0 t \right) \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle, \quad (5)$$

где $v_s(p) = \frac{\partial \varepsilon_s(p)}{\partial p}$, а скобки означают усреднение с неравновесной матрицей плотности $\rho(t)$: $\langle B \rangle = Sp(B(0)\rho(t))$. Учитывая, что $[a_{ps}^+ a_{ps}, H] = 0$ из уравнений движения для матрицы плотности сразу получаем что: $\langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle = \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle_0$, где $\langle B \rangle_0 = Sp(B(0)\rho(0))$.

Учитывая, что $\rho_0 = \exp(-H/kT)/Sp(\exp(-H/kT))$ (к-постоянная Больцмана, T-температура), и суммируя все вышесказанное, сразу получаем точное уравнение на вектор-потенциал электрического поля:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{8\pi e \gamma a}{c} \sin\left(\frac{eaA}{c} + eaE_0 t\right) \times$$

$$\sum_{s=1}^m \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dp \frac{\cos(ap) \cos(\pi s / m)}{\sqrt{1 + 4 \cos(ap - aeA/c - eaE_0 t) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}} \times$$

$$\frac{\exp(-\beta \varepsilon_s(p))}{1 + \exp(-\beta \varepsilon_s(p))} = 0. \quad (6)$$

Уравнение (6) после обезразмеривания, разложения корня в ряд Фурье по $\cos(ap - aeA/c - eaE_0 t)$ и выполнения интегрирования может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x'^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t'^2} + \sin(B + E_1 t) + \sum_{k=2}^{\infty} b_k \sin(k(B + E_1 t)) = 0, \quad (7)$$

где введены обозначения $B=eaA/c$; $E_1=ceaE_0$; $x' = ea\sqrt{8\pi\gamma\delta}/c$; $t' = tea\sqrt{8\pi\gamma_0\delta}/c$;

$$\delta = \sum_{s=1}^m \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dp \frac{\cos(ap) \cos(\pi s / m)}{\sqrt{1 + 4 \cos^2(\pi s / m)}} \frac{\exp(-\beta \varepsilon_s(p))}{1 + \exp(-\beta \varepsilon_s(p))}, \quad (7)$$

n_0 -концентрация равновесных электронов в углеродных нанотрубках.

Заметим, что постоянное внешнее электрическое поле оказывает стабилизирующее действие и сужает импульс переменного электромагнитного поля по сравнению с случаем отсутствия постоянного поля. Это можно связать с тем фактом, что в присутствии постоянного поля в спектре электронов возникает так называемая «штарковская лестница» и электроны могут изменять свою энергию только на величину пропорциональную разнице соседних уровней энергии данной лестницы. Это приводит к уменьшению эффективной дисперсии электронов, а значит, в свою очередь, к уменьшению дисперсионного расплывания импульса переменного электрического поля.

Как показали расчеты, в случае приложенного постоянного электрического поля сужение импульса слабо зависит от типа углеродной нанотрубки и определяется в основном величиной внешнего постоянного электрического поля. Отметим, что, начиная с некоторой величины постоянного поля импульс переменного электрического поля, перестает сужаться и начинает распространяться в стационарном режиме.

1. М.Б. Белоненко, Лебедев Н.Г., Демушкина Е.В., *ФТТ*, **50**, N 2, 367-373, (2006).
2. Lin M.F. and Shung K.W.-K., *Phys. Rev. B.*, **50**, №23, 17744, (1994).
3. Saito R., Fujita M., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S., *Phys. Rev. B*, **46**, № 3, 1804, (1992).

БЫСТРЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ПЕРИОДИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СРЕД

Калиш А.Н.* **, Белотелов В.И.* **, Звездин А.К.*

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

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

Развит новый подход определения оптических характеристик периодических структурированных материалов, позволяющий проводить вычисления значительно быстрее, чем стандартным методом. Быстрый метод может быть применен в ряде фундаментальных и прикладных задач, связанных с экспериментальной диагностикой структурных и материальных параметров среды или их влиянием на оптические характеристики рассеянных волн.

В последние годы развитие технологии привело к переходу от микроэлектроники к нанoeлектронике, что потребовало развития новых методов анализа и диагностики наноструктур¹. В связи с этим одной из наиболее актуальных задач является определение особенностей геометрической структуры и значений характерных размеров периодических наноструктурированных материалов. Кроме того, привлекают внимание также структурированные магнитооптические материалы, в которых достигается эффективное управление свойствами света за счет изменения намагниченности среды, что находит применение в интегральной оптике. Такие материалы также требуют эффективных методов для определения их свойств². Для решения этих задач можно применить метод скаттерометрии, основанный на исследовании оптического отклика материала. Оптическим откликом могут быть спектры отражения, пропускания, рассеяния или магнитооптических эффектов.

Для расчета оптических свойств периодических сред обычно используется метод Фурье-мод (МФМ)³. Он применим для расчета многослойных сред, в которых каждый слой представляет собой одно- или двумерную дифракционную решетку с вертикальными стенками. При наличии у среды иного профиля требуется ее разбиение на большое количество слоев, что приводит к сильному возрастанию времени счета.

В разрабатываемом методе отклонение геометрического профиля среды от прямоугольного (бинарного) и различия в материальных параметрах рассматриваются как малые возмущения, что и позволяет развить приближенный быстрый метод Фурье-мод (БМФМ). Применимость указанного подхода в задачах магнитооптики обусловлена тем, что в магнитных веществах компоненты тензора диэлектрической проницаемости, обусловленные намагниченностью и приводящие к магнитооптическим эффектам, являются малыми по сравнению с остальными компонентами.

Условием применимости метода является либо малость возмущения в каждой точке пространства, либо малость набег фазы на тех областях, где возмущение отлично от нуля. Для применения такого подхода необходимо, чтобы погрешность БМФМ была значительно меньше влияния наличия возмущения на оптический отклик. При выполнении условий применимости БМФМ дает возможность быстро и эффективно исследовать влияние наличия возмущения на оптический отклик среды (влияние намагниченности, слабой анизотропии, оптического магнитоэлектрического эффекта, тороидного магнитного упорядочения или неидеальности геометрического профиля), а также проводить экспериментальную диагностику структурных и материальных параметров в реальном масштабе времени с помощью оптической скаттерометрии.

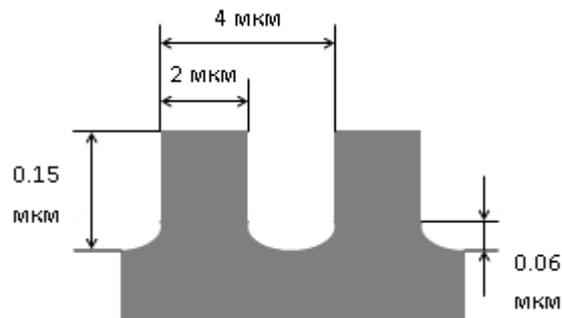


Рис. 1. Геометрический профиль рассматриваемой неидеальной дифракционной решетки

БМФМ опробован на задаче расчета спектра отражения в нулевом дифракционном порядке для одномерной решетки, изготовленной из кремния, имеющей закругленную форму дна щелей, наличие которой и представляет собой малое возмущение (рис.1). Спектр, полученный с помощью БМФМ $R(\lambda)$ сравнивался со спектром, полученным с помощью стандартного МФМ $R_s(\lambda)$, а также со спектром бинарной решетки тех же размеров $R_0(\lambda)$. На рис.2 показаны спектры величин $|R-R_s|$ и $|R_s-R_0|$, первая из которых определяет погрешность разрабатываемого приближенного метода, а вторая – влияние закругленной формы дна щелей на спектр отражения. Рис.2 показывает, что в широком диапазоне спектра погрешность метода оказывается значительно меньше влияния дефекта. Кроме того, достигнуто уменьшение времени счета в несколько раз по сравнению со стандартным методом.

Эти обстоятельства доказывают возможность применения БМФМ в задачах оптической диагностики нанометровых объектов.

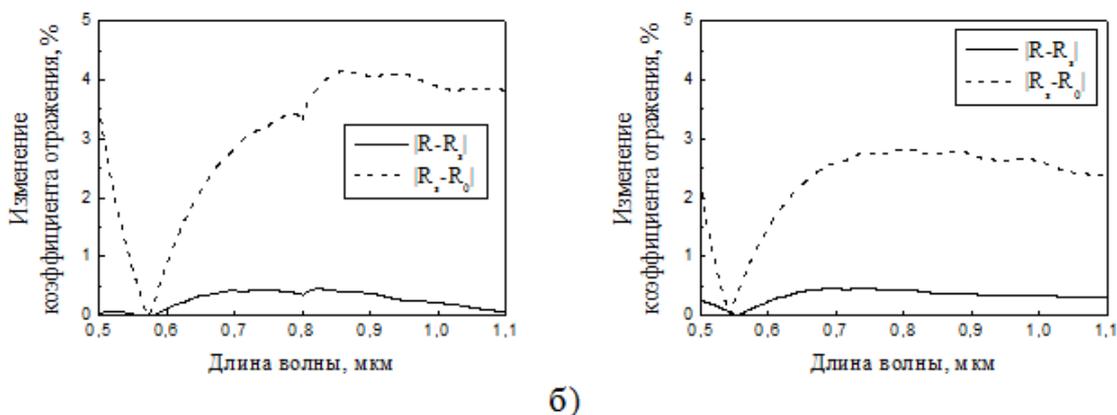


Рис. 2. Спектры величин $|R-R_s|$ и $|R_s-R_0|$ для p -волны (а) и s -волны (б) (пояснения см. в тексте)

Работа поддержана РФФИ: 07-02-91588, 08-02-00717 и фондом “Династия”.

1. V.V. Mitin, V.A. Kochelap, M.A. Strosio “Introduction to Nanoelectronics: Science, Nanotechnology, Engineering, and Applications” Cambridge Uni.Press, UK, (2008).
2. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin, *Phys. Rev. Lett.* 98, 77401, (2007).
3. N. Chateau, J.-P. Hugonin, *J. Opt. Soc. Am. A.*, 11, №4, 1321, (1994).

РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА В ВИДЕ СПЕКТРА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Харитонов С.И.

Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

Рассмотрен вывод выражений для поверхностных электромагнитных волн из уравнений Максвелла. Получено интегральное представление электромагнитного поля на границе раздела двух сред через угловой спектр поверхностных электромагнитных волн. Приведен аналог интеграла Кирхгофа для описания дифракции поверхностных электромагнитных волн. Рассмотрен расчет оптических элементов для фокусировки поверхностных волн. Расчет основан на решении задачи дифракции поверхностной волны на диэлектрическом блоке.

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) находят широкое применение в оптических системах и приборах. Оптическая обработка информации в наномасштабе является одним из направлений, где использование ПЭВ особенно перспективно. Решение задачи дифракции ПЭВ на микро- и наноструктурах, расположенных непосредственно на поверхности распространения, является ключевой задачей для применения ПЭВ в приложениях нанофотоники.

В работах¹⁻⁴ рассмотрены дифракционные структуры, предназначенные для преобразования и фокусировки ПЭВ. Результаты работ¹⁻⁴ указывают на существование явной аналогии между дифракцией ПЭВ и дифракцией света. В

работе³ отмечено большое сходство между дифракцией света на двух щелях и соответствующей интерференционной картиной ПЭВ. На основе наблюдаемого сходства авторами³ записаны интегральные представления электромагнитного через угловой спектр ПЭВ. В работе⁴ указанные представления использованы для расчета линзы ПЭВ и моделирования распространения ПЭВ. Приведенные в работах^{3,4} интегральные выражения по форме совпадают с представлением решения скалярной задачи дифракции через угловой спектр плоских волн.

В докладе приводится строгий вывод интегрального представления электромагнитного поля на поверхности распространения через угловой спектр ПЭВ. Показано, что использованные в работах^{3,4} соотношения, являются приближенными, получены уточненные аналоги интеграла Кирхгофа для ПЭВ.

Рассмотрим две полубесконечные среды с границей раздела при $y=0$. В качестве оси распространения ПЭВ выберем ось z . Из уравнений Максвелла

$$\text{rot}\mathbf{H} = -ik_0\mathbf{e}\mathbf{E}, \quad \text{rot}\mathbf{E} = ik_0\mathbf{H}, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/l$, l – длина волны, можно получить общее решение при $y=0$ в виде суперпозиции ПЭВ

$$H_x(x,z) = \int_{-\Gamma}^{+\Gamma} I(a) \exp(ik_0ax) \exp(ik_0b(a)z) da, \quad (2)$$

где функция $b(a)$ определяется из следующего дисперсионного уравнения

$$(e_1(b^2 - w_1)w_2^2 + e_2(b^2 - w_2)w_1^2 - a^2b^2(e_1 - e_2))^2 = \\ = (b^2 - w_1)(b^2 - w_2)w_1^2w_2^2(e_1 + e_2)^2, \quad (3)$$

где e_1, e_2 – диэлектрические проницаемости сред, $w_i = e_i - a^2$, $i = 1, 2$.

Предполагается, что диэлектрические проницаемости e_1, e_2 имеют разные знаки,

что необходимо для существования ПЭВ. Уравнение для $E_x(x,z)$ также имеет вид (2). Остальные компоненты поля находятся через производные от компонент $H_x(x,z), E_x(x,z)$. Уравнение (2) является аналогом представления поля через

угловой спектр плоских волн, используемого в скалярной теории дифракции^{5,6}. При этом функция $I(a)$ определяется через значения поля при $z=0$ в виде

$$I(a) = \frac{k}{2\pi} \int_{-\Gamma}^{+\Gamma} H_x(x,0) \exp(-ik_0ax) dx. \quad (4)$$

Согласно (3), константа распространения является функцией от a^2 , $b^2 = b^2(a^2)$. Разлагая $b^2(a^2)$ в ряд Тейлора по a^2 до линейных членов, получим следующее приближенное выражение

$$b^2(a^2) = (b_0^2 - a^2) + d a^2, \quad (5)$$

где $b_0^2 = b^2(0) = e_1e_2/e_s$, $e_s = e_1 + e_2$ – известное выражение для константы распространения ПЭВ на границе раздела двух сред,

$$d = \frac{2e_1e_2(2b_0^2 - e_s) + b_0^2(e_1 - e_2)^2 + e_s^2 \sqrt{(b_0^2 - e_1)(b_0^2 - e_2)}}{e_1e_2e_s \sqrt{(b_0^2 - e_1)(b_0^2 - e_2)}}. \quad (6)$$

При $d = 0$ в (5), получим поле в виде

$$H_x(x, z) = \int_{-\Gamma}^{+\Gamma} I(a) \exp(ik_0 a x) \exp(iz \sqrt{k_{spp}^2 - k_0^2 a^2}) da, \quad (7)$$

где $k_{spp} = k_0 b_0$. Уравнение (7) идентично интегральному представлению поля через угловой спектр плоских волн, используемому в скалярной теории дифракции^{5,6}. Именно (7) использовалось в работах^{5,6}. Формулы (3), (5) показывают приближенный характер (7).

Уравнения (2), (3) позволяют записать аналог интеграла Кирхгофа для ПЭВ

$$H_x(x, z) = \int_{-\Gamma}^{+\Gamma} H_x(u, 0) G(x - u, z) du, \quad (8)$$

$$\text{где } G(x, z) = \frac{k}{2p} \int_{-\Gamma}^{+\Gamma} \exp(ik_0 a x) \exp(ik_0 b_0 a z) da. \quad (9)$$

При условии (4) ядро интегрального оператора (8) может быть представлено в виде

$$G(x, z) = \frac{ik_{spp} z}{2g \sqrt{(x/g)^2 + z^2}} H_1^{(1)} \left(\frac{k_{spp} \sqrt{(x/g)^2 + z^2}}{g} \right) \quad (10)$$

где $g^2 = 1 - d$, $H_1^{(1)}(x)$ - функция Ханкеля 1-го рода, 1-го порядка.

Для выполнения заданных преобразований волновых полей широко используются фазовые дифракционные оптические элементы (ДОЭ). В скалярной теории дифракции прохождение падающей волны через ДОЭ описывается фазовой модуляцией входного волнового поля. Функция фазового набег $j(x)$ связана с высотой дифракционного микрорельефа $h(x)$ линейным преобразованием $j(x) = c \Psi(h(x))$. Задача расчета ДОЭ ставится как задача расчета фазовой функции $j(x)$ из условия формирования поля с заданными характеристиками. Для расчета ДОЭ разработано множество итерационных и аналитических методов. Приведенные интегральные аналоги представления поля для ПЭВ (2), (3), (8)-(10) позволяют перенести методы расчета ДОЭ, используемые в скалярной теории, на расчет ДОЭ для преобразования и фокусировки ПЭВ.

Рассмотрим прохождение ПЭВ $H_x(z) = \exp(ik_0 b_0 z)$ через диэлектрический блок с диэлектрической проницаемостью e_b , расположенный на поверхности распространения ПЭВ при $0 \leq z \leq h$. На выходе блока формируется ПЭВ

$$H_x(z) = C \exp(ik_0 b_0 (z - h)), \quad (11)$$

где h - толщина блока. Амплитуду и фазу коэффициента пропускания C в (11) будем рассматривать как амплитудно-фазовую модуляцию, осуществляемую диэлектрическим блоком длины h . При прохождении ПЭВ через диэлектрический блок часть энергии преобразуется в другие отраженные и прошедшие моды. Для решения задачи дифракции ПЭВ на диэлектрическом блоке использовался модовый метод (rigorous coupled wave analysis)⁷. Результаты решения задачи дифракции показали, что фазовый набег, формируемый при прохождении ПЭВ через блок, хорошо описывается выражением

$$j = \arg(C) = k_0 \sqrt{e_1 e_b / (e_1 + e_b)} h = k_{spp}^b h, \quad (12)$$

где k_{spp}^b - длина волнового вектора ПЭВ в области блока. Линейная связь фазового набег j с шириной диэлектрического блока позволяет формировать заданные

фазовые распределения за счет изменения длины блока. Таким образом, в качестве оптических элементов для преобразования и фокусировки ПЭВ могут быть использованы дифракционные диэлектрические структуры, расположенные непосредственно на поверхности распространения.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия отечественной науке, грантов РФФИ № 07-07-97601, 07-01-96602, 07-07-91580, 08-07-99005, гранта Президента РФ НШ-3086.2008.9.

1. L. Feng, K.A. Tetz, B. Slutsky, V. Lomakin, Y. Fainman, *Applied Physics Letters*, **91**, 081101 (2007).
2. J.M. Steele, Z. Liu, Y. Wang, X.Zhang, *Optics Express*, **14**, 5664-5670, (2006).
3. R. Zia, M.L. Brongersma, *Nature Nanotechnology*, **2**, 426-429, (2007).
4. H. Kim, J. Hahn, B. Lee, *Optics Express* **16**, 3049-3057, (2008).
5. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 2nd ed., *McGraw-Hill, New York*, 1-124, (1996).
6. В.А.Зверев, *Радиооптика, Москва, Советское радио*, 1975, 1-304, (1975).
7. L. Li, *A Journal of the Optical Society of America A.*, **13**, 1870-1876, (1996).

ПРОЯВЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В СЕЛЕКТИВНОМ ФОТОЭФФЕКТЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

Вартамян Т.А., Ващенко Е.В., Леонов Н.Б., Пржибельский С.Г.,
Хромов В.В.

Центр инновационных оптических технологий Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе проведено систематическое исследование фотоэлектронных параметров островковой металлической пленки натрия, напыленной на поверхности сапфировой и стеклянной подложек. Спектры экстинкции пленок с различными сопротивлениями сопоставлены со спектрами фотоэмиссии из них. Обнаружено усиление фотоэлектронной эмиссии из пленок, обусловленное световым возбуждением плазменных резонансов.

Объектом исследования были выбраны пленки металлического натрия, напыленные на поверхность стекла и сапфира. В спектре их экстинкции наблюдались два плазменных резонанса, соответствующие возбуждению колебаний электронов вдоль каждой из двух осей эллипсоида, которым моделировалась форма металлических наночастиц. Ширина и спектральное положение этих резонансов существенно зависели от условий напыления, толщины пленки и природы подложки. Размер наночастиц в пленках мог варьироваться в пределах от 20 до 100 нм. Пленки напылялись в отпаянной стеклянной кювете между двумя металлическими электродами, для измерения фотоэмиссии пленки в кювете был впаян третий электрод.

Были сняты спектры фотоэлектронной эмиссии и проводимости самой пленки натрия. В результате сопоставления спектров полученных пленок с селективным спектром фотоэмиссии для сплошного металла было замечено, что максимумы в спектрах для тока фотоэмиссии из островковых пленок сдвигаются относительно

максимума в спектре для сплошного металла в сторону максимумов в спектрах экстинкции. Аналогичным образом плазменные резонансы проявляются и в спектрах фотопроводимости островковых пленок. Кроме того, было установлено усиление интенсивности (квантового выхода) фотоэффекта для островковой пленки по сравнению со сплошным металлом, причем при анализе зависимостей тока фотоэлектронной эмиссии от толщины пленки было обнаружено, что существует оптимальная по своим характеристикам пленка, для которой значение эмиссионного тока максимально.

В работе измерена зависимость величины фотоэмиссионного тока от поляризации и угла падения излучения на поверхность пленки (векториальный эффект фотоэлектронной эмиссии).

Все полученные результаты объяснены как проявление плазменных колебаний в селективном фотоэффекте металлических наночастиц.

OPTICAL CAVITY WITH LAYERED LEFT-HANDED METAMATERIALS

Saparina D.O., Sukhorukov A.P.

M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

We developed the original theory of waveguide eigenmodes in a novel type of an optical cavity containing periodic layered structure with left-handed metamaterials. The particular feature of such a cavity is the existence of transverse modes with arbitrary amplitude profile in flat- and convex-mirror cavities.

Metamaterials with negative refractive index, or left-handed materials (LHM), are in a marked contrast to any conventional materials that can be found in nature. Such metamaterials were recently engineered in optical frequency range ¹. The LHM are characterized for the present with rather high losses and small figures of merit (which is the ratio of real to imaginary part of the refractive index), but their further improvement opens new opportunities for optics and photonics ^{2,3}.

The boundary between the positive-index material and the LHM acts like a lens, focusing divergent wave beam. It makes possible waveguide beam propagation in a periodic structure consisting of layers with alternating sign of the refractive index ⁴. The presence of such structure in the optical cavity can sufficiently change the transverse mode field distribution and mode existence conditions.

We consider the features of Gaussian spatial eigenmodes in the cavity containing periodic structure with alternating refractive index. We neglect losses and assume that the layers have the same wave impedance. This implies that there is no Fresnel reflection from the interfaces. Refractive index sign modulation in the layered structure results in diffraction coefficient sign modulation that leads to diffraction and phase shift compensation. It is particularly remarkable that Gaussian-like waveguide mode generation is possible even in a flat-mirror cavities in contrast to ordinary optical cavities.

The diffraction theory of layered metamaterials cavity shows that waveguide eigenmodes can have arbitrary amplitude distribution in cross-section. The obtained analytical results were confirmed by numerical simulations.

So both diffraction spreading and phase shift can be compensated in periodic structures containing layers with negative refractive index. It is novel and important feature for many applications in optics and photonics. The periodic structure with alternating

refractive index inside optical cavity makes possible the formation of waveguide modes of an arbitrary profile.

1. V. Shalaev, *Nature Photonics*, **1**, 41 - 48 (2006).
2. N. Engheta, *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, **1**, 10-15, (2002).
3. P. Tassin, G. Van der Sande, N. Veretenov, P. Kockaert, I. Veretennicoff, M. Tlidi, *Optics Express*, **14**, 9338-9343, (2006).
4. N.O. Panfilova, D.O. Saporina, A.P. Sukhorukov, *BRAS: Physics*, **70**, 1969-1972, (2006).

ПЕРЕСТРОЙКА СТРУКТУРЫ НАНОКОМПОНЕНТОВ ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СЛОЕВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ И НАГРЕВЕ

Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К., Старовойтов А.А.
Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных
Технологий, Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально исследованы обратимая и необратимая термо- и фотостимулированная перестройка структуры мономолекулярных и ассоциированных нанокomпонентов слоев полиметиновых красителей. Изучена термо- и фотодеструкция слоев.

В работе исследована перестройка химической и стереоструктуры нанокomпонентов молекулярных слоев полиметиновых красителей (ПК) при резонансном фотозбуждении компонентов или нагреве. Изучены слои симметричных дикарбоцианиновых соединений с концевыми гетероциклическими группами (КГ) разного химического строения и с различной электронодонорностью (Φ_0 от 45° до 66°). Компонентный состав слоя зависел от строения и Φ_0 КГ, поверхностной концентрации мономерных молекул в составе всех компонентов слоя (N_{SUM}) и от метода нанесения слоя. Исследованы слои, содержащие как мономерные молекулярные стереоизомеры, так и ассоциированные формы.

Компонентный состав определялся по результатам разделения спектра поглощения слоя на спектры отдельных нанокomпонентов. Вывод о строении компонентов слоя делался по результатам исследований растворов ПК методами абсорбционной спектроскопии в широком диапазоне температур и лазерного фотолиза, а также по результатам расчетов системы термов стереоизомеров ПК. Пространственная ориентация компонентов определялась методом поляризационной спектрометрии. Поверхностная концентрация молекул мономеров в составе компонента F_i оценивалась по площади спектра поглощения $D_i(\nu)$ и углу пространственной ориентации θ_i нанокomпонента относительно подложки.

В зависимости от величины Φ_0 в слоях ПК присутствуют от двух до четырех мономерных стереоформ, а также димеры и J-агрегаты. Как резонансное фотозбуждение излучением моноимпульсного лазера (694 нм и 730 нм), так и нагрев слоя приводят к взаимной перестройке молекулярных компонентов, к изменению исходных абсолютных и относительных концентраций этих форм в слое, а также к переориентации нанокomпонентов относительно поверхности подложки.

Нагрев слоя до температур: $(46-100)^{\circ}\text{C}$ вызывает практически только структурное преобразование форм - обратимую стереоизомеризацию, а также частично обратимый распад димеров и увеличение абсолютных и относительных концентраций all-trans-изомеров и J-агрегатов. Время взаимной перестройки и время релаксации концентраций компонентов при понижении температуры нагретого слоя до 20°C $\sim(40-200)$ минут. Скорость стереоизомеризации мономеров выше, чем скорость преобразования ассоциированных форм.

Как нагрев до $T \geq 150^{\circ}\text{C}$, так и резонансное фотовозбуждение all-trans-изомеров и J-агрегатов вызывают необратимые процессы преобразования всех наноконфигураций - пространственную переориентацию и взаимную перестройку. В слоях всех исследованных ПК наблюдается возрастание содержания all-trans-изомеров и J-агрегатов и падение концентрации других стереоизомеров и димеров. Предельно достижимая относительная концентрация J-агрегатов увеличивается с ростом N_{SUM} .

Действие фотовозбуждения и нагрева вызывают также падение абсолютной концентрации молекулярных компонентов вследствие деструкции, что приводит к падению величины N_{SUM} . Исследования изменения поверхностной концентрации слоев ПК при нагреве в диапазоне $(150-198)^{\circ}\text{C}$ показали, что скорость необратимой деструкции падает с увеличением длительности выдержки слоя в термостате. При одинаковой длительности выдержки (15 мин) увеличение температуры от 150°C до 175°C приводило к увеличению скорости термодеструкции в ~ 30 раз.

При возбуждении слоев ПК моноимпульсами рубинового лазера выход фотодеструкции ($V_{\text{фд}}$) по мере роста суммарной энергии возбуждения E_{Σ} вначале уменьшался, а затем выходил на полку. Как скорость спада зависимости $V_{\text{фд}}=f(E_{\Sigma})$, так и минимальные значения выхода в области полки росли по мере увеличения плотности энергии возбуждающего моноимпульса. Абсолютные величины выходов фотодеструкции ($V_{\text{фд}}$) слоев ПК ($10^{-3}-10^{-2}$ мол/кв) существенно выше, чем в растворах этих красителей в этиловом спирте ($10^{-6}-10^{-5}$ мол/кв). В исследованных ПК нет четкой связи между величинами $V_{\text{фд}}$ и Φ_0 КГ. Наименьшая величина выхода фотодеструкции наблюдалась в слоях ПК с более объемными КГ. Можно предположить, что определяющую роль при деструкции полиметинового слоя играет разрыв одной из двойных связей цепи сопряжения молекулы и присоединение кислорода к образовавшейся одиночной связи. Сопоставления закономерностей падения $V_{\text{фд}}$ слоя и изменения относительного содержания компонентов по мере последовательного фотовозбуждения или нагрева позволяют сделать предположение о связи падения выхода деструкции с уменьшением содержания кислорода в слое и, возможно, содержания димеров.

Полученные результаты показывают, что как возбуждение резонансным оптическим излучением, так и нагрев вызывают самоорганизацию слоев ПК. Изменения абсолютного и относительного содержания молекулярных наноконфигураций в слое и их пространственной ориентации приводят к существенным изменениям спектра и оптической плотности неполяризованного поглощения слоя при нормальном падении. Еще большие изменения наблюдаются для спектров поглощения слоя при наклонном падении линейно поляризованного пучка. Механизм фотостимулированной необратимой перестройки наноконфигураций молекулярных слоев может быть использован для оптической записи информации.

ЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕШЕТКИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОНИТЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ САПФИРА

Андреев А.В., Коновко А.А.* , Ягнятинский Д.А.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов,
Москва, Россия

*Государственное учебно-научное учреждение Международный учебно-
научный лазерный Центр МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Развита модель многоволновой динамической дифракции оптического излучения на металлических нанорешетках прямоугольного сечения. В рамках предложенного подхода проведено исследование зависимостей коэффициентов отражения и прохождения от характеристик решетки и геометрии эксперимента. Получены условия возможность возбуждения поверхностных электромагнитных волн (плазмонов).

В докладе развивается теория многоволновой динамической дифракции оптического излучения на решетке, образованной параллельными металлическими нитями прямоугольного сечения, расположенными на сапфировой подложке.

Распространение света в среде с поляризуемостью $\chi(y)$ (вообще говоря, комплексной) описывается уравнением Гельмгольца

$$\Delta \mathbf{E} + (1 + 4\pi\chi(y))\kappa^2 \mathbf{E} = 0. \quad (1)$$

В силу периодичности структуры в одном направлении, поляризуемость $\chi(y)$ можно разложить в ряд Фурье по векторам обратной решетки

$$\chi(y) = \sum_{h=-\infty}^{\infty} \chi_h \exp(ihy), \quad (2)$$

где

$$\chi_h = \frac{1}{d} \int_0^d \chi(y) \exp(-ihy) dy. \quad (3)$$

Разложим напряженность электрического поля в структуре по блоховским волнам

$$\mathbf{E}(y) = \sum_{h=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_h \exp(ihy), \quad (4)$$

где

$$\mathbf{E}_h = \frac{1}{d} \int_0^d \mathbf{E}(\vec{r}) \exp(-ihy) dy. \quad (5)$$

Подставляя разложения в уравнение Гельмгольца, в случае плоской падающей волны получаем бесконечную систему уравнений относительно амплитуд E_h

$$E_h'' + (\kappa^2 - k_x^2 - k_{hy}^2 - \mu^2)E_h = -4\pi\kappa^2 \sum_{g=-\infty}^{\infty} E_g \chi_{h-g} (\mathbf{e}_h \mathbf{e}_g), \quad (6)$$

где $(\vec{e}_h \vec{e}_g)$ - поляризационный множитель, $h \in [-\infty, \infty]$, производная берется по координате z , нормальной к плоскости поверхности подложки, а ось x лежит в плоскости подложки. Будем искать решение в виде $E_h = E_h \exp(i\mu z)$.

$$(\kappa^2 - k_x^2 - k_{hy}^2 - \mu^2)E_h = -4\pi\kappa^2 \sum_{g=-\infty}^{\infty} E_g \chi_{h-g}(\mathbf{e}_h \mathbf{e}_g), \quad (7)$$

где μ - проекция волнового вектора в среде на ось Oz.

В работе рассматриваются приближения 3- 5- и 7-волновой дифракции. Полученные системы 3, 5 и 7 линейных однородных уравнений относительно амплитуд E_h имеют решение, если определитель соответствующих систем равен нулю. Приравнявая детерминант системы к нулю, получаем уравнение относительно μ^2 . Значения E_h ищутся из граничных условий.

В ходе работы получены зависимости коэффициентов отражения и пропускания от геометрии эксперимента и параметров решетки для лазерного излучения с длинами волн $\lambda_1 = 270$ нм и $\lambda_2 = 810$ нм. Показана возможность возбуждения плазмонов. Определены характеристики плазмонных резонансов.

Проведенные исследования позволяют оптимальным образом планировать эксперименты по генерации гармоник и параметрической генерации.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-00448).

1. A. V. Andreev, M. M. Nazarov, I. R. Prudnikov, A. P. Shkurinov, and P. Masselin *Physical Review B*, **69**, 035403, (2004).

2. A. V. Andreev, A. A. Korneev, L. S. Mukina, M. M. Nazarov, I. R. Prudnikov, and A. P. Shkurinov *Physical Review B*, **74**, 235421, (2006).

ДВУМЕРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Белоненко М.Б., Глазов С.Ю.*, Лебедев Н.Г.***, Мещерякова Н.Е.

Волгоградский институт бизнеса, Волгоград, Россия

*Волгоградский государственный педагогический университет,
Волгоград, Россия

**Волгоградский государственный университет, Волгоград, Россия

На основе связанных уравнений на классическую функцию распределения электронов в углеродных нанотрубках зигзаг типа и уравнений Максвелла для электромагнитного поля рассматривается динамика нелинейных электромагнитных волн. Данные волны возникают вследствие согласованного изменения классической функции распределения и электрического поля, создаваемого неравновесными электронами углеродной нанотрубки. Получено эффективное уравнение, описывающее динамику электромагнитного поля. Приведены данные численных расчетов, свидетельствующие о существовании устойчивых нелинейных электромагнитных волн. Исследовано влияние приложенного постоянного электрического поля зонда на распространение волн.

Исследование электронной структуры УНТ приведено в достаточно большом количестве работ^{1,2} и, как правило, проводится в рамках анализа динамики π -электронов в приближении сильной связи. Так, для УНТ типа zigzag на свойствах, которых мы и остановимся для определенности задачи, закон дисперсии имеет вид:

$$E(p) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_z) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}, \quad (1)$$

где $\gamma \approx 2,7$ эВ, $a = 3b/2\hbar$, $b=0,142$ нм расстояние между соседними атомами углерода, квазиимпульс \mathbf{p} задается как (p_z, s) , $s=1, 2 \dots m$. Отметим, что разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне.

При построении нашей модели распространения ультракороткого оптического импульса в системе нанотрубок, в случае геометрии представленной на рисунке 1, будем описывать электромагнитное поле импульса классически, на основании уравнений Максвелла. Так, в интересующем нас случае, в калибровке $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, уравнения Максвелла с учетом диэлектрических и магнитных свойств УНТ³ можно записать как:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} = 0, \quad (2)$$

причем здесь пренебрегается дифракционным расплыванием лазерного пучка в направлениях перпендикулярных оси распространения. Вектор – потенциал \mathbf{A} считается имеющим вид $\mathbf{A}=(0,0,A_z(x,y,t))$.

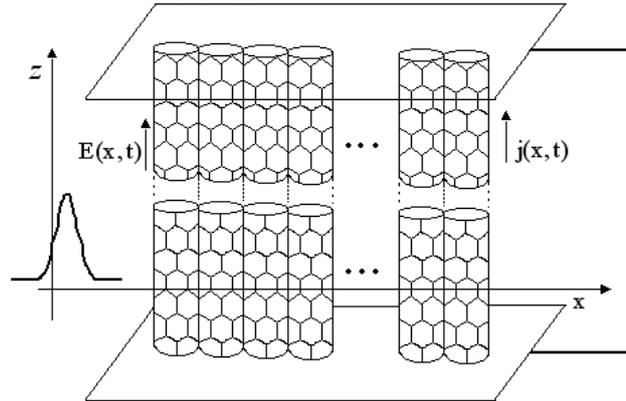


Рис. 1. Геометрия задачи. Изображен только один ряд двумерного массива УНТ

Для определения тока воспользуемся полуклассическим приближением⁴, взяв закон дисперсии (1) из квантовомеханической модели и описывая эволюцию ансамбля частиц классическим кинетическим уравнением Больцмана в приближении времен релаксации:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p_z} = \frac{F_0 - f}{\tau}, \quad (3)$$

где функция распределения $f = f(p_z, s, t)$ неявно зависит от координаты x в силу зависимости компоненты вектор потенциала A_z , следующей из (2), F_0 – есть равновесная функция распределения Ферми. Время релаксации τ можно оценить согласно⁵ как $3 \cdot 10^{-13}$ с. За пределами рассмотрения данной работы остается круг вопросов связанный с наличием подложки, на которой и выращиваются нанотрубки. При записи уравнения (3) пренебрегалось эффектами, связанными с неоднородностью электромагнитного поля вдоль оси нанотрубки, что оправдано предположением о плоском характере волнового фронта лазерного импульса.

Отметим, что в рамках используемой нами полуклассической модели не учтены межзонные переходы, что дает ограничение на максимальную частоту лазерных импульсов³. Так, для типичных нанотрубок данная частота лежит в ближней инфракрасной области. Уравнение (3) легко решается методом характеристик и можно записать выражение для плотности тока $\vec{j} = (0, 0, j_z)$:

$$j_z = \frac{q}{\pi\hbar} \sum_s \int dp_z v_z f, \quad (4)$$

где $v_z = \partial E(\vec{p}) / \partial p_z$. Выражения (2)-(4) составляют основную систему уравнений, описывающую рассматриваемую нами модель.

Из анализа уравнений (2)-(4) получено эффективное уравнение для вектор-потенциала электрического поля:

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} + \frac{q}{\pi\hbar} \sum_m c_m \sin\left(\frac{maq}{c} A_z(t)\right) = 0, \quad (5)$$

где для нахождения c_m были использованы формулы:

$$c_m = \sum_s \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v_z(s, x) \sin(mx) dx \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(map_z) F_0(\vec{p}), \quad q_0 = \frac{2\pi\hbar}{3b}. \quad (6)$$

Исследуемые уравнения решались численно при помощи прямой разностной схемы типа крест. Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости. Шаги разностной схемы уменьшались последовательно в два раза, то тех пор пока решение не изменялось в 8-ом знаке после запятой.

Из проведенного исследования можно сделать следующие выводы:

1) получена система уравнений, описывающая динамику ультракороткого лазерного импульса в системе углеродных нанотрубок, и описаны приближения, которые рассматриваются в задаче;

2) получено эффективное уравнение для динамики электрического поля в системе углеродных нанотрубок, которое имеет вид аналогичный двойному уравнению sine-Gordon. Оценены вклады высших гармоник, которые вносят возмущение в эффективное двойное уравнение sine-Gordon;

3) электромагнитный импульс при прохождении системы углеродных нанотрубок разделяется на два, причем меньший импульс имеет величину, определяемую начальной групповой скоростью импульса. Подобное поведение связывается с наличием аналога теоремы площадей в системах, описываемых двойным уравнением sine-Gordon;

4) в двумерном случае возможны устойчивые нелинейные волны, которые имеют динамику аналогичную динамике пульсонов в двумерном нелинейном уравнении sine-Gordon;

5) приложение постоянного электрического поля в конечной области двумерного массива углеродных нанотрубок стабилизирует распространение нелинейной волны – пульсона.

1. Saito R., Fujita M., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S., *Phys. Rev. B*, **46**, № 3, 1804-, (1992).
2. Wallace P.R., *Phys. Rev.*, **71**, № 9, 622-, (1947).
3. Kitchenside P.W., Caudrey P.J., Bullough R.K., *Phys.Scr.*, **20**, 673-, (1979).
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Физ.-мат. лит., 1988.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.

Секция 4 Бистабильность, самоорганизация и хаос в оптике

КАСКАД УДВОЕНИЙ ПЕРИОДА И ДЕТЕРМИНИРОВАННЫЙ ХАОС В ЛАЗЕРЕ С САМОСИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД ЗА СЧЕТ КОМБИНАЦИИ ИНЕРЦИОННЫХ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ И ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ

Горбунков М.В., Маслова Ю.Я., Чабан О.И.*, Шабалин Ю.В.
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
*Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

Предложена простая лазерная система, демонстрирующая каскад удвоений периода и детерминированный хаос с характерным временем, равным времени обхода резонатора.

Системы с управляемой хаотической динамикой находят все большее применение в различных областях науки и техники. Новые методы криптографии и широкополосных систем связи ставят задачу разработки быстрых, простых и надежных генераторов хаотических последовательностей. В оптическом диапазоне необходимыми свойствами мог бы обладать лазер с синхронизацией мод, охваченный цепью отрицательной обратной связи, изменение энергии импульсов x которого от прохода n к проходу $n+1$ описывается одномерным дискретным отображением¹:

$$x_{n+1} = rx_n(1 - x_n), \quad (1)$$

где r является усилением, нормированным на пороговое значение. Помимо традиционных способов, режим самосинхронизации мод может быть получен за счет только системы инерционной отрицательной обратной связи², действующей с определенной задержкой. Для одновременной реализации самосинхронизации мод и управления, соответствующего отображению (1), задержка в цепи отрицательной обратной связи ΔT должна быть намного меньше времени обхода резонатора T_r . Удачным примером такой системы является твердотельный лазер с оптоэлектронным управлением, в котором внутрирезонаторная ячейка Поккельса (ЯП) управляется фототоком высоковольтных субнаносекундных полупроводниковых структур³. При этом оптимальная временная постоянная затухания $\tau = RC$ сигнала в цепи ЯП, построенной по принципу простейшего релаксатора^{3,4} с емкостью C и сопротивлением R , составляет $(1-2)T_r$. В такой системе с памятью за счет накопления заряда на емкости C дискретное отображение, связывающее энергию импульса x на $(n+1)$ -м проходе с энергией на предыдущих проходах, запишется следующим образом:

$$x_{n+1} = rx_n \left(1 - \sum_{m=0}^n x_{n-m} \gamma^m \right), \quad \gamma = e^{-T_r/RC}. \quad (2)$$

Фазопараметрические диаграммы отображений (зависимости установившихся значений x от r), представленные на рис. 1 и 2, демонстрируют отличия в динамике системы с памятью (2) и логистического отображения (1). Уже при $\gamma = 0.1$ ($RC = 0.43$) отсутствует «окно» (суперустойчивый цикл) с периодом равным $3T_r$. При

дальнейшем увеличении γ поведение системы становится все менее разнообразным (рис. 1б).

Таким образом, наличие памяти в системе обратной связи существенно изменяет динамику отображения, что делает такую систему неприменимой для решения поставленной задачи. Нежелательное проявление инерционности может быть преодолено в системе с управлением комбинацией двух обратных связей: отрицательной, обладающей минимальным ΔT , и положительной с задержкой $\Delta T + T_r$, имеющей относительную чувствительность α . Дискретное отображение, соответствующее этой системе, имеет вид:

$$x_{n+1} = rx_n \left(1 - \sum_{m=0}^n x_{n-m} \gamma^m + \alpha \sum_{m=0}^{n-1} x_{n-m-1} \gamma^m \right). \quad (3)$$

Выбирая значение α , можно «стереть» долговременную память отрицательной обратной связи. Видно, что при $\alpha = \gamma$ суммы взаимно сокращаются и в результате отображение (3) точно совпадает с логистическим отображением (1). Таким образом, в лазере, управляемом комбинацией отрицательной и положительной обратных связей, можно ожидать реализации динамики с необходимыми характеристиками.

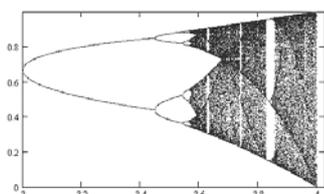


Рис. 1. Фрагмент фазопараметрической диаграммы отображения (1), соответствующий нелинейной динамике ($r > 3$)

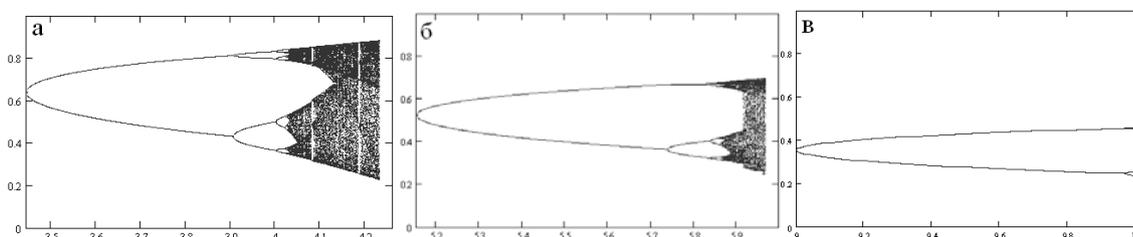


Рис. 2. Фрагменты фазопараметрических диаграмм системы с памятью (2), соответствующие нелинейной динамике. а) $\tau = 0.43$, б) $\tau = 0.95$, в) $\tau = 1.96$

Динамика изучалась численно с помощью подхода^{3,4}, в котором для выбранного времени задержки в цепи обратной связи прослеживается тонкая временная структура излучения на временах, много меньших T_r . В модели используется последовательный (от прохода к проходу) расчет интенсивности лазерного излучения, фототока, напряжения на емкости C и потерь, вносимых ЯП. Моделирование показало, что при $\tau = T_r$ порог возникновения нелинейной динамики несколько превышает соответствующее значение $r = 3$ для логистического отображения. В то же время, основные особенности динамики отображения (1) сохраняются. Так, отчетливо наблюдается каскад бифуркаций удвоения периода, заканчивающийся переходом к хаотической динамике, далее возникновение периода 3 через перемежаемость и т.д. (см. рис. 3а, 4а-в). При этом хаотизация динамики не нарушает режим синхронизации мод при росте усиления до уровня $r = 4.5$. Расчет подтвердил, что выбор задержки в цепи обратных связей существенен для реализации сценария хаотизации динамики. Действительно, если задержка

инерционной отрицательной обратной связи близка к T_r (но $\Delta T < T_r$), лазер демонстрирует сглаживание тонкой временной структуры излучения. Моделирование динамики лазера в режиме сглаживания тонкой временной структуры было проведено в условиях, соответствующих «стиранию памяти» при самосинхронизации мод. Несмотря на то, что пороги возникновения нелинейной динамики в режиме сглаживания и самосинхронизации мод близки, поведение системы над порогом существенно отличается (рис. 3б, 4г).

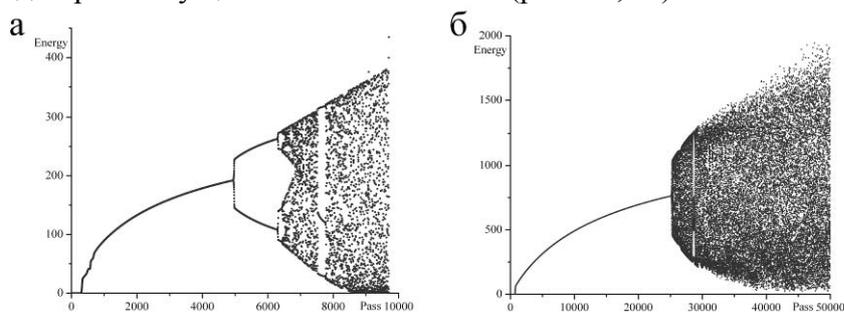


Рис. 3. Энергия пикосекундных импульсов выходного излучения лазера со стиранием памяти при линейном нарастании r от 1 до 5.5: а – в режиме синхронизации мод (за $n = 10000$ обходов резонатора), б – в режиме сглаживания (за $n = 50000$ обходов резонатора)

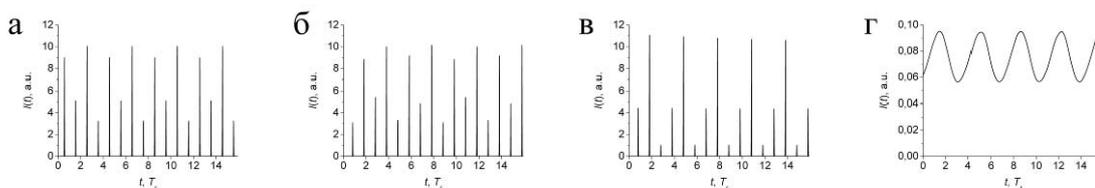


Рис. 4. Тонкая временная структура излучения лазерной системы со «стиранием памяти» в режиме самосинхронизации мод: (а) период 4, (б) период 8, (в) период 3; и в условиях сглаживания тонкой временной структуры (г)

Авторы признательны А.В. Виноградову и В.А. Петухову за полезные обсуждения. Работа проведена при частичной поддержке РФФИ, проект №08-08-00108-а, Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Лазерные системы, основанные на новых активных материалах, и оптика структурированных материалов», Программы поддержки молодежи УНК ФИАН и программы Президиума РАН «Поддержка молодых ученых».

1. И.М. Баянов, В.М. Гордиенко, М.Г. Зверева, С.А. Магницкий, А.П. Тарасевич, *КЭ*, **16**, 1545-1547 (1989).
2. В.К. Макуха, В.С. Смирнов, В.М. Семибаламут, *КЭ*, **4**, 1023-1027 (1977).
3. M.V. Gorbunkov, Yu.V. Shabalin, *Proc. SPIE*, **4751**, 463-472, (2002).
4. Д.Б. Ворчик, М.В. Горбунков, *КСФ ФИАН*, **11-12**, 70-76, (1997).

БИСТАБИЛЬНОСТЬ И ДИССИПАТИВНЫЕ СОЛИТОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

Федоров С.В.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия,
НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Показано, что использование насыщающегося поглотителя на квантовых точках в подпороговом режиме генерации полупроводникового лазера приводит к повышенной устойчивости диссипативных, пространственных солитонов. Квантовые точки в активных слоях лазера с насыщающимся поглотителем приводят к образованию временных солитонов в режиме захвата частоты.

Перспектива создания чисто оптической, быстрой, и параллельной оперативной памяти, способной конкурировать с электронной, наталкивается на необходимость ее миниатюризации, что предполагает переход к электронной накачке, например, инжекционной накачке в полупроводниковых лазерах. Использование полупроводниковых микрорезонаторов микронного размера в лазерах на квантовых ямах и квантовых точках, широко используемых в настоящее время в качестве эффективных источников излучения, позволяет решить эту проблему.

Для разработки оптической памяти с параллельной обработкой информации можно использовать широкоапертурный лазер с насыщающимся поглотителем. В состоянии хранения информации такой лазер генерирует в непрерывном режиме, в условиях бистабильности между генерационным и безгенерационным состоянием. Интервал бистабильности расположен ниже линейного порога однородной генерации на всей апертуре, и для возбуждения генерации на части двумерной апертуры необходим сигнальный пучок, который записывает биты информации в параллельном режиме. При этом отношение размеров устойчивых островков генерации (пространственных диссипативных солитонов, см. работы [1,2]) к размеру апертуры определяет емкость элемента памяти. Размер лазера может быть достаточно малым (100 микронная апертура полупроводникового микрорезонатора соответствует числу Френеля порядка 30), поэтому естественно для реализации оптической памяти выбирать полупроводниковый лазер с вертикальным выводом излучения из резонатора, и с насыщающимся поглотителем, интегрированным в одном приборе микронного размера. Однако, уменьшение базы резонатора приводит к увеличению времен релаксации носителей возбуждения, и, как следствие, к возможности нарушения устойчивости солитонов, см. Рис.1 из недавней работы [3]. Таким образом, безинерционное описание нелинейности некорректно для таких схем. Выбор таких параметрами системы, как времена релаксации и коэффициенты диффузии носителей, соотношение интенсивностей насыщения активной и пассивной среды проблематично, так как связано с необходимостью интегрировать существенно различающиеся среды на одной подложке прибора микронного размера. Выход из этой ситуации предоставляет возможность использовать в лазере активные и пассивные слои с квантовыми ямами. Как показано в работе [2] кинетика населенностей экситонов в квантовых ямах и смачивающих слоях существенно отличается от уравнений Максвелла-Блоха.

Данное исследование позволяет распространить уникальные свойства диссипативных оптических солитонов на реальные схемы лазеров на квантовых ямах, что откроет путь для экспериментальной реализации. Проведенный анализ показывает, что все результаты численного моделирования диссипативных оптических солитонов в широкоапертурных нелинейно-оптических системах, см. [4], применимы и в лазерах на квантовых точках. Однако для достижения устойчивости поперечных структур необходим специальный подбор параметров

системы. В частности, оптимальным для устойчивости пространственных солитонов в лазере, генерирующем на одной продольной моде, будет выбор относительно медленных усиливающих слоев, с малыми размерами квантовых точек, и быстрых поглощающих слоев с возможно максимальной скоростью захвата экситонов из смачивающих слоев. Интересен расчет динамики установления поперечных структур в лазерах с низкой добротностью, что может существенно увеличить область применения описанной модели. Необходим также расчет трехрезонаторных схем на основе прямого численного моделирования.

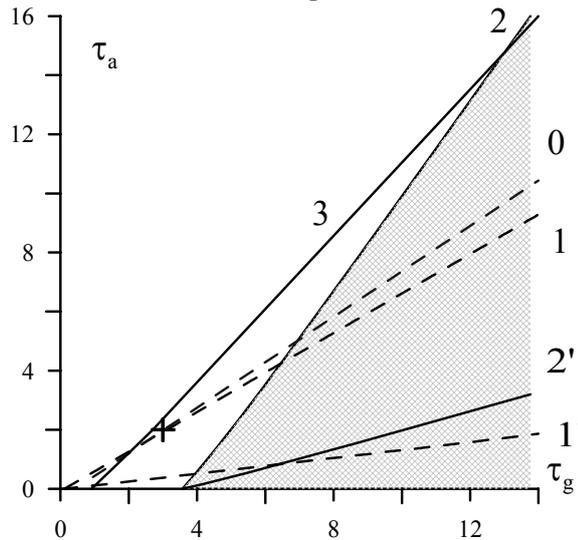


Рис. Влияние времен релаксации активных и пассивных слоев на устойчивость одномерных солитонов. Слева от линии 1, неподвижные солитоны устойчивы. В узкой зоне примыкающей к линии справа устойчивы медленные лазерные солитоны. Линия 0 обозначает соответствующую границу для случая нулевых значений коэффициентов диффузии носителей. Быстро движущийся солитон устойчив справа от линии 3. Линия 2 ограничивает заштрихованный регион модуляционной неустойчивости поперечно однородного режима. $\tilde{d}_g = 60$, $\tilde{d}_a = 40$, $g_0 = 2.09$, $d = 0.06$. Переход от лазеров с поглотителем на квантовых ямах (1,2), $I_g / I_a = 10$, к поглотителю на квантовых точках (1',2'), $\beta_a / \beta_g = 1$, увеличивает область устойчивости основного, неподвижного солитона.

На Рис. приведена область устойчивости неподвижного одномерного солитона для случая больших значений коэффициентов диффузии носителей. Также как и в случае нулевой диффузии (линия 0), для устойчивости солитонов необходимо выбирать медленный поглотитель и быстрые активные слои. Переход к поглотителю на квантовых точках (линии 1',2') существенно увеличивает область устойчивости неподвижного солитона. Сравнение линий 1 и 0 также показывает, что наличие диффузии носителей увеличивает область устойчивости.

1. N.N. Rosanov, S.V. Fedorov, A.N. Shatsev, *Phys. Rev. Lett.* 95, 053903, (2005).
2. Н.Н. Розанов, С.В. Федоров, А.Н. Шацев, *ЖЭТФ*, 129, №4, 625-635, (2006).
3. N.N. Rosanov, S.V. Fedorov, A.N. Shatsev, *Lecture Notes in Physics*, Springer, (2008).
4. A. Vladimirov, D. Turaev. *Phys. Rev. A* 72, 033808, (2005).

NONLINEAR DYNAMICS OF PULSE INTERACTIONS IN BISTABLE OPTICAL SYSTEMS

Vladimirov A.G., Turaev D.V.*, Zelik S.**

Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia and
Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics, Berlin, Germany

*Ben-Gurion University, Beer-Sheva, Israel and

Imperial College, London, UK

**University of Surrey, Guildford, UK

Weak interactions of short pulses in active and passive optical systems are studied with the help of asymptotic methods. Ordinary differential equations describing time evolution of individual pulse parameters, such as pulse coordinates and phases, are derived and analyzed analytically and numerically. It is shown that interacting pulses can form various types of stable stationary and dynamic bound states.

Short optical pulses have numerous practical applications including high bit rate communications, optical tomography, spectroscopic measurements, material processing, frequency standards, etc. In relation to their applications for all-optical transmission, storage and processing of information, the problem of mobility and interaction of temporal and spatial localized structures of light is of particular importance. On one hand, interaction of optical pulses implies strict limitations on the amount of information that can be encoded using a sequence of closely packed pulses. On the other hand, different bound states of optical pulses arising as a result of their interaction can serve as an “alphabet” suitable for increasing density of transmitted information.

In this presentation, the interaction of weakly overlapping pulses in active (mode-locked lasers) and passive (driven cavities) optical devices is studied analytically and numerically. Being separated from each other, the pulses in these devices interact via their exponentially decaying tails. Interference between the tails can produce spatial intensity oscillations responsible for the formation of pulse bound states¹. Using the asymptotic approach² we derive a set of ordinary differential equations governing the slow time evolution of the positions and phases of the interacting pulses. Being independent of specific details of the model, the form of these “interaction equations” is determined mainly by the asymptotic behavior of the pulse tails and the symmetries of the model equations. Therefore, they have a universal nature and can be used to study interaction of temporal and spatial localized structures not only in optical, but also in hydrodynamic, plasma, and even biological systems.

It is shown analytically that in a mode-locked fiber laser three different sets of stationary bound states with the phase difference 0 , π , and $\pm\pi/2$ between the pulses can exist. The stability properties of these steady states are discussed. It is demonstrated that the break up of the phase symmetry due to small external injection into the laser cavity can induce an instability leading to formation of dynamic pulse bound states. These states are characterized by pulse coordinates and phases changing periodically, quasiperiodically, or chaotically in time³.

Pulse interaction in a driven Kerr cavity above the Andronov-Hopf bifurcation threshold leading to undamped oscillations of the pulse amplitudes is considered⁴. “Interaction equations” governing time evolution of the pulse coordinates and oscillation

phases are constructed and analyzed. Stability properties of the oscillating pulse bound states are discussed.

1. A.G. Vladimirov, G.V. Khodova, N.N. Rosanov, Phys. Rev. E, 63, 056607 (2001).
2. K.A. Gorshkov and L.A. Ostrovsky, Physica 3D, 428 (1981).
3. D. Turaev, A. G. Vladimirov, S. Zelik, Phys. Rev. E, 75, 045601(R) (2007).
4. D. Turaev, A. G. Vladimirov, in preparation (2008).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЕЗРЕЗОНАТОРНЫХ БИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМ

Гладуш М.Г., Рерих Вл.К., Пантелеев А.А.

ФГУП «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», ТРИНИТИ, г. Троицк, Московская область, Россия

Рассмотрены различные теоретические модели безрезонаторной оптической бистабильности двухуровневых излучателей. Спектры резонансной флуоресценции и поглощения пробного поля рассчитаны аналитически и численно для двух ветвей гистерезиса атомного возбуждения. Показаны возможности светоиндуцированных переключений между различными спектральными картинками. Проведено сравнение спектральных характеристик для различных моделей. Управляющее уравнение и уравнения для спектральной интенсивности и коэффициента поглощения (усиления) получены из цепочки уравнений Боголюбова-Борна-Грина-Кирквуда-Ивона (ББГКИ) для редуцированных матриц плотности атомов, мод квантованного электромагнитного поля и их корреляционных операторов. Цепочки ББГКИ записаны с точностью до поляризационного приближения с целью корректного описания радиационной релаксации излучателя в среде.

Интересным и перспективным для приложений свойством некоторых сред с внедренными в них ионами или ионными парами редкоземельных элементов является возможность наблюдать два разных значения выходного сигнала при одинаковом значении приложенного поля^{1,2}. При отсутствии в данных экспериментах искусственной обратной связи явление было признано безрезонаторной или внутренней бистабильностью. Однако причины подобного поведения до сих пор не имеют окончательной интерпретации. Большинство существующих теоретических моделей предполагает, что внутренняя бистабильность следует из динамической перенормировки частоты атомного перехода, то есть отстройка от резонанса при взаимодействии излучателей с полем является переменным параметром, зависящим от атомного возбуждения. Зависимость отстройки от возбуждения в современных исследованиях объясняется либо посредством быстрых обменных взаимодействий в ионных парах^{3,4}, либо через взаимодействие одиночных ионов с фононами^{5,6}. Изначально безрезонаторная бистабильность предсказывалась в рамках модели Лоренца взаимодействия плотных атомных систем с излучением^{7,8}. Варианты объяснения природы наблюдавшейся бистабильности также включают кооперативные процессы^{1,9} и лазерный нагрев¹⁰. Все перечисленные теоретические подходы имели целью описание только

гистерезиса возбуждения двухуровневого атома. Вместе с тем исследования спектральных свойств испускания и поглощения систем в режиме безрезонаторной бистабильности почти не проводились. Известно, что стационарные спектры резонансной флуоресценции двухуровневых атомов полностью определены населенностью возбужденного состояния и характерными частотами: отстройкой от резонанса, частотой Раби и скоростями продольной и поперечной релаксации. Если при сильном возбуждении спектр в основном определяется полем (частотой Раби), то при малых возбуждения определяющей становится величина отстройки. Так, в зависимости от модели возникновения бистабильности спектр будет определяться либо эффективным значением отстройки, либо эффективным значением частоты Раби. Таким образом, определение спектральных свойств бистабильной системы может дать ответ о природе создающих ее взаимодействий. Для решения задачи об анализе спектральных свойств был использован подход, улучшающий известные методы расчета спектров^{11,12}. Подход основывается на цепочке уравнений БГКИ для редуцированных матриц плотности и корреляционных операторов квантованного электромагнитного поля и материальных частиц. Коллективные взаимодействия являются внутренней составляющей цепочки и выражены через потенциалы самосогласованного поля и многочастичные корреляционные операторы. Это свойство позволяет избежать феноменологических процедур и описывать коллективные эффекты в атомной подсистеме и связанные с ними оптические явления. Для рассматриваемых взаимодействий демонстрируется возможность аналитического вычисления спектров резонансной флуоресценции и поглощения (усиления) пробного сигнала из уравнений для фотонной матрицы плотности и корреляционного оператора атом-поле. В отличие от известного метода^{11,12} при вычислении спектра резонансной флуоресценции не требуется производить ручную процедуру разделения когерентной и некогерентной компонент рассеянного излучения, требующую точного решения Болховских уравнений.

Таким образом, в представленной работе спектры резонансной флуоресценции и поглощения пробного поля рассчитываются аналитически и численно для двух ветвей гистерезиса атомного возбуждения. Показывается возможность светоиндуцированных переключений между различными спектральными картинками и проводится сравнение спектральных характеристик для различных моделей бистабильности.

1. M.P. Hehlen, H.U. Gudel, Q. Shu, J. Rai, S.C. Rand, *Phys. Rev. Lett.*, 73, 1103 (1994).
2. J. M. Ward, D. G. O'Shea, B. J. Shortt, and Sile Nic Chormaic, *J. Appl. Phys.*, 102, 023104 (2007).
3. O. Guillot-Noel, Ph. Goldner, and D. Gourier, *Chem. Phys. Lett.*, 344, 612 (2001).
4. O. Guillot-Noel, Ph. Goldner, and D. Gourier, *Phys. Rev. A*, 66, 063813 (2002).
5. F. Ciccarello, A. Napoli, A. Messina, S.R. Luthi, *Chem. Phys. Lett.*, 381, 163 (2003).
6. F. Ciccarello, A. Napoli, A. Messina and S.R. Luthi, *J. Opt. B*, 6, S118 (2004).
7. F.A. Hopf, C.M. Bowden, and W.H. Louisell, *Phys. Rev. A*, 29, 2591 (1984).
8. C.M. Bowden and M.E. Crenshaw, *Opt. Commun.*, 179, 63 (2000).
9. M.G. Benedict, V.A. Malyshev, E.D. Trifonof and A.I. Zaitsev, *Phys. Rev. A*, 43, 3845 (1991).
10. D.R. Camelin, S.R. Luthi, H.U. Gudel, *J. Chem. Phys.*, 104, 11045 (2000).

11. П.А. Апанасевич, *Основы теории взаимодействия света с веществом, Наука и техника, Минск (1977).*
12. S. Stenholm, *Foundations of Laser Spectroscopy, John Wiley, Wiley-Interscience, New York (1984).*

Секция 5 Когерентные процессы взаимодействия света с веществом

НЕЛИНЕЙНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ МНОГОВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Обобщены результаты исследований закономерностей нелинейной голографической записи, формирования динамических голограмм и многоволнового смещения в средах с нелинейностями пятого и более высокого порядков. Проанализированы возможности использования схем многоволнового смещения для визуализации инфракрасных изображений, преобразования топологической структуры сингулярных пучков и измерения нелинейностей высших порядков.

Постоянный интерес к голографическим методам преобразования световых полей связан с возможностью осуществления интегральных операций преобразования когерентных изображений, коррекции фазовых искажений волнового фронта и формирования заданных пространственных структур лазерного излучения. Существенное расширение возможностей дифракционных методов связано с переходом в 90-х годах к исследованиям многоволновых взаимодействий, реализуемых в средах с нелинейностями пятого и более высоких порядков. Анализ свойств нелинейных голографических элементов способствовал развитию методов обработки оптической информации (пространственная фильтрация изображений, ассоциативная голографическая память) и позволил осуществить различные виды преобразований световых пучков (преобразование формы волнового фронта, изменение направления распространения, корректировка искажений пространственной структуры, частотное преобразование изображений и т. д.).

В настоящем докладе обобщены результаты исследований закономерностей преобразования световых полей нелинейными динамическими голограммами, которые формируются в средах с резонансной и (или) тепловой нелинейностью в условиях проявления эффекта насыщения. Анализируются новые методы применения многоволнового смещения для измерения нелинейностей высших порядков, визуализации инфракрасных изображений и преобразования топологической структуры сингулярных пучков.

В средах, в которых наряду с кубической нелинейностью проявляются нелинейности пятого и более высокого порядков, зависимость светоиндуцированного изменения показателя преломления от интенсивности становится нелинейной, что приводит к искажению профиля штриха голографической решетки, которая перестает быть синусоидальной. Для анализа дифракционных характеристик таких динамических структур использовано разложение пространственного распределения нелинейного отклика среды в ряд Фурье по пространственным гармоникам решетки. Рассеяние на различных гармониках решетки определяет дифракцию во второй и более высокие порядки.

При выполнении условия объемности динамических голограмм угловая селективность решетки позволяет независимо восстанавливать волны, дифрагированные в различные порядки, изменяя направление распространения либо частоту считывающей волны¹.

С позиций нелинейной оптики при записи динамической голограммы опорной E_1 и сигнальной E_S волнами и считывании волной E_2 в среде с нелинейностью $N-1$ порядка индуцируется поляризация $P = \chi^{(N-1)}(E_1 E_S^*)^M E_2$, определяющая формирование дифрагированной волны E_D , где $M = N/2 - 1$ – порядок дифракции. Направление волны E_D следует из условия фазового синхронизма для волновых векторов: $\vec{k}_D = M\vec{k}_1 - M\vec{k}_S + \vec{k}_2$. В брэгговском режиме считывающий пучок, направленный под углом, отвечающим M -порядку дифракции, рассеивается на соответствующей пространственной гармонике решетки. При этом можно связать эффективность дифракции в M -порядок с нелинейной восприимчивостью $\chi^{(2M+1)}$ и провести независимые измерения каждого порядка нелинейной восприимчивости.

При восстановлении динамической голограммы на частоте, кратной частоте записывающих голограмму волн ($\omega_2 = M\omega_1$) и использовании M -порядка дифракции условие фазового синхронизма $\vec{k}_D = M\vec{k}_1 - M\vec{k}_S + \vec{k}_2$ выполняется автоматически ($M\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = 0$). Дифрагированная волна E_D распространяется точно навстречу сигнальной волне E_S ($\vec{k}_D = -M\vec{k}_S$), а ее фаза кратна фазе сигнальной волны ($\varphi_D = -M\varphi_S$). Обе волны E_S и E_D характеризуются совпадающими поверхностями волнового фронта, что означает реализацию ОВФ с одновременным преобразованием частоты излучения.

Схемы многоволнового смещения проанализированы с позиций их использования для визуализации инфракрасных изображений, преобразования топологической структуры сингулярных пучков и измерения нелинейностей высших порядков. С целью повышения эффективности многоволнового взаимодействия впервые предложено использовать линейно поглощающие органические жидкости. Проявление в них нелинейностей высших порядков связано с зависимостью от температуры теплоемкости, плотности и термооптического коэффициента, которые во всех предыдущих рассмотренных случаях считались постоянными. Экспериментально в этанольном растворе хлорида меди реализована квадратичная запись динамических голограмм с дифракционной эффективностью 20%, что на несколько порядков превышает данные известных ранее экспериментальных работ по частотно невырожденному шестиволновому смещению при использовании двухфотонного поглощения в полимерах², насыщающегося поглощения в растворах органических красителей¹ или тепловой нелинейности чистых органических жидкостей³. Для сравнения отметим, что в схеме четырехволнового взаимодействия нами реализована запись пропускающих голограмм с дифракционной эффективностью 60%.

Результаты экспериментальной реализации частотного преобразования когерентного изображения представлены на рис. 1. В качестве исходного ИК-изображения (длина волны 1064 нм) использовался транспарант в виде звезды, который формировал сигнальный пучок (а). Восстановление динамической голограммы осуществлялось на удвоенной частоте, что позволило получить

голографическое изображение на длине волны 532 нм (б, в). При этом размер изображения зависел от используемого порядка многоволнового смещения, определяемого порядком дифракции. В схеме четырехволнового взаимодействия (первый порядок дифракции) наблюдалось двукратное уменьшение изображения (б), в то время, как при шестиволновом смещении (второй порядок дифракции) имело место частотное преобразование изображения с сохранением всех геометрических размеров (в). Указанная особенность, как отмечалось выше, связана с реализацией в последнем случае эффекта обращения волнового фронта с одновременным преобразованием частоты световой волны.

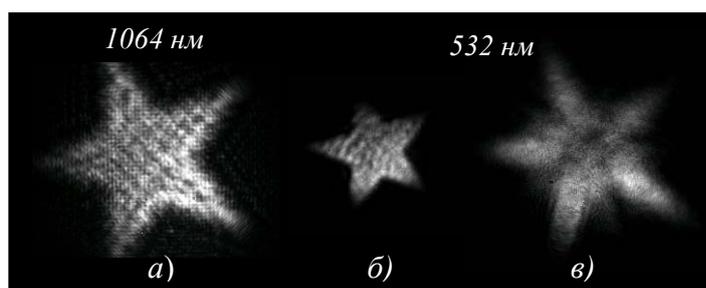


Рис. 1. Визуализация ИК-изображения (а) при четырех- (б) и шестиволновом взаимодействии (в) ⁴

Особый интерес вызывает использование сингулярных пучков в качестве одной или нескольких взаимодействующих волн. Различные комбинации гауссовых и сингулярных пучков на входе среды позволяют осуществлять алгебраические операции с топологическим зарядом оптических вихревых пучков, определяемые уравнением для фазы дифрагированной волны. Оригинальным моментом является демонстрация возможности мультиплицирования топологического заряда и частотного преобразования оптических вихревых пучков при использовании схем вырожденного и невырожденного по частоте многоволнового смещения.

1. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea, *Opt. Commun.*, **181**, № 1-3, 183–190, (2000).
2. F. Charra, J.M. Nunzi, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **8**, № 3, 570-577 (1991).
3. О. Ормачеа, А.Л. Толстик, *Известия РАН. Сер. физ.*, **71**, № 1, 131-135, (2007).
4. O. Ormachea, O.G. Romanov, A.L. Tolstik, et al., *Optics Express*, **14**, № 18, 8298-8304 (2006).

ПРЕДПРОБОЙНАЯ МНОГОФОТОННО-ЛАВИННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ПРОЗРАЧНЫХ ШИРОКОЗОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
Когерентные процессы взаимодействия света с веществом (с зачтением)

Рассматривается многозонная модель каскадной многофотонно-лавиновой генерации неравновесных электрон-дырочных пар в прозрачных

широкозонных полупроводниках или диэлектриках при предпробойных интенсивностях лазерного излучения диапазона 1 мкм.

Рассматривается возбуждение прозрачных диэлектриков или полупроводников мощным (интенсивности $j \sim 10^{11} - 10^{13}$ Вт/см²) лазерным излучением. Предполагается, что энергия кванта $\hbar\omega \sim 1$ эВ в 4-5 раз меньше ширины запрещенной зоны E_g . Предполагается также, что продолжительности лазерных импульсов превосходят характерные времена внутризонной релаксации фотовозбужденных носителей ($\tau_p \sim 10^{-13}$ с).

Рассмотрение проводится в рамках многозонной модели электронного энергетического спектра кристалла. Для определенности рассматриваются схемы с одной валентной зоной и четырьмя зонами проводимости, причем отсутствуют однофотонные резонансы для межзонных переходов, по крайней мере, в тех областях зоны Бриллюэна, где может иметь место значимая заселенность электронных состояний. С учетом известных зонных схем реальных широкозонных материалов актуальна модель, в которой между зонами проводимости может идти каскад из двух двухфотонных переходов и одного трехфотонного перехода.

В случае, когда до начала импульса лазерного излучения свободные носители отсутствуют, их первоначальное количество возникает за счет прямых n -фотонных переходов ($n = 4 - 6$) между верхней валентной зоной v и нижней зоной проводимости c . Затем могут развиваться следующие процессы.

I) Электроны в зоне c набирают кинетическую энергию за счет каскада внутризонных однофотонных переходов либо за счет многофотонных внутризонных переходов. Затем «горячие» электроны отдают часть своей кинетической энергии для рождения электрон-дырочных пар (ЭДП, дырка в зоне v , а электрон в зоне c) с одновременным поглощением $n - 1$, $n - 2$ или $n - 3$ фотонов^{1,2,6,7}. Эффективность данного механизма ограничена очень малыми сечениями внутризонных переходов при $\hbar\omega \sim 1$ эВ, короткими временами внутризонной релаксации, а также конечной шириной нижней зоны проводимости.

II) Электрон, поглощая два или три фотона, переходит из нижней зоны проводимости c в следующую зону проводимости c_1 . Затем, переходя в нижнюю зону c , он может передать высвободившуюся энергию рождающейся с помощью $n - 1$, $n - 2$ или $n - 3$ фотонов для рождения ЭДП. В этом случае может иметь место эффект многофотонной лавины³⁻⁵.

В) Электрон из зоны c_1 может подняться еще выше в зону c_2 . После этого он, переходя в зону c , может участвовать в рождении ЭДП одним или двумя фотонами, передавая ей еще большую энергию.

III) Электрон из зоны c_2 может, поглотив 2 или 3 фотона, перейти в верхнюю из рассматриваемых зон – c_3 . Электрон в зоне c_3 обладает достаточной энергией для того, что породить ЭДП без участия фотонов за счет обычной ударной ионизации. Вероятность соответствующего элементарного акта, естественно, выше, чем у сложных процессов высоких порядков, которые включаются в случаях механизмов I–III. В то же время, вероятности двух- и трехфотонных переходов между зонами проводимости достаточно велики так, что заселенности электронных состояний при столь высоких интенсивностях излучения не очень быстро падали с увеличением номера зоны. В этом случае может произойти запуск процесса лавинной генерации пар.

В настоящей работе выполнены оценки вероятностей всех элементарных процессов, участвующих в механизмах I – III. В их числе прямые межзонные многофотонные переходы, не прямые многофотонные межзонные переходы с участием в элементарном акте одного или нескольких фотонов, межзонные переходы оже-типа. С учетом перечисленных процессов, а также процессов внутри- и межзонной релаксации носителей, а также бимолекулярной рекомбинации электрон-дырочных пар составлена система нелинейных дифференциальных уравнений для заселенностей электронов в четырех зонах проводимости и дырок в валентной зоне. Эта система была численно решена для нескольких реалистических наборов параметров зонной структуры кристалла. Показано, что в области предпробойных интенсивностей за счет механизмов II и III возможно появление одной или нескольких областей интенсивностей j , где число возбужденных носителей чрезвычайно быстро (практически скачкообразно) возрастает при небольшом увеличении j . Показано, что в зависимости от особенностей зонной структуры материала может превалировать как механизм II, так и механизм III, причем оба этих механизма приводят к значительно более высокому темпу генерации неравновесных электрон-дырочных пар, чем «обычное» поглощение.

1. Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, М.Б. Кашевник, *ЖЭТФ*, 85, 1357-1365 (1983).
2. А.М. Данишевский, Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, *ЖЭТФ*, 93, 1319-1328 (1987).
3. Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, *ЖЭТФ*, 123, 612-624 (2003).
4. Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, *ЖЭТФ*, 128, 411-421 (2005).
5. А.В. Иванов, Е.Ю. Перлин, *Опт. и спектр.*, 100, 69-74 (2006).
6. А.В. Иванов, Е.Ю. Перлин. *Опт. и спектр.*, 102, 266-272 (2007).
7. А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, Е.Ю. Перлин, Д.И. Стаселько, *Опт. и спектр.*, 103, 803-808 (2007).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ СПИНОВОГО ОБМЕНА И ХЕМОИОНИЗАЦИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ

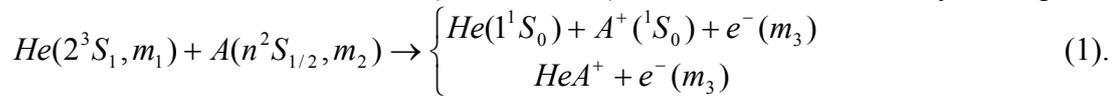
Дмитриев С.П., Доватор Н.А., Картошкин В.А., Клементьев Г.В.
Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт -
Петербург, Россия

В экспериментах по оптической ориентации метастабильных атомов гелия в присутствии атомов рубидия и цезия впервые измерены константы скорости спинового обмена. Установлено, что для интервала температур $T = (293 \div 348)$ К константа скорости спинового обмена $C_{se} = (1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для пары рубидий-гелий и $C_{se} = (2.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для пары цезий-гелий. Одновременно была измерена константа скорости хемоионизации C_{ci} при столкновении этих же частиц, которая оказалась равной $(3.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ и $(1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ соответственно.

Исследования атомных столкновений, происходящих в щелочно-гелиевой плазме представляют интерес, как для атомной физики, так и для практических применений, например, при разработке квантовых магнитометров¹. При

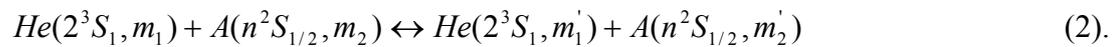
столкновении метастабильных атомов гелия со щелочными атомами, находящимися в основном состоянии, одновременно протекают два типа процессов - неупругий (хемоионизация) и упругий - (спиновый обмен). Если константа скорости первого из этих процессов в настоящее время является достаточно хорошо известной величиной как из экспериментальных ², так и из теоретических работ ^{3,4}, то константы скорости спинового обмена в столкновениях 2^3S_1 -метастабильных атомов гелия с $n^1S_{1/2}$ - щелочными атомами до сих пор были определены только теоретически ^{5,6}. Это связано с тем, что в экспериментах с поляризованными частицами, которые традиционно применяются для измерения константы скорости спинового обмена ⁷, трудно разделить два одновременно протекающих спин-зависимых процесса.

При столкновении возбужденных метастабильных атомов гелия в 2^3S_1 состоянии с атомами щелочного металла в основном $n^2S_{1/2}$ состоянии происходит ионизация щелочного атома за счет высокой внутренней энергии возбуждения метастабильных атомов гелия ($E = 19.82$ эВ). Т.е., имеет место следующая реакция:



Процесс (1) происходит со скоростью $1/\tau_{ci}$. Реакция разрешена, когда полный спин системы на входе реакции равен полному спину на выходе реакции (здесь m_i - проекция электронного спина соответствующей частицы на выделенное направление).

Вторым процессом, который протекает одновременно с хемоионизацией, является спиновый обмен:



Причем, $m_1 + m_2 = m_1' + m_2'$, при сохранении полного спина системы. Процесс (2) происходит со скоростью $1/\tau_{se}$.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие щелочных атомов с оптически поляризованными атомами гелия, находящимися в 2^3S_1 - состоянии. В зависимости от того линейно или циркулярно поляризованное излучение используется для поляризации метастабильных атомов гелия в системе зеемановских подуровней этих атомов может быть создано как выстраивание ($\langle Q_{He} \rangle$), так и ориентация ($\langle S_{He} \rangle$)

Можно показать, что скорости разрушения продольных компонент ориентации $\langle S_{He} \rangle^z$ и выстраивания $\langle Q_{He} \rangle^{zz}$ метастабильных атомов гелия зависят от столкновительных процессов типа (1) и (2) следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_{or}} = \pi \delta_{or}^z = N_A \left(\frac{1}{3} C_{ci} + \frac{1}{2} C_{se} \right) \quad (3),$$

$$\frac{1}{\tau_{or}} = \pi \delta_{or}^{al} = N_A \left(\frac{1}{3} C_{ci} + \frac{3}{2} C_{se} \right) \quad (4).$$

Здесь N_A - концентрация щелочных атомов, C_{ci} и C_{se} - константы скорости хемоионизации и спинового обмена, $\delta_{or,al}^z$ - вклад в ширину линии магнитного резонанса для продольных компонент ориентации и выстраивания атомов гелия, обусловленный процессами (1) и (2).

Как видно из (3) и (4) вклады в ширину линии магнитного резонанса для выстроенных и ориентированных атомов гелия должны отличаться друг от друга. Такое различие и позволяет определить константы скорости двух одновременно протекающих процессов.

В эксперименте использовалась стандартная установка по оптической ориентации атомов. Оптическая ориентация спиновых моментов метастабильных атомов гелия производилась циркулярно-поляризованным, а выстраивание – линейно-поляризованным светом накачки ($\lambda=1,08$ мкм), распространявшимся вдоль магнитного поля $H_z \cong 35$ мЭ, создаваемого кольцами Гельмгольца внутри магнитного экрана. При накачке циркулярно-поляризованным излучением возможно возникновение как ориентации, так и выстраивания. Относительная величина выстраивания в сигнале магнитного резонанса зависит от спектра излучения лампы и от толщины оптического слоя в камере поглощения. В нашем эксперименте эта величина не превышала 10%. Оценка величины примеси выстраивания в сигнал магнитного резонанса производилась на основании анализа формы линии сигнала магнитного резонанса метастабильных атомов гелия в соответствии с ⁸. В качестве источника накачки использовалась гелиевая капиллярная лампа, в которой возбуждался высокочастотный разряд. Заселение метастабильного состояния осуществлялось путем возбуждения вч разряда в объеме камеры поглощения, содержащей газ ⁴He ($P = 1$ Торр при $T = 300$ К) и пары щелочных атомов. Газоразрядная камера помещалась в термостат. Рабочая температура определялась с помощью терморезистора, наклеенного на камеру поглощения в наиболее холодной ее части. Изменение температуры в диапазоне 293 - 348 К позволяло изменять концентрацию атомов цезия от $1 \cdot 10^{10}$ до $7.8 \cdot 10^{11}$ см⁻³, а атомов рубидия - $1 \cdot 10^{10}$ до $7.8 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Для возбуждения магнитного резонанса в системе зеемановских подуровней ²3S₁-атомов гелия перпендикулярно магнитному полю H_z прикладывалось амплитудно-модулированное радиочастотное магнитное поле $H_1 = h \cdot \sin \Omega t \cdot \sin \omega t$, где $\Omega/2\pi = 250$ Гц, а $\omega/2\pi$ - частота радиополя была ~ 100 КГц. В эксперименте регистрировалось изменение (на частоте модуляции Ω) интенсивности света накачки, прошедшего через камеру поглощения, при сканировании частоты ω в области магнитного резонанса $\omega_0 = \gamma H_z$ ($\gamma/2\pi = 2.8$ МГц/Э – гиромангнитное отношение для метастабильного ²3S₁-состояния гелия). При малых значениях амплитуды радиополя $h \leq 0.1$ мЭ (см ⁸) форма линии магнитного резонанса (как для ориентации, так и для выстраивания атомов гелия) была близка к лоренцевой, а ширина линии магнитного резонанса зависела, в основном, от релаксационных столкновительных процессов в камере поглощения. Ширина линии определялась на уровне 0.5 от максимальной амплитуды сигнала магнитного резонанса.

Для нахождения искомой константы скорости спинового обмена в эксперименте определялось приращение ширины линии магнитного резонанса (как для ориентированных, так и выстроенных атомов гелия) $\delta f_{or,al}$ с увеличением концентрации атомов щелочного металла при нагреве камеры поглощения: $\delta f_{or,al} = \Delta f_{or,al}(T) - \Delta f_{or,al}(T_0)$, где $\Delta f_{or,al}(T_0)$ - ширина линии при $T = 300$ К ($\sim 2 \div 3$ КГц). Для построения зависимостей $\delta f_{or,al}$ от концентрации атомов A (N_A), температура пересчитывалась в значение N_A в соответствии с данными работы ⁹.

В эксперименте было проведено несколько серий измерений по определению зависимости $\delta f(N_A)$ как для ориентации, так и для выстраивания. Усреднение полученных данных проводилось как внутри каждой серии, так и по всему массиву серий.

Оказалось, что вклады в ширины линий магнитного резонанса для ориентированных (2) и выстроенных атомов (1) атомов существенно различаются. Следует заметить, что ширина линии магнитного резонанса поляризованных атомов гелия зависит также от скорости диффузии, спинового обмена с электронами и т.д. В

настоящем эксперименте изменение (с увеличением температуры) ширины линии магнитного резонанса, обусловленное этими процессами, не превышало погрешности измерений.

Действительно, из (3) и (4) следует, что:

$$\pi(\delta f_{al} - \delta f_{or}) = N_A \cdot C_{se} \quad (5).$$

Величина C_{se} , определенная из (5) составила $C_{se}^{Rb} = (1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ $C_{se}^{Cs} = (2.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (для рубидия и цезия соответственно). С учетом полученного значения C_{se} из (3) и (4) были определены также константы скорости хемоионизации $C_{ci}^{Rb} = (3.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (для рубидий-гелий) и $C_{ci}^{Cs} = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (для цезий гелий).

Основная погрешность в настоящих измерениях была обусловлена ошибкой, связанной с определением концентрации щелочных атомов.

В заключение необходимо отметить, что если константа скорости спинового обмена определена в настоящей работе впервые, то константа скорости хемоионизации без учета статистического множителя (1/3) уже определялась ранее ($C_{ci}^{Rb} = (1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ и $C_{ci}^{Cs} = (0.45 \pm 0.2) \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$)². Как видно из приведенных результатов наблюдается удовлетворительное соответствие результатов.

1. Е.В. Блинов, Б.И. Гинзбург, Р.А. Житников, *ЖТФ*, **54**, №, 287-291, (1984).
2. С.Е. Johnson, С.А. Tipton, Р.С. Robinson, *J. Phys. B.*, **11**, №5, 927-835, (1978).
3. Kimura M., Lane N.F., *Phys. Rev. A.*, **41**, №11, 2633-2639, (1990).
4. Scheibner K.F., Cohen J.S, Martin R.L., Lane N.F., *Phys. Rev. A.*, **36**, №6, 2633-2670 (1978).
5. В.А. Картошкин, Г.В. Клементьев, *Оптика и спектр.*, **102**, №3, 360-363, (2007).
6. В.А. Картошкин, *Письма в ЖТФ*, **33**, №24, 32-37, (2007).
7. W. Harper, *Ann. Phys. (Paris)*, **10**, №10, 645-667, (1985).
8. В.А. Картошкин, Г.В. Клементьев, В.Д. Мельников, *Оптика и спектр.*, 1988, **65**, №4, 792-796, (1988).
9. Несмеянов А.Н., *Давление пара химических элементов.*, Москва. Изд. АН СССР, с.396, (1961).

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЫСТРАИВАНИЯ АТОМОВ ИЗ ИХ ОРИЕНТАЦИИ ЗА СЧЁТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СО СВЕТОМ НАКАЧКИ И/ИЛИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Доватор Н.А., Окуневич А.И.

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

В эксперименте с оптической накачкой атомов Cs был обнаружен эффект сильного изменения формы линии магнитного резонанса выстраивания при изменении поляризации света накачки с линейной на циркулярную. Форма линии становилась похожей на форму линии ориентации. В контрольном опыте с атомами $^4\text{He}(2^3\text{S}_1)$ такого эффекта не наблюдалось. Анализ и расчёт показали, что у атомов Cs эффект вызывается возникновением выстраивания из ориентации за счёт неэквидистантности расщепления зеемановских подуровней магнитным полем и за счёт поглощения циркулярно поляризованного (ЦП) света накачки

ориентированными атомами. У атомов ${}^4\text{He}(2^1\text{S}_1)$ неэквидистантность расщепления отсутствует, а выстраивания возникает главным образом за счёт поглощения света неполяризованными атомами и поэтому эффект отсутствует.

В эксперименте осуществлялась оптическая накачка атомов ${}^{133}\text{Cs}(6^2\text{S}_{1/2})$ светом D_1 -линии, распространяющимся вдоль магнитного поля H_0 . Магнитный резонанс возбуждался радиочастотным (РЧ) полем H_1 , осциллирующим с частотой f . С помощью линейно поляризованного (ЛП) пробного луча света, распространявшегося перпендикулярно полю H_0 , регистрировался модуль $|D^{2f}|$ поперечной компоненты выстраивания, осциллирующей с частотой $2f$. В эксперименте мы регистрировали также компоненту поперечной ориентации $|M^f|$, осциллирующую с частотой f . При этом поляризация пробного луча была циркулярной.

Оказалось, что при изменении поляризации света накачки с линейной на циркулярную обычная¹ трёхмаксимумная линия сигнала выстраивания $|D^{2f}|$ заменяется двухмаксимумной линией, похожей на линию сигнала ориентации $|M^f|$.

Теория¹ предсказывает, что при слабом свете накачки форма сигналов выстраивания не должна зависеть от поляризации света накачки, однако обнаруженный нами эффект наблюдался как при сильном, так и при слабом (уменьшенном в 10 раз) свете накачки.

В аналогичном опыте с атомами ${}^4\text{He}(2^3\text{S}_1)$ как при ЛП, так и при ЦП накачке наблюдался обычный трёхмаксимумный сигнал выстраивания, что совпадало с предсказанием теории¹.

Похожесть формы сигналов $|D_{\text{ЦП}}^{2f}|$ и $|M_{\text{ЦП}}^f|$ позволяет сделать вывод, что выстраивание в Cs возникает из ориентации.

Известны два механизма взаимосвязи поляризационных моментов разной чётности, таких как выстраивание и ориентация.

1) Взаимодействие с магнитным полем H_0 , разрывающим связь электронного и ядерного моментов щелочного атома. Это взаимодействие приводит к неэквидистантному расщеплению зеемановских подуровней щелочных атомов².

2) Поглощение поляризованного света поляризованными атомами³.

Оба эти механизма могут приводить к возникновению выстраивания из ориентации.

Так H_0 -взаимодействие приводит к образованию поперечной компоненты φ_2^2 выстраивания при ЦП накачке по следующей цепочке превращений:

$$P_{10} \rightarrow \varphi_0^1 \xrightarrow{H_1} \varphi_1^1 \xrightarrow{H_0} \varphi_1^2 \xrightarrow{H_1} \varphi_2^2. \quad (1)$$

Здесь P_{10} – генератор ориентации (он характеризует вероятность поглощения ЦП света неполяризованными атомами) создаёт продольную ориентацию φ_0^1 . Затем поле H_1 превращает её в поперечную ориентацию φ_1^1 . Далее поле H_0 превращает φ_1^1 в компоненту поперечного выстраивания φ_1^2 , осциллирующую с частотой f . И наконец, поле H_1 преобразует φ_1^2 в компоненту поперечного выстраивания φ_2^2 , регистрировавшуюся в эксперименте. Заметим, что образование φ_2^2 по цепочке (1) является эффектом, линейным по интенсивности J света накачки, и поэтому может проявляться при слабой накачке.

По такой же цепочке происходит образование φ_2^2 за счёт поглощения ЦП света накачки ориентированными атомами. В этом случае роль поля H_0 в (1) играет свет

накачки. При этом возникновение φ_2^2 является эффектом квадратичным по J и может, следовательно, проявляться лишь при сильной накачке.

Новый способ возникновения выстраивания можно сравнить с обычным способом, в котором выстраивание получается за счёт поглощения света неполяризованными атомами:

$$P_{20} \xrightarrow{H_1} \varphi_0^2 \xrightarrow{H_1} \varphi_1^2 \xrightarrow{H_1} \varphi_2^2. \quad (2)$$

Такая цепочка приводит к обычной 3-х максимумной кривой для $|\varphi_2^2|$, наблюдавшейся при ЛП накачке. В отличие от неё цепочка (1) показывает образование φ_2^2 из поперечной ориентации φ_1^1 . Это и приводит к наблюдавшейся в эксперименте с атомами Cs (при ЦП накачке) похожести двухмаксимумных резонансных кривых для модуля этих величин. Вклад же цепочки (2) оказывается мал, так как известно³, что при накачке щелочных атомов светом D₁ линии эффективность генерации выстраивания мала ($P_{20}/P_{10} \ll 1$).

Что касается атомов He, то у них поперечное выстраивание образуется по обычной цепочке (2), так как величина генератора выстраивания P_{20} для этих атомов сравнима по величине с генератором ориентации P_{10} , а вклад цепочки (1) со световым взаимодействием мал из-за того что это взаимодействие квадратично по интенсивности J света накачки.

Решение⁴ системы кинетических уравнений для ПМ атомов Cs и He с учётом названных механизмов возникновения выстраивания позволило получить хорошее согласие с экспериментом.

1. Дьяконов М.И., *ЖЭТФ*, **47**, вып. 6, 2213 (1964).
2. Auzinsh M., Ferber R., *Optical Polarization of Molecules*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.
3. Happer W., *Rev. Mod. Phys.*, **44**, N2, 169 (1972).
4. Доватор Н.Н., Окуневич А.И., *Оптика и спектроскопия*, **102**, №4, 548-552; №5, 725-745 (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКИ МЕТОДАМИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ

Леонтьев А.В., Сафиуллин Г.М., Никифоров В. Г., Лобков В.С.,
Самарцев В.В., Салихов К.М.

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КНЦ РАН,
Казань, Россия

Проведены исследования быстропротекающих релаксационных процессов при комнатной температуре и температуре жидкого азота полимерной пленки с красителем методами нелинейной спектроскопии. В ходе экспериментов по изучению поведения наведенной решетки, первичного и стимулированного фотонного эха определены соответствующие характерные времена релаксации. Зарегистрированы спектры сигналов дифракции и фотонного эха, которые показывают наличие сдвига спектра сигнала в зависимости от длины волны возбуждения.

В последнее время активно исследуются возможность построения оптических вычислительных устройств и оптической памяти, основанных, на временном и частотном разделении хранимой и обрабатываемой информации в веществах с неоднородным уширением^{1,2}. Введенные таким образом дополнительные степени свободы к чисто пространственному разделению в перспективе позволяют резко увеличить плотность хранения и скорость обработки информации. В работе² демонстрируется экспериментальная реализация отдельных вычислительных операций на основе фотонного эха. Эксперименты были поставлены при температуре жидкого азота, в качестве рабочей среды использована пленка поливинилбутираля (ПВБ), допированная молекулами фталоцианина.

В нашей работе исследуется возможность переноса реализации операций эхо-процессинга в область комнатных температур.

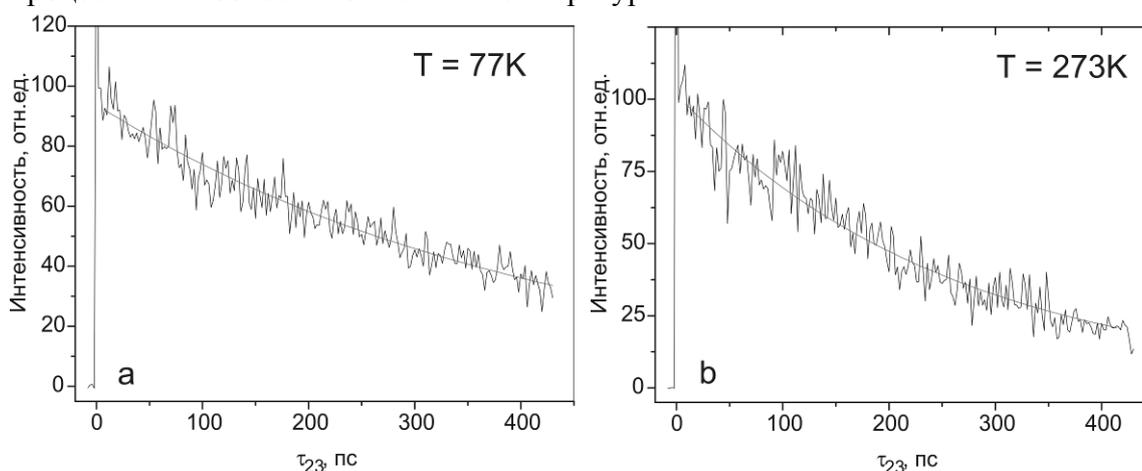


Рис.1. Зависимость интенсивности сигнала СФФЭ от задержки третьего возбуждающего импульса τ_{23} , значение интервала между первым и вторым импульсами $\tau_{12} = 192$ фс.

Зарегистрирован спад сигнала первичного фемтосекундного фотонного эха (ПФФЭ) при температуре комнаты $T = 273K$ и температуре жидкого азота $T = 77K$. Характерные времена спада сравнимы по величине с длительностью лазерных импульсов $t = 60$ фс.

Полученные кривые спада сигнала стимулированного фотонного эха (СФФЭ) (рис.1) показывают, что характерное время относительно слабо зависит от температуры. Так, при $T = 77K$, оно составило 650пс, а при $T = 273K$ – 420пс.

При возбуждении различных участков линии поглощения (760нм — 790 нм), максимумы спектров сигналов фотонного эха сдвигаются относительно максимума спектра возбуждающих импульсов в сторону максимума поглощения ($\lambda_{max} = 780$ нм) (см. рис. 2).

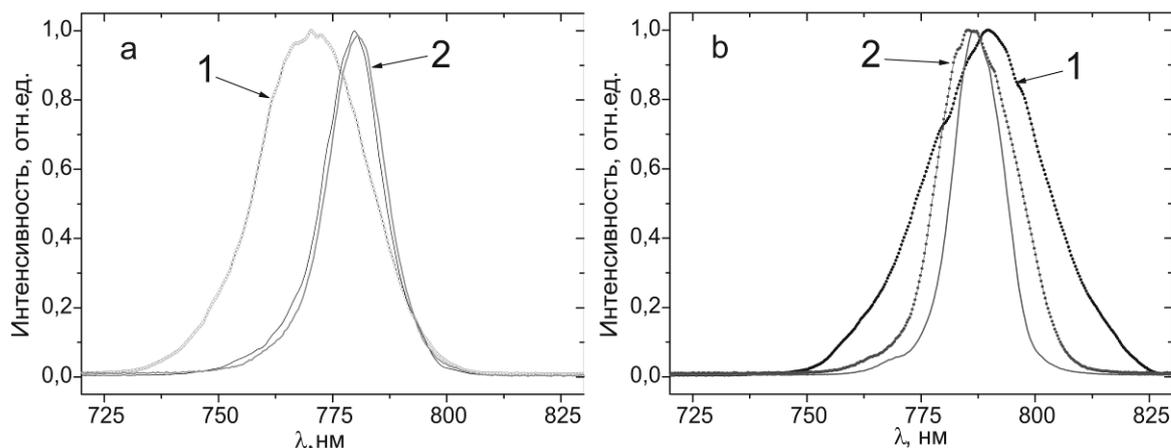


Рис.2. Спектры сигналов возбуждающих импульсов (1) и сигналов дифракции, ПФФЭ и СФФЭ (2) при возбуждении на $\lambda_{\max} = 765$ нм (а) и на $\lambda_{\max} = 790$ нм (б).

Полученные результаты свидетельствуют о возможности использования исследованного типа материалов для реализации операций эхо-процессинга при комнатной температуре.

Данные экспериментальные исследования были поддержаны грантом Президента РФ «Ведущие научные школы» (НШ-4531.2008.2), Программами Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты», грантами РФФИ (№ 05-02-16003; № 06-02-16491; № 04-02-81009-Бел2004 и № 07-02-00883). Авторы благодарны проф. А.К. Ребане (США) за исследуемый образец.

1. Э.А.Манькин, В.В.Самарцев, *Оптическая эхо-спектроскопия*, Наука, Москва (1984).
2. А.К.Rebane, М.Drobizhev, С.Sigel, W.Ross, J.Gallus, O.Ollikainen, *Journal of Luminescence*, **83-84**, 325-333, (1999).

КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Елютин С.О., Маймистов А.И.

Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

Рассмотрено преломление и отражение электромагнитного предельно короткого импульса на границе раздела двух диэлектриков, на которой расположена тонкая пленка метаматериала. Оптические свойства пленки описываются на основе модели двух сортов осцилляторов, один из которых отвечает линейному отклику на магнитное поле импульса, другой отвечает нелинейному отклику на электрическое поле. Численный анализ показывает возможность возникновения осцилляторного электромагнитного эхо в неоднородном ансамбле метаатомов. Наблюдаемые когерентные эффекты могут быть использованы для исследования оптических свойств плёнок метаматериалов. В качестве примера нелинейного эффекта рассмотрена пространственно-временная динамика оптических импульсов накачки и второй гармоники в левой

объёмной среде с квадратичным нелинейным откликом. Линейные свойства среды характеризуются отрицательным показателем преломления для волны накачки и положительным показателем преломления для волны второй гармоники. В этом случае групповые скорости волновых пакетов фундаментальной частоты и гармоники направлены противоположно. Численно исследованы переходные процессы формирования уединённых волн и их взаимодействия, а также стабильность полученных стационарных решений.

В последнее время большое внимание стали привлекать искусственные материалы (метаматериалы), которые в современной зарубежной научной литературе называются "left-handed material" (LHM). Эти среды обладают отрицательным показателем преломления, когда диэлектрическая и магнитная проницаемости одновременно отрицательны в некотором частотном диапазоне. Особенно важно, что электромагнитная волна в такой среде имеет волновой вектор направленный антипараллельно вектору Пойнтинга.

Свойство «левости» метаматериала особенно отчётливо проявляется в двух ситуациях. Во-первых, это поведение электромагнитной волны на границе раздела LHM и обычной «правой» среды, что является практически важным, т.к. тонкие плёнки из LHM открывают новые возможности в создании фотонных кристаллов с необычными свойствами. Во-вторых, это взаимодействие двух волн с частотами несущих, попадающими в спектральные области, где коэффициент преломления имеет разный знак. Эта разница в знаках есть следствие того, как реализуется свойство левости среды с использованием одновременного резонанса электрической и магнитной компонент поля с металлическими наноструктурами, внедрёнными в диэлектрический материал образца.

В докладе обсуждается преломление предельно коротких импульсов (ПКИ) электромагнитного излучения (пульсонов) на границе двух диэлектриков, содержащей тонкий слой метаматериала. Модель плёнки соответствует среде из периодически расположенных нанопроволочек и наноконтуров. Нелинейность плазмонных колебаний в наночастицах в диэлектрической матрице определяет нелинейность тонкой плёнки. Магнитные свойства плёнки определяются линейными наноконтурами. Разброс параметров наночастиц и наноконтуров ведёт к неоднородному уширению линии резонансного поглощения метаматериала и возможности формирования эхо. Система нормализованных уравнений модели для падающего, преломлённого и прошедшего поля выглядит следующим образом:

$$e_{tr}(t) = F_0 e_{in}(t) - g \frac{\partial}{\partial \tau} (\langle q \rangle_d + \langle m \rangle_T), \quad e_{ref}(t) = R_0 e_{in}(t) - g \frac{\partial}{\partial \tau} (\langle q \rangle_d - n_{12} \langle m \rangle_T)$$

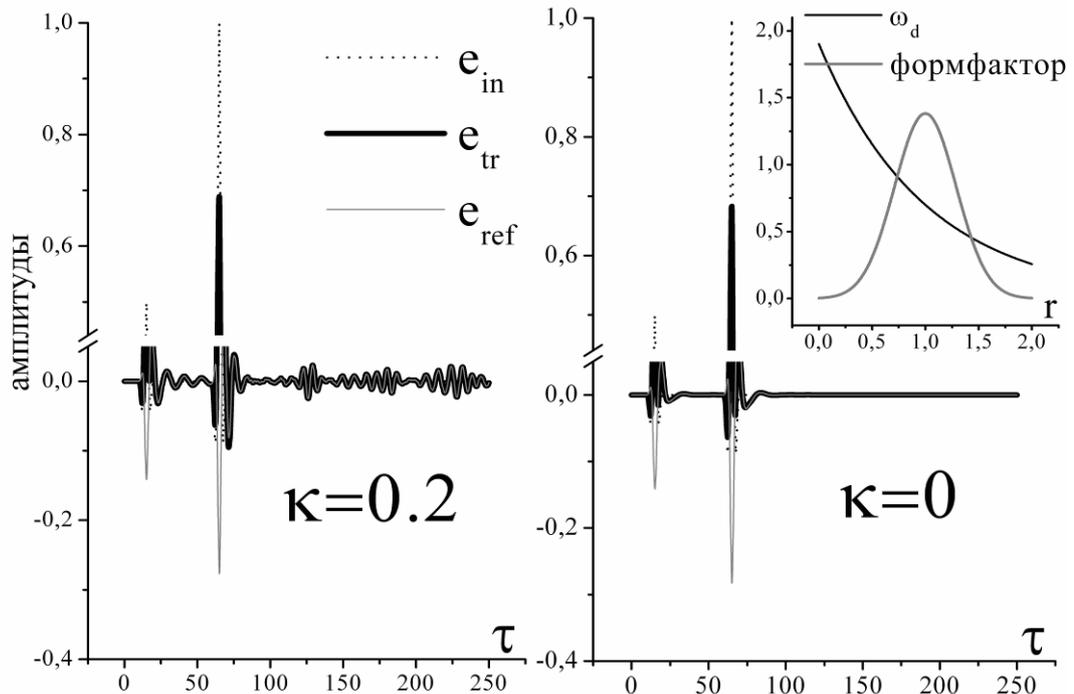
$$\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} + \omega_d^2(r)q + \gamma_e \frac{\partial q}{\partial \tau} + \kappa q^3 = \frac{1}{2} (e_{tr} + e_{in} + e_{ref}),$$

$$\frac{\partial^2 m}{\partial \tau^2} + \omega_T^2(r)m + \gamma_m \frac{\partial m}{\partial \tau} = -\frac{\beta_m n_1^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \{ n_{12} e_{tr} + e_{in} - e_{ref} \},$$

где q и m нормированные объёмные поляризация и намагниченность материала плёнки, Частоты размерного квантования для осцилляторов $\omega_d(r)$ и контуров $\omega_T(r)$ являются функциями от их нормированного размера r , g - константа связи, уголки скобки $\langle \rangle_d$, $\langle \rangle_T$ обозначают соответственно усреднение по частотам

размерного квантования для ансамблей наночастиц и наноконуров. Смысл остальных величин ясен из вида уравнений.

Изменяя частоту несущей пульсона ω_0 , можно перемещать ПКИ из спектральной области, в которой метаматериал характеризуется положительным показателем преломления, в область отрицательного преломления. Это позволяет сравнивать оптические свойства среды на частотах, где среда проявляет либо положительное, либо отрицательное преломление.



Численное моделирование показало, что в этой модели возможно возникновение осцилляторного эхо в форме эквидистантной цепочки сигналов в моменты после двукратного возбуждения нелинейной системы ПКИ (рис. левая панель). Наблюдаемые сигналы эхо-откликов имеют ту же природу, что и известное осцилляторное (плазменное) эхо, так как и в нашем случае оно формировалось ансамблем нелинейных электрических (плазмонных) осцилляторов. Магнитные осцилляторы дают дополнительный вклад в генерируемые сигналы и приводят к его усилению при выполнении резонансных условий.

Графики на рисунке показывают, что эффект осцилляторного эха полностью исчезает, если параметр нелинейности κ положить равным нулю (правая панель). В правом углу рисунка показаны форм-фактор неоднородно уширенного ансамбля метаатомов и зависимость нормированной частоты размерного квантования ω_d от r – нормированного размера метаатомов (наночастиц, наноконуров, нанопроволочек).

Далее в докладе обсуждается распространения плоских волн двух параметрически связанных импульсов накачки и соответствующей второй гармоники в объемной ЛНМ с квадратичным нелинейным откликом. Особый интерес к параметрическим процессам в этой среде вызван тем, что линейные оптические свойства метаматериала характеризуются показателем преломления, который может быть отрицательным на частоте основной волны и положительным

на частоте гармоники. В этом случае групповые скорости волновых пакетов накачки и гармоники направлены противоположно.

В докладе мы представляем численное моделирование переходных процессов генерации второй гармоники в метаматериале с дисперсией групповых скоростей и различными волновыми свойствами в разных диапазонах частот. В случае малой интенсивности взаимодействующих волн на фоне дисперсионного расплывания развивается эффект разбегания импульса накачки и импульса гармоники из-за разницы их групповых скоростей. Достаточно мощные импульсы способны сформировать уединённый двухчастотный волновой пакет, распространяющийся в определённом направлении как целое. Численно исследовались переходные процессы формирования уединённых импульсов гармоники при возбуждении левой среды импульсом накачки. Моделирование модуляционного возмущения уединённой волны и конденсатного решения выявило границы возникновения неустойчивости по отношению к амплитуде и частоте модуляции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 06-02-16406

ТРЕХВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Янукович Т. П.

Белорусский Государственный Университет,
Минск, 220114, а/я 477, Беларусь, e-mail: yanukovixh@tut.by

Рассматривается рассеяние Бриллюэна в оптоволокне для создания распределенных сенсоров температуры и деформации. Модель строится на основании взаимодействия волны лазера накачки, волны Стокса, акустической волны. Рассматриваются малые изменения акустической волны. Проведено численное моделирование измерений в сенсоре.

В связи с развитием оптоволоконных сенсорных систем для измерения различных физических параметров, в частности, температуры и деформации, 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). Данная работа посвящена математической модели метода АБОЧД измерения температуры и деформации в оптическом волокне.

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 и деформации.

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 температуры и давления в оптоволоконном сенсоре. При проведении численного моделирования на базе трехволновой модели рассеяния Бриллюэна рассматривалось одномодовое волокно длиной 1000 м. Рассмотрены две области (длиной 1,5 и 20 м) повышенной температуры (78⁰С) по сравнению с ненагретым волокном, температура которого составляет 26⁰С, и две деформированные области (длиной 3 и 50 м, $\varepsilon = 0.1\%$). Зависимость импульсного отклика от координаты позволяет определить положение и длину нагретых и деформированных участков. Полученные результаты позволяют оценить пределы изменения получаемых характеристик и оценить точность метода измерений.

ПРОЯВЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ В ЛИНЕЙНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ

Агишев И. Н., Толстик А. Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Определены условия и установлен механизм проявления нелинейностей высших порядков в окрашенных линейно-поглощающих жидкостях, связанный с нелинейностью термооптического коэффициента и зависимостью от температуры плотности и теплоемкости растворителя. На его основе по схеме невырожденного по частоте шестиволнового смешения реализована запись квадратичных динамических голограмм с дифракционной эффективностью 20%.

Как известно, переход к нелинейностям высших порядков и использование схем многоволнового смешения позволяют существенно расширить возможности интерференционно-голографических методов обработки когерентных оптических сигналов и изображений. Однако область практического применения многоволнового смешения, как правило, ограничена невысокими значениями таких нелинейностей и, соответственно, низкой эффективностью параметрического энергообмена между световыми пучками. В настоящей работе предложен и проанализирован механизм повышения эффективности преобразования световых полей динамическими голограммами в линейно-поглощающих жидкостях по схеме частотно невырожденного шестиволнового смешения.

Для описания процесса дифракции на тепловых динамических решетках в условиях линейного поглощения в работе предлагается использовать разложение функциональной зависимости показателя преломления от температуры в ряд Тейлора по производным различного порядка, а также учитывать зависимость от температуры теплоемкости и плотности используемой органической жидкости. В этом случае тепловое изменение показателя преломления можно представить в виде:

$$\Delta n = (\partial n / \partial T) \Delta T + \frac{1}{2} (\partial^2 n / \partial T^2)_{\text{эфф}} (\Delta T)^2 + \dots, \quad (1)$$

где $\partial n / \partial T$, $\partial^2 n / \partial T^2$ – термооптические коэффициенты первого и второго порядка, $\Delta T = kI\tau / C_\rho$ – изменение температуры, k – коэффициент поглощения, I – интенсивность, τ – длительность импульса, C_ρ – теплоёмкость единицы объема. В выражении (1) введен эффективный термооптический коэффициент второго порядка, учитывающий зависимость теплоёмкости и плотности среды от температуры:

$$\left(\partial^2 n / \partial T^2\right)_{\text{эфф}} = \partial^2 n / \partial T^2 - \left(\partial C_\rho / \partial T\right) \left(\partial n / \partial T\right) C_\rho^{-1}. \quad (2)$$

Первое слагаемое выражения (1) описывает кубическую нелинейность

$$\chi^{(3)} = \frac{cn_0^2 k \tau}{16\pi^2 C_\rho} \left(\partial n / \partial T\right), \quad (3)$$

которая определяет эффективность четырехволнового взаимодействия, в то время как второе слагаемое отвечает квадратичной зависимости показателя преломления от интенсивности и однозначно связано с нелинейностью пятого порядка и шестиволновым смешением:

$$\chi^{(5)} = \frac{c^2 n_0^3 k^2 \tau^2}{256\pi^3 C_\rho^2} \left(\partial^2 n / \partial T^2\right)_{\text{эфф}}, \quad (4)$$

Экспериментально, проявление нелинейности пятого порядка в линейно-поглощающих жидкостях подтверждено с использованием схемы невырожденного по частоте шестиволнового смешения, позволяющей реализовать обращение волнового фронта с одновременным удвоением частоты сигнальной волны (рис. 1). Запись динамической голограммы осуществлялась на основной частоте генерации лазера на иттрий-алюминиевом гранате ($\lambda = 1064$ нм), а считывание – на частоте второй гармоники ($\lambda = 532$ нм). Для спектрального разделения пучков использовался спектроделитель 2. Зеркала 5 и 6 и линзы 10 формировали опорную E_1 и сигнальную E_5 волны, записывающие динамическую решетку в нелинейной среде 8 при диаметре пучков 650 мкм. Интенсивность волн изменялась с помощью светофильтров 9. С целью синхронизации времени прихода записывающих голограмму лазерных импульсов использовалась линия задержки 12. Считывающая волна E_2 направлялась навстречу записывающим голограмму волнам с помощью зеркала 4, линза 11 создавала в среде перетяжку диаметром порядка 350 мкм. Для измерения эффективности взаимодействия использовалась система регистрации 13, 14. В качестве нелинейной среды был выбран этанольный раствор хлорида меди, характеризующийся высокой тепловой нелинейностью. Его преимущество связано также с высоким поглощением в ближней ИК области спектра по сравнению с видимым диапазоном (коэффициенты поглощения на длинах волн 1064 и 532 нм отличаются более чем на порядок).

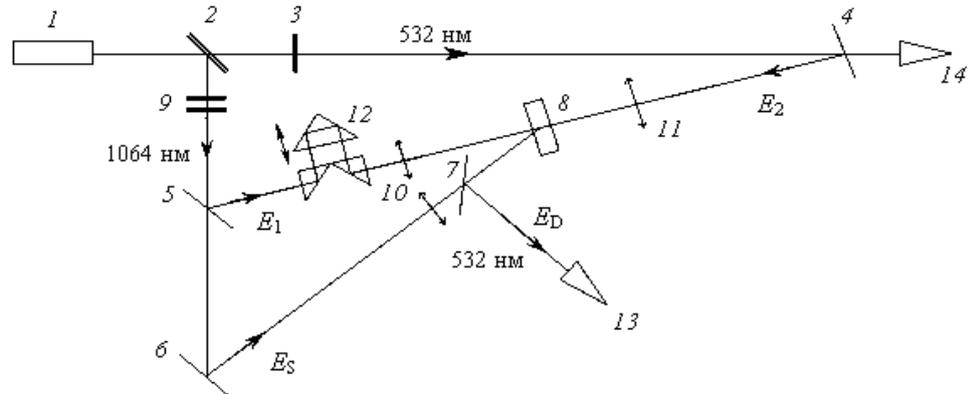


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер на алюмоиттриевом гранате, 2 – спектроделитель, 3, 9 – светофильтры, 4 – 7 – зеркала, 8 – нелинейная среда, 10, 11 – линзы, 12 – оптическая линия задержки, 13, 14 – системы регистрации

Эффективность шестиволнового смешения характеризуем дифракционной эффективностью записанной динамической голограммы $\xi = I_D / I_2$. Зависимость ξ от интенсивности записывающих голограмму волн $I = I_1 = I_S$ при оптической толщине среды $kL = 2,7$ представлена на рис. 2. Видно, что при небольших значениях дифракционной эффективности она пропорциональна четвертой степени интенсивности (сплошная линия). Отклонения наблюдаются при значениях ξ выше 10 %. Максимально достигнутая дифракционная эффективность составила 20 %.

Динамику формирования дифракционных решеток в объеме среды можно проследить на рис.3, где представлены осциллограммы взаимодействующих импульсов и рассчитанная по ним зависимость дифракционной эффективности $\xi = I_D / I_2$ от времени. Видно, что решетка формируется с задержкой порядка 5 нс, отвечающей времени пробега звуковой волной половины периода динамической решетки.

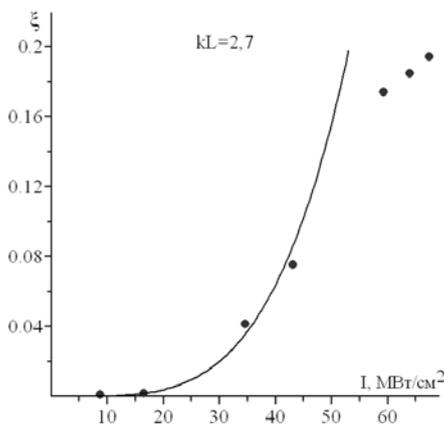


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности ξ от интенсивности записывающих волн $I_1 = I_S = I$

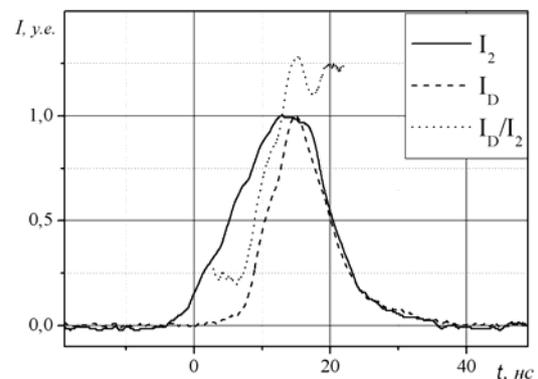


Рис. 3. Осциллограммы взаимодействующих импульсов и рассчитанная дифракционная эффективность

Адекватность предложенного подхода подтверждена сопоставлением полученных экспериментальных данных с теоретическими расчетами. В частности, результаты эксперимента позволили оценить эффективный термооптический

коэффициент второго порядка $(\partial^2 n / \partial T^2)_{\text{эфф}} \approx 10^{-6} \text{ K}^{-2}$. В то же время, использование формулы Лоренц – Лоренца позволяет найти термооптический коэффициент второго порядка $\partial^2 n / \partial T^2 \approx -10^{-7} \text{ K}^{-2}$, а из табличных данных следуют значения теплоемкости единицы объема этанола $C_p = 1,92 \text{ Дж/К см}^3$, ее производной $\partial C_p / \partial T \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/К}^2 \text{ см}^3$ и термооптического коэффициента $\partial n / \partial T = -4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. В итоге из известных данных следует оценка эффективного термооптического коэффициента второго порядка $(\partial^2 n / \partial T^2)_{\text{эфф}} = \partial^2 n / \partial T^2 - (\partial C_p / \partial T)(\partial n / \partial T)C_p^{-1}$ близкая к полученной экспериментально.

**ВСТРЕЧНОЕ ДВУХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В
КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ В
УСЛОВИЯХ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛЬНОГО ПУЧКА**
Колегов А.А., Шандаров С.М., Буримов Н.И., Быков В.И., Петров В.М.*,
Каргин Ю.Ф.**

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия

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

**Институт металлургии и материаловедения РАН, Москва, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования и теоретического анализа двухволнового взаимодействия световых волн на отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при наличии фазовой модуляции сигнального пучка. Отражательные динамические голограммы формировались за счет диффузионного механизма перераспределения заряда при круговой поляризации волны накачки.

Двухволновое взаимодействие световых волн в фоторефрактивных кристаллах является основой для реализации различных устройств оптической обработки информации¹. Динамический характер фоторефрактивных голограмм, формирующихся при взаимодействии световых пучков, позволяет осуществить адаптивную обработку нестационарных картин светового поля в оптических датчиках². Встречное двухволновое взаимодействие в кристаллах класса силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$), при котором за счет диффузионного механизма формируются эффективные отражательные голограммы в отсутствие приложенных к ним внешних электрических полей³, является привлекательным для таких приложений⁴.

В настоящем сообщении представлены результаты исследования встречного взаимодействия сильной циркулярно-поляризованной волны накачки со слабой

фазово-модулированной сигнальной волной в кубических фоторефрактивных кристаллах, имеющих различную ориентацию относительно кристаллографических осей.

Теоретический анализ встречного взаимодействия проводился в приближении неистошимой волны накачки с правой круговой поляризацией, с использованием известного подхода³. В присутствии фазовой модуляции сигнального пучка на входной грани кристалла ($x = 0$) взаимодействие на формируемой динамической решетке приводит к амплитудной модуляции его интенсивности. В общем случае, когда сигнальная волна имеет произвольную поляризацию, при синусоидальной фазовой модуляции, интенсивность этой волны после взаимодействия на отражательной решетке на выходной грани кристалла ($x = -d$) имеет вид

$$I_S(-d, t) \sim M^{(0)}(-d) + M^{(1)}(-d) \sin \Omega t + M^{(2)}(-d) \cos 2\Omega t + \dots, \quad (1)$$

где $M^{(n)}$ – относительные амплитуды гармоник, которые зависят от ориентации образца относительно кристаллографических осей.

Для сигнальной волны с левой круговой поляризацией в образцах среза (111) относительные амплитуды гармоник могут быть получены в виде:

$$M^{(0)} = 1 - J_0^2(\varphi_m) \left\{ 1 - \exp \left[(\Gamma'_E - \Gamma'_a) d \right] \right\}, \quad (2)$$

$$M^{(1)} = -4 J_0(\varphi_m) J_1(\varphi_m) \exp \left[\frac{\Gamma'_E - \Gamma'_a}{2} d \right] \sin \left[\frac{\Gamma''_E - \Gamma''_a}{2} d \right], \quad (3)$$

$$M^{(2)} = 4 J_0(\varphi_m) J_2(\varphi_m) \left\{ \exp \left[\frac{\Gamma'_E - \Gamma'_a}{2} d \right] \cos \left[\frac{\Gamma''_E - \Gamma''_a}{2} d \right] - 1 \right\}, \quad (4)$$

где $J_n(\varphi_m)$ – функция Бесселя n -го порядка от амплитуды фазовой модуляции φ_m , а коэффициенты $\Gamma_E = \Gamma'_E + i\Gamma''_E$ и $\Gamma_a = \Gamma'_a + i\Gamma''_a$ учитывают возможный пространственный сдвиг фазовой и амплитудной составляющих отражательной решетки относительно интерференционной картины и характеризуют вклады во встречное взаимодействие внутримодовых процессов (без изменения собственного показателя преломления). Соотношения (2)-(4) могут использоваться также для образцов среза (110), однако в этом случае $\Gamma_E = 0$ и внутримодовые процессы взаимодействия возможны только на амплитудной решетке³.

Для образцов с ориентацией (100), где вклад во встречное взаимодействие фазовой решетки максимален и обусловлен межмодовым взаимодействием³, характеризуемым коэффициентом Γ_I , её амплитудной составляющей можно пренебречь. В этом приближении, при линейной поляризации сигнальной волны в плоскости, составляющей угол θ_{s0} с кристаллографическим направлением [010] при $x = 0$, относительные амплитуды гармоник определяются как

$$M^{(0)} = 1 + J_0^2(\varphi_m) \frac{\Gamma_I}{2\rho} \sin(\rho d) \left[\sin(\rho d - 2\theta_{s0}) + \frac{\Gamma_I}{4\rho} \sin(\rho d) \right], \quad (5)$$

$$M^{(1)} = J_0(\varphi_m) J_1(\varphi_m) \frac{\Gamma_I}{\rho} \sin(\rho d) \cos(\rho d - 2\theta_{s0}), \quad (6)$$

$$M^{(2)} = J_0(\varphi_m) J_2(\varphi_m) \frac{\Gamma_I}{\rho} \sin(\rho d) \sin(\rho d - 2\theta_{s0}), \quad (7)$$

где ρ – удельное оптическое вращение кристалла.

Как следует из уравнения (3), для реализации модуляции интенсивности сигнального пучка на частоте первой гармоники (линейного режима фазовой демодуляции⁴) в кристалле среза (111) хотя бы один из коэффициентов, Γ_E или Γ_L , должен иметь отличную от нуля мнимую часть. В кристаллах среза (100), в соответствии с соотношениями (6) и (7), переход от квадратичного режима фазовой демодуляции (регистрация модуляции интенсивности на частоте второй гармоники) к линейному осуществляется изменением входной поляризации сигнального пучка.

Экспериментальные исследования поведения относительных амплитуд гармоник $M^{(0)}$, $M^{(1)}$ и $M^{(2)}$ при различной поляризации сигнального пучка проводились на кристаллах силиката и титаната висмута срезов (111), (110) и (100) для лазерного излучения с длиной волны 532 нм. Фазовая модуляция сигнального пучка осуществлялась на частоте 1.15 кГц с помощью его отражения от колеблющегося зеркала⁴. Экспериментальные зависимости от амплитуды его колебаний для относительных амплитуд первой и второй гармоник, наблюдаемых при некоторых значениях поляризационного угла θ_{S0} в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\text{:Fe, Cu}$ среза (100), имеющего толщину $d = 1.15$ мм и удельное оптическое вращение $\rho = 9$ град/мм, представлены точками на рис. 1. Расчетные кривые на этом рисунке соответствуют значению коэффициента связи $\Gamma_I = 12 \text{ см}^{-1}$.

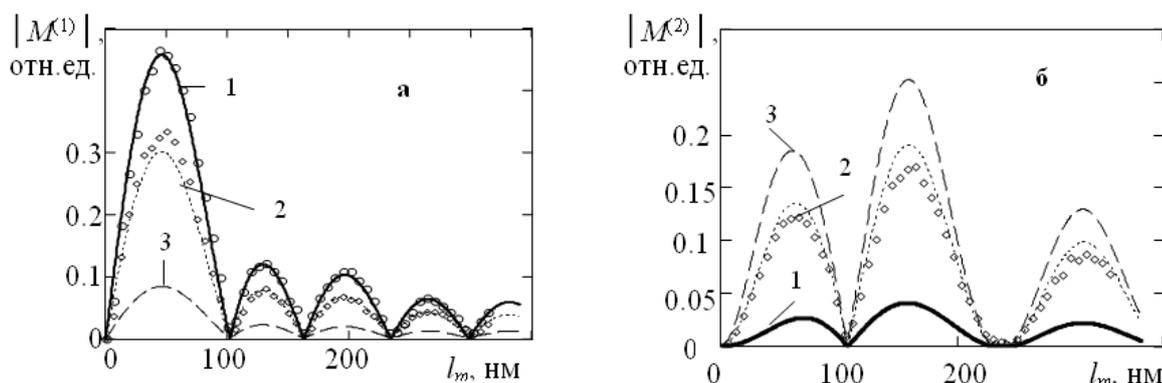


Рис. 1. Зависимости от амплитуды колебаний отражателя для относительной амплитуды первой (а) и второй (б) гармоник в спектре модуляции интенсивности сигнального пучка в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}\text{:Fe, Cu}$ среза (100). Значения входного поляризационного угла θ_{S0} : 0° (1), 30° (2), 45° (3). Кружки и ромбы – эксперимент, кривые – расчет.

Таким образом, проведенные исследования двухволнового взаимодействия света на отражательных голограммах в кристаллах класса силленитов в условиях фазовой модуляции сигнального пучка показали, что экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами теоретического анализа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-99023-р_офи) и программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)”.

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко, Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. С.-Пб.: Наука, 320 с.,(1992).
2. А.А. Kamshilin, Т. Jaaskelainen, Ю.Н. Kulchin, *Appl. Phys. Lett.*, 73, 705 – 707, (1998).
3. А.М. Плесовских, С.М. Шандаров, А.Г. Мартьянов, и др. *Квантовая электроника*, 35, С. 163, (2005).
4. Р.В. Ромашко, С.М. Шандаров, Ю.Н. Кульчин, и др. *Изв. РАН. Серия физич.*, 69, №8, С. 1143, (2005).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФФУЗОРА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ФОККЕРА-ПЛАНКА

Дмитриев А.В., Иванов А.В.*

Физический факультет Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва,
Россия

Диффузоры являются важным элементом систем подсветки различных устройств (дисплеев, рекламных панелей и т.д.), и моделирование и оптимизация их оптических характеристик представляет важную задачу. В данной работе для моделирования прохождения излучения через диффузор используется уравнение переноса излучения в приближении Фоккера-Планка (уравнение переноса с диффузионным членом в пространстве направлений распространения излучения), коэффициенты уравнения вычисляются на основе теории Ми. Уравнение решается численно, методом стохастического аналога, и в результате расчетов восстанавливается пространственное и угловое распределение прошедшего излучения на поверхности диффузора. Результаты могут быть использованы для определения оптимальных технологических параметров диффузора.

Диффузор, как правило, состоит из одного или нескольких прозрачных слоев с вкраплениями рассеивающих частиц микро- или субнаноразмеров. Если оптическая плотность частиц незначительно отличается от оптической плотности содержащего их слоя (матрицы), а это справедливо для многих комбинаций материалов матрицы и частиц, то основную роль играет малоугловое рассеяние, и уравнение переноса излучения в диффузоре

$$\frac{1}{c_m} \frac{\partial I(t, n, r)}{\partial t} + n \nabla I(t, n, r) = \frac{1}{l_{sc}} \int \frac{d\Omega \Omega}{4\pi} x(\gamma) I(t, n', r) - \frac{1}{l_{ex}} I(t, n, r) \quad (1)$$

можно упростить с использованием приближения Фоккера-Планка¹:

$$\frac{1}{c_m} \frac{\partial I}{\partial t} + n \nabla_r I + \left(\frac{1}{l_{ex}} - \frac{1}{l_{sc}} \right) I = - \frac{D}{l_{sc}} \nabla_n \cdot ([n \times [n \times \nabla_n]] I), \quad D = \frac{1}{8} \int_0^\pi d\gamma x(\gamma) \sin^3 \gamma. \quad (2)$$

Здесь I – интенсивность света, t – время, r – пространственная координата, c_m – скорость света в среде, n и n' – единичные векторы направления распространения излучения, $x(\gamma)$ – индикатрисса рассеяния, γ – угол между n и n' , D – коэффициент диффузии в пространстве направлений распространения излучения. Параметры l_{sc} и l_{ex} – длины поглощения и экстинкции $l_{sc} = 1/(N\sigma_{sc})$, $l_{ex} = 1/(N\sigma_{ex})$, где N – концентрация частиц, σ_{sc} и σ_{ex} – сечения поглощения и экстинкции частицы.

Уравнение (2) решается внутри слоя, ограниченного плоскостями $r_z = 0$ и $r_z = L_z$. На границах слоя учитываются закон Снелла, полное внутреннее отражение и частичное отражение описываемое формулами Френеля. Установившееся решение ищется методом стохастического аналога^{2,3}. Численная схема для одной траектории имеет вид

$$r_{k+1} = r_k + hc n_k, \quad n_{k+1} = R \left(R(n_k, 2\pi\alpha_{3k}) \cdot \frac{i_k \times n_k}{|i_k \times n_k|}, 2\sqrt{-2hD \ln \alpha_{3k+1} \cos 2\pi\alpha_{3k+2}} \right) \cdot n_k,$$

где k – номер временного слоя, h – шаг по времени, i_k – орт, соответствующий минимальной компоненте вектора n_k , $\{\alpha_j\}$ – последовательность случайных чисел, равномерно распределенная в интервале $(0,1)$, $R(o, \delta)$ – матрица поворота вокруг единичного вектора o на угол δ по правилу правого винта.

Для расчёта функции распределения на поверхности диффузора в области $[-L_x, L_x] \times [-L_y, L_y]$ задается прямоугольная равномерная сетка размерами $N_x \times N_y$ ячеек. В каждой ячейке для построения угловой функции распределения используется изотропная сетка, представляющая из себя многогранник, вписанный в сферу единичного радиуса. Каждая грань представляет из себя треугольник, близкий к правильному. Основой для построения сетки служит додекаэдр, каждая грань которого разбита на пять одинаковых почти правильных треугольников (всего 60 граней). При необходимости сферическая сетка может быть измельчена до нужной степени рекурсивным дроблением каждого треугольника на четыре. Всего сферическая сетка имеет $60 \cdot 4^d$ ячеек, где d – число уровней дробления. Угловая функция распределения может быть отображена при помощи специальной программы просмотра (см. ниже) или спроецирована на плоскость с использованием преобразования $y = 1 - 2\theta/\pi$, $x = (1 - \varphi/\pi)(1 - y^2)$, где φ, θ – углы в сферической системе координат, x, y – координаты на плоскости (некоторый аналог «карты мира», см. рис. 2, 3, где видно прошедшее и отраженное от нижней поверхности диффузора излучение).

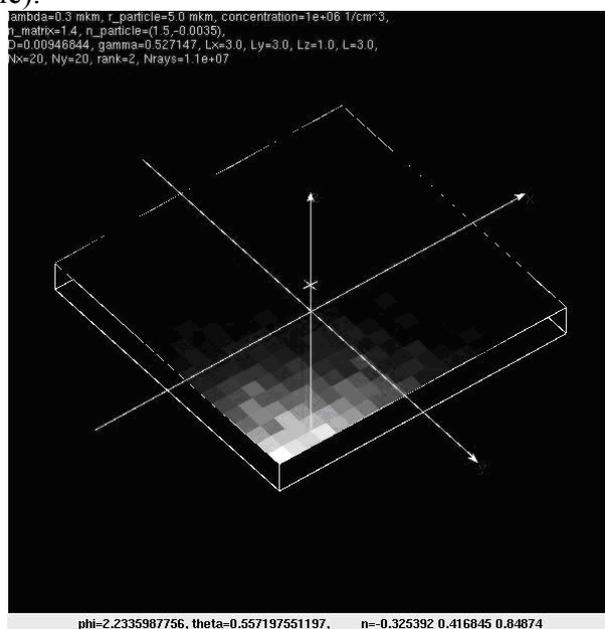


Рис. 1. Вид сверху диффузора, освещенного снизу точечным источником. Квадратики представляют собой ячейки, на которые разбита поверхность диффузора в методе стохастического аналога

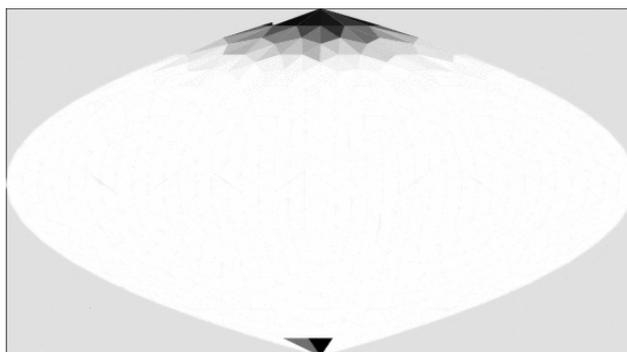


Рис. 2. Угловое распределение света в ячейке, расположенной в центре диффузора. Виден прошедший и отражённый свет

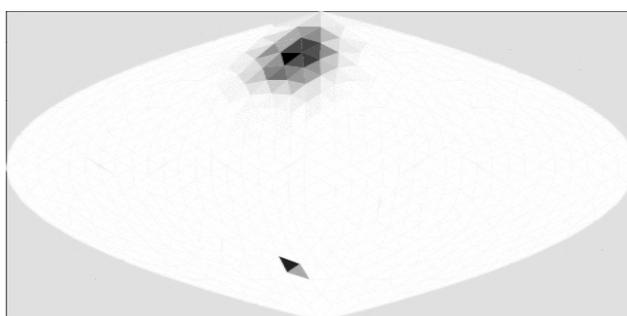


Рис. 3. Угловое распределение света в ячейке, расположенной на краю диффузора.

Численная схема решения уравнения переноса реализована в виде высокопроизводительного программного комплекса на языках C++, Python и Fortran для операционной системы Linux. Комплекс снабжен интуитивно понятным оконным пользовательским интерфейсом, обеспечивающим запуск и «клонирование» расчетов, наглядную визуализацию результатов, автоматический экспорт картинок в общепринятые графические форматы .eps и .gif. Комплекс может быть использован как для расчета оптимальных оптических и геометрических параметров диффузоров, так и для моделирования прохождения излучения через различные «мутные среды» со сложными, в том числе и шероховатыми, границами.

1. В.В. Соболев. Рассеяние излучения в атмосферах планет. М.: Наука (1972).
2. G.I. Zmievskaya. *Mat. Modelirovanie*, **8**, No11, 3-40 (1996).
3. А.В. Иванов. *Математическое моделирование*, **19**, №11, 89-104 (2007).

FAR-FIELD OPTICAL COHERENCE TOMOGRAPHY

Mazurenko Y.

St. Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Russia

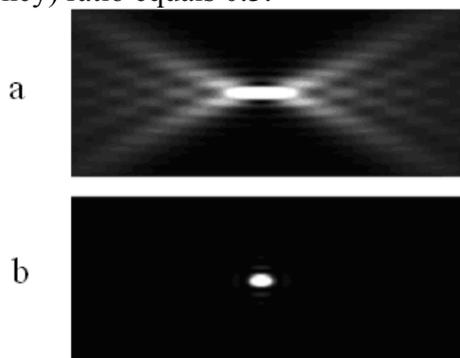
The method for producing 3-D images by coherent detection of the angular and frequency distribution of backward-scattered radiation is presented.

Optical tomography based on coherent detection in the far zone of the broadband radiation scattered by a 3-D object (Far-field OCT – FFOCT) was proposed in the paper¹. This approach is based on the coherent detection of 3-D angular-frequency distribution (AFD) of radiation scattered from an object in the backward direction. As a result, the

amplitude-and-phase 3-D distribution of wave vectors of the scattered radiation is obtained. This distribution is actually 3-D Fourier image of the object. The 3-D image of the object can be then reconstructed while using the inverse 3-D Fourier transform.

Later, basing on the work¹ the novel method of optical coherence tomography, called Fourier-Radon tomography (FRT), was proposed². This method uses well-known reconstruction of the 3-D object by projections (Radon tomography). The difference is that these projections are rather virtual and produced not with optical beams but with the use of the coherent measurements of 3-D AFD of the backward scattered radiation. The advantage of FRT, as compared with the tomography described above, is the relaxing demands for the precise object fixation during the series of subsequent interferometric measurements.

It is shown that FFOCT allows one to realise the analogue of confocal imaging as well as of typical OCT imaging. Point spread functions for the confocal (a) and OCT (b) regimes of FFOCT are shown in the figure below. Incident and scattered light propagate horizontally. Monochromatic and broadband radiations are used in figs. a, and b correspondingly. The numerical aperture for scattered light detection equals 0.57. In fig. b, bandwidth-to-(central frequency) ratio equals 0.3.



The proposed approach can be applied in THz-wave imaging.

Y.T.Mazurenko, *Opt. Spectrosc.*, **68**, 464-467, (1990).

Y.T.Mazurenko, S.E.Putilin, in: *Proceedings of the International Workshop on Low-coherence Interferometry, Spectroscopy and Optical Coherence Tomography, St. Petersburg, Russia 16-17 October 2002*, pp. 3-12, IFMO Technical University, St. Petersburg, 2002.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В СРЕДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПРЕЛОМЛЕНИЕМ

Маймистов А.И., Габитов И.Р. **, Казанцева Е.В. ***

Московский Инженерно Физический Институт, Москва, Россия

* Институт Теоретической Физики имени Л.Д. Ландау, Москва, Россия,

** Department of Mathematics, University of Arizona, Tucson, USA,

*** Laboratoire de Mathematiques, INSA de Rouen, Mont-Saint-Aignan cedex, France

Теоретически рассмотрено распространение импульсов основной волны и ее второй (третьей) гармоники в квадратично (кубично) нелинейной среде при условии, что линейные свойства среды характеризуются отрицательным показателем преломления на частоте накачки и

положительным показателем преломления на частотах гармоник. Показано, что при достаточной мощности накачки возможно образование уединенной двухчастотной волны, распространяющейся в определенном направлении как одно целое – солитона.

В последнее время развитие нанотехнологии привело к созданию материалов, которые обладают необычными оптическими свойствами. Среди таких материалов особое внимание уделяется средам, которые в современной зарубежной научной литературе называются "left-handed material" (ЛНМ). Оптические свойства этих среды могут характеризоваться отрицательным показателем преломления, подразумевая при этом то, что вещественные части диэлектрической и магнитной проницаемости одновременно отрицательны в некотором частотном диапазоне. Электромагнитные свойства этих материалов обсуждались достаточно давно, задолго до их появления. Особенно важно, что волновой вектор электромагнитной волны в такой среде направлен антипараллельно вектору Пойнтинга. Существование таких сред было экспериментально продемонстрировано сначала в микроволновом диапазоне. Имеются экспериментальные свидетельства существования сред с отрицательным преломлением в инфракрасном диапазоне (0,7 мкм). Эффективный отрицательный показатель преломления может быть получен в фотонных кристаллах. С другой стороны, чередование слоев ЛНМ-материала со слоями обычных диэлектриков, приводит к новым типам фотонных кристаллов. Результаты исследований и анализ возможного применения сред с отрицательным преломлением суммированы в обзорах¹⁻³.

Необычные свойства ЛНМ проявляются в первую очередь при прохождении волной границы раздела между такой средой и обычным диэлектриком. С другой стороны, показатель преломления для одной и той же среды может быть положительным в одной спектральной области и отрицательным в другой. Таким образом, особенности ЛНМ следует ожидать при взаимодействии волновых пакетов, несущие частоты которых лежат в различных спектральных областях, в которых показатель преломления имеет различные знаки. Генерация второй гармоники (ГВГ) явилось первым примером, в котором отрицательное преломление привело к совершенно иной картине пространственного распределения интенсивностей взаимодействующих волн^{4,5}. Квадратично нелинейная среда действует как брэгговское зеркало, то есть, излучение гармоники происходит навстречу волне основной частоты (накачке).

Аналогичная картина возникает при взаимодействии трех волн в квадратично нелинейной среде и при генерации третьей гармоники в кубично нелинейной среде с отрицательным преломлением^{6,7}. При достаточно мощной накачке возможно образование уединенных двухчастотных или трехчастотных волн, распространяющихся в определенном направлении как одно целое. Здесь рассмотрено распространение таких связанных состояний волны накачки и ее (второй или третьей) гармоник в среде, показатель преломления которой отрицателен на частоте накачки и положителен на частоте гармоники. Найдены частные решения системы связанных уравнений, описывающих эволюцию этих волн. Эти решения являются аналогами известных солитонов и кноидальных волн в обычной нелинейной среде.

1. J.B. Pendry, *Contemporary Physics* **45**, 191-202 (2004).
2. S. A. Ramakrishna, *Rep.Prog.Phys.* **68**, 449–521 (2005)

3. N.M. Litchinitser, I. R. Gabitov, A. I. Maimistov, V. M. Shalaev, *Progress in Optics*, ed. E. Wolf, v **51**, 1-68 (2008)
4. I.V. Shadrivov, A.A. Zharov, Yu.S. Kivshar, *J.Opt.Soc.Amer. B.* **23**, 529-534 (2006).
5. K. Popov, V.V. Slabko, V. M. Shalaev, *Laser Phys. Lett.* **3**, 293 (2006)
6. А.И. Маймистов, И.Р. Габитов, Е.В. Казанцева, *Оптика и спектроскопия* **102**, 99–107 (2007).
7. A. I. Maimistov, I. R. Gabitov, *Eur. Phys. J. Special Topics* **147**, 265–286 (2007).

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ С АКТИВНЫМИ СТЕНКАМИ

Рыжов И.В., Зайцев А.И., Васильев Н.А.

РГПУ им. А.И.Герцена, Санкт-Петербург, Россия

В полуклассическом приближении исследованы резонансные и нерезонансные оптические эффекты, возникающие в двухслойной среде, населенной трехуровневыми атомами с Λ -схемой оптических переходов.

Тонкие структуры лежат в основе оптики слоистых сред. Самой простой слоистой системой можно считать двухслойную среду, которая является базовым элементом для исследования многослойных структур¹. Взаимодействие электромагнитного поля с двухслойными средами в оптическом диапазоне основано на резонансных и нерезонансных явлениях, происходящих между оптически активными слоями. В основе этих процессов лежит задержка оптического сигнала, передающегося от слоя к слою².

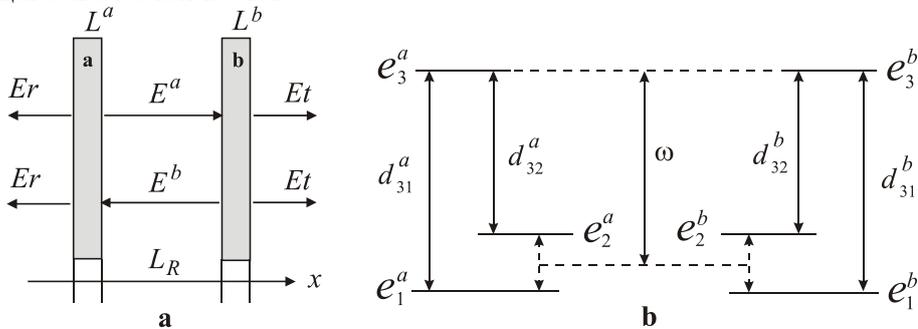


Рис.1. (а) - расположение активных слоев, где $E^{\{a,b\}}$ - поля СИ слоев **a** и **b**, символ $\{a,b\}$ означает принадлежность соответствующему слою; E^r , E^t - поля вышедшие из исследуемой двухслойной системы слева и справа, соответственно. **(б)** - схема оптических переходов, где $\omega_{nm}^{\{a,b\}}$, $d_{nm}^{\{a,b\}}$ - частоты и дипольные моменты переходов между соответствующими энергетическими состояниями $e_m^{\{a,b\}} - e_n^{\{a,b\}} = \hbar\omega_{nm}^{\{a,b\}}$, указаны стрелками, где $n, m = 1, 2, 3$

Двухслойная среда образует резонатор для поля сверхизлучения (СИ), генерируемого самими слоями. Рассмотрим условия резонанса и нерезонанса двухслойной среды, населенной трехуровневыми атомами³ с Λ -схемой оптических переходов (рис.1). Будем считать, что атомы в слоях распределены однородно и изотропно, имеют два оптических перехода квазирезонансных частоте ω моды резонатора. Предположим, что спектр СИ и величина дублетного расщепления $\omega_{21}^{\{a,b\}}$ не перекрывают зазора между его модами, поэтому воспользуемся одномодовым

приближением. Задачу будем рассматривать в полуклассическом приближении⁴. Взаимодействие атомов с электромагнитным полем будем исследовать в электродипольном приближении. При этом источником макроскопического электрического поля в уравнениях Максвелла выступает поляризованность атомной системы, которая, в свою очередь, выражается через одноатомную матрицу плотности. Будем считать, что ширины $L^{\{a,b\}}$ слоев много меньше длин волн $\lambda_{31}^{\{a,b\}}$, $\lambda_{32}^{\{a,b\}}$ излучающих переходов. Данное условие упрощает вид уравнений для электромагнитного поля⁴. Используя приближение медленного изменения амплитуд⁴, получим систему уравнений

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{11}^{\{a,b\}} &= E_n^{\{a,b\}} R_{13}^{\{a,b\}} + E_p^{\{a,b\}} R_{31}^{\{a,b\}}, & \dot{\rho}_{22}^{\{a,b\}} &= E_n^{\{a,b\}} R_{23}^{\{a,b\}} + E_p^{\{a,b\}} R_{32}^{\{a,b\}}, \\
\dot{\rho}_{33}^{\{a,b\}} &= -E_n^{\{a,b\}} (R_{13}^{\{a,b\}} + R_{23}^{\{a,b\}}) - E_p^{\{a,b\}} (R_{31}^{\{a,b\}} + R_{32}^{\{a,b\}}), \\
\dot{\rho}_{21}^{\{a,b\}} &= -i\sigma_{21}\rho_{21}^{\{a,b\}} + E_n^{\{a,b\}} R_{23}^{\{a,b\}} + E_p^{\{a,b\}} R_{31}^{\{a,b\}}, \\
\dot{R}_{31}^{\{a,b\}} &= -i\Delta_{31}R_{31}^{\{a,b\}} + E_n^{\{a,b\}} [\rho_{33}^{\{a,b\}} - \rho_{11}^{\{a,b\}} - \rho_{21}^{\{a,b\}}], \\
\dot{R}_{32}^{\{a,b\}} &= -i\Delta_{32}R_{32}^{\{a,b\}} + E_n^{\{a,b\}} [\rho_{33}^{\{a,b\}} - \rho_{22}^{\{a,b\}} - \rho_{12}^{\{a,b\}}], \\
E_n^{\{a,b\}} &= (1 - i\delta) [R_{31}^{\{a,b\}} + R_{32}^{\{a,b\}}] + [R_{31}^{\{b,a\}} + R_{32}^{\{b,a\}}] e^{i\varphi}, \\
Er &= R_{31}^a + R_{32}^a + [R_{31}^b + R_{32}^b] e^{i\varphi}, & Et &= R_{31}^b + R_{32}^b + [R_{31}^a + R_{32}^a] e^{i\varphi},
\end{aligned} \tag{1}$$

где точками обозначены производные по безразмерному времени $\tau = t / \tau_R$, $\tau_R = \hbar c (2\pi L N_R \omega d^2)^{-1}$ характерная единица времени СИ; $\Delta_{nm} = (\omega_{nm} - \omega) \tau_R$ - отстройки от резонанса; $\sigma_{21} = \omega_{21} \tau_R$ - расщепление нижнего дублета; $\delta = \lambda (3\pi L_R)^{-1}$ - константа локального поля ($\lambda = 2\pi c / \omega$); $\varphi = 2\pi L_R \lambda^{-1}$ - фазовый множитель, отвечающий за резонансные явления; $E_n^{\{a,b\}} = -idE_n^{\{a,b\}} \tau_R \hbar^{-1}$ - безразмерные амплитуды действующих полей (им комплексно сопряженные $E_p^{\{a,b\}}$); $R_{nm}^{\{a,b\}}$ - амплитуды высокочастотных когерентностей; $\rho_{21}^{\{a,b\}}$, $\rho_{nn}^{\{a,b\}}$ - низкочастотная когерентность и населенности энергетических уровней.

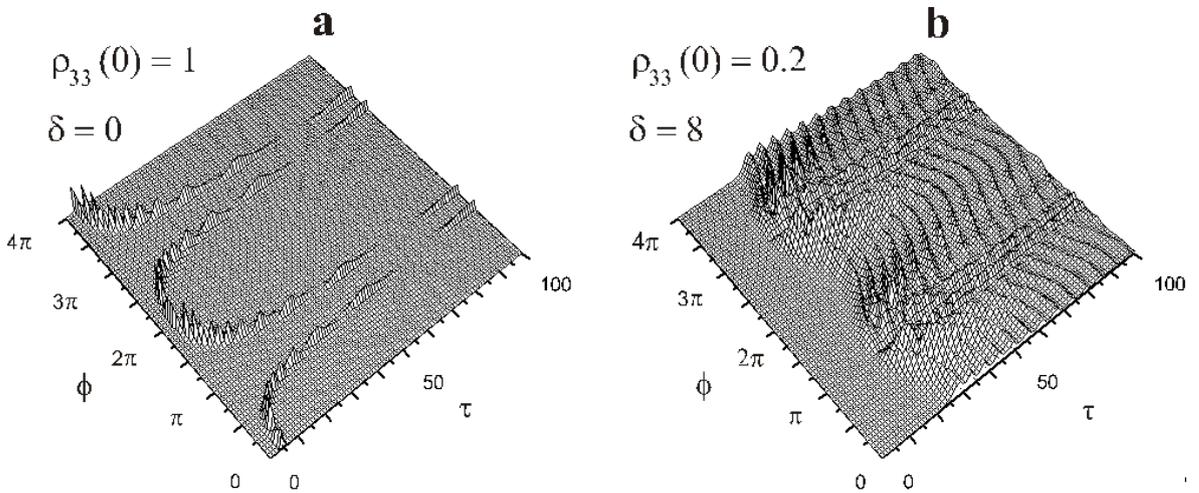


Рис.2. Кинетика амплитуды поля $|Er| = |Et| = |E|$, вышедшего из образца, в зависимости от расстояния между слоями φ при разной величине константы локального поля δ . Значения: расщепления нижнего дублета $\sigma_{21} = 1$, высокочастотных и низкочастотных

когерентностей, а также населенности второго уровня, $R_{31}^{\{a,b\}}(0) = R_{32}^{\{a,b\}}(0) = R_0 = 10^{-8}$, $\rho_{21}^{\{a,b\}}(0) = 0$, $\rho_{22}^{\{a,b\}}(0) = 0$. Безразмерное время τ задано в единицах τ_R^{-1} .

Будем считать, что начальное состояние слоев одинаково (симметричное состояние). На рис.2 представлена кинетика поля СИ, вышедшего из двухслойной системы, при разных начальных значениях населенностей третьего уровня $\rho_{33}^{\{a,b\}}(0)$ и константы локального поля δ (указаны на рис.2), в зависимости от параметра φ , характеризующего расстояние между слоями.

Интересным является случай, когда в начальный момент времени среда, населяющая слои, полностью инвертирована (рис.2а). С увеличением параметра φ изменяется время задержки t_d импульса СИ, при этом прослеживается строгая асимптотическая зависимость. Выделим две характерные области в $|E(\varphi, \tau)|$: первая область $\Phi_1 \in [0, \pi)$ характеризуется увеличением времени задержки и длительности импульса СИ от $t_d = \tau_{\min}$ (при $\varphi_{t0} = 0$) до $t_d = \infty$; вторая область $\Phi_2 \in (\pi, 2\pi]$ характеризуется уменьшением времени задержки и длительности импульса СИ от $t_d = \infty$ до $t_d = \tau_{\min}$ (при $\varphi_{t1} = 2\pi$). Асимптота $\varphi_{s1}(\tau) = \pi$ задает ось симметрии кинетики поля СИ относительно параметра φ и область Φ_3 , в которой поле СИ равно нулю (не существует). Следовательно, поля, генерируемые слоями, находятся в точном резонансе при условии, когда $\varphi_{rk} = 2k\pi$, и вне резонанса, когда $\varphi_{sk} = (2k+1)\pi$, $k = 0, 1, 2, \dots$. В этом случае можно получить аналитические закономерности для линейной стадии процесса СИ

$$R_{3+}^{\{a,b\}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(R_{31}^{\{a,b\}} + R_{32}^{\{a,b\}}) = \sqrt{2}R_0 e^{w(\eta-i\chi)\tau}, \quad R_{3-}^{\{a,b\}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(R_{31}^{\{a,b\}} - R_{32}^{\{a,b\}}) = \frac{\sqrt{2}R_0}{w(\eta-i\chi)\tau} e^{w(\eta-i\chi)\tau},$$

$$|E| = 2R_0 \sqrt{2\eta} e^{w\eta\tau}, \quad t_d = \frac{\ln(2R_0 \sqrt{2\eta})}{w\eta}, \quad (2)$$

$$\eta = 1 + \cos(\varphi), \quad \chi = \delta - \sin(\varphi), \quad w = 2\rho_{33}^{\{a,b\}}(0) - \rho_{22}^{\{a,b\}}(0) - \rho_{11}^{\{a,b\}}(0).$$

Неполное заселение верхнего уровня (см. рис.2b) и изменение величины константы локального поля δ в сторону роста может привести к существенному изменению характера поля СИ, выходящего из образца. Как известно⁴, увеличение константы локального поля пропорционально влияет на уширение спектра импульса СИ. При этом в импульсе СИ появляются пульсации, связанные с комбинационными эффектами, проходящими в активном веществе исследуемого образца, при условии расщепления нижнего дублета $\sigma_{21} \neq 0$. В результате происходит нелинейная перекачка населенности с первого уровня на второй через третий уровень. Интересным является тот факт, что при увеличении δ асимптоты нерезонансности всегда сохраняют свое неизменное положение $\varphi_{sk} = (2k+1)\pi$, а точки полного резонанса могут существенно смещаться, сильно искажая области Φ_k . При неполном начальном заселении третьего уровня и приближении к асимптотам φ_{sk} при условии $\delta \neq 0$ наблюдается хаотическое поведение импульса СИ.

1. Yu.A.Logvin, A.M.Samson, *Opt. Commun.*, **96**, 107-112, (1992).
2. P.V.Paulau, N.A.Loiko, *Phys. Rev. A*, **72**, 013819(1-8), (2005).
3. G.G.Grigoryan, Yu.V.Orlov, A.Yu.Shashkov, T.G.Yukina, N.V.Znamenskiy, *Las. Phys.*, **17**, №3, 511, 2007.
4. А.И.Зайцев, И.В.Рыжов, *Опт. и спектр.*, **89**, №4, 655-665, (2000).

АНАЛИЗ ВОЗНИКАЮЩИХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК В БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ, ОБЛУЧАЕМОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

Сетейкин А.Ю.*, Красников И.В.*, Foth H.-J.**

* Амурский государственный университет, Благовещенск, Россия

** Kaiserslautern Technical University, Kaiserslautern, Germany

Проведена серия экспериментов по установлению тепловой реакции куриной кожи на облучение лазерным излучением в инфракрасном диапазоне в разных режимах. Проведено сравнение полученных данных с результатами математического моделирования.

В настоящее время проводится множество исследований в области медицины и биофизики, с целью описать процессы, возникающие в биологической ткани, при воздействии на нее лазерного излучения различного спектрального диапазона. Множество исследований проводятся с целью изучить подобные процессы в коже^{1,2}.

В данной работе в качестве образца для экспериментов выбрана куриная кожа, так как ее свойства схожи со свойствами кожи других животных, в том числе со свойствами кожи человека. Возникающие тепловые процессы при воздействии лазерного излучения до сих пор являются недостаточно изученными. Целью работы было проведение ряда экспериментов, для установления зависимостей возникающих тепловых полей от типа лазерного излучения и сравнение полученных данных с разработанной математической моделью.

Объект исследования – охлажденная до 15 °С куриная кожа, толщиной ~1 мм. Куриная кожа помещалась на стеклянную подложку комнатной температуры. Камера (infracam ТМ) фиксировала возникающее температурное поле, а также показывает максимальную температуру на поверхности ткани.

Для исследования тепловой реакции биологической ткани на многофотонное воздействие лазерного излучения применялся CO₂ лазер (Sharplan), излучающий в инфракрасном (ИК) диапазоне на длине волны $\lambda=10,6$ мкм. На этой длине волны поглощение света тканью должно превалировать, благодаря большому содержанию воды, которая, как показывают исследования, практически полностью поглощает излучение. В результате ожидается минимальное распределение излучения в ткани и резкое нагревание на поверхности.

Для исследования возникающих тепловых нагрузок при воздействии на кожу низкоинтенсивным лазерным излучением в ближнем ИК спектре использовался полупроводниковый лазер (Dilas), излучающий на длине волны $\lambda=810$ нм. На этой длине волны наблюдается многократное рассеивание света, причем процессы рассеивания преобладают над процессами поглощения. Ожидается хорошее распределение света в объеме ткани и менее жесткое тепловое воздействие, по сравнению с CO₂ лазером.

Полученные результаты сравнивались с результатами модельного эксперимента. Моделирование методом Монте-Карло распространения фотонов предлагает удобный и достаточно мощный подход для рассмотрения распространения фотонов в мутных средах. Этот метод моделирует "случайный ход" фотонов в среде, которая обладает поглощением и рассеиванием. Метод основан на наборе законов, которые управляют движением фотона в ткани.

Когда произведены расчеты для достаточно большого числа пакетов фотонов, вычисляется реакция среды. Затем, по заданному профилю падающего пучка вычисляется распределение освещенности внутри среды, а также распределение прошедшего и отраженного излучения³. Вычисленное таким образом распределение полной освещенности в среде преобразуется в распределение поглощенной мощности:

$$Q(r) = \mu_a(r)U(r)$$

Распределение поглощенной мощности $Q(r)$ определяет функцию источников тепла, фигурирующую в правой части уравнения теплопроводности.

Проведенные модельные расчеты выполнены с целью изучить воздействие лазерного излучения на сильно рассеивающую и поглощающую свет среду. Моделирование производилось в два этапа. Оптическая часть задачи решалась методом Монте-Карло, основанным на использовании функций Грина отклика среды на единичное внешнее воздействие. Затем температурное поле рассчитывалось с помощью метода конечных элементов.

Результаты моделирования позволяют наглядно представить распределение полной освещенности и температуры в биоматериале и хорошо согласуются с экспериментальными данными, а так же другими работами в этой сфере¹⁻³.

Анализ температурных полей в многослойных биоматериалах позволяет определить ожидаемые границы областей некротизации биотканей и, следовательно, определить мощность лазерных источников, пригодных для достижения желаемого терапевтического эффекта.

Работа проведена при поддержке совместной программы Министерства образования РФ и Германской службы академических обменов (DAAD) «Михаил Ломоносов»

1. Сетейкин А.Ю., Красников И.В., Vogel N. *Моделирование температурных полей с учетом распространения света в биоткани, Изв. ВУЗов. Приборостроение. Т.50, №9, 24-28, (2007).*
2. Астафьева Л.Г., Гаде Р., Шмидт В.Д. и др. *Моделирование нагрева биологической ткани, содержащей кровеносные сосуды, лазерным излучением и клинические испытания, Геометрическая и прикладная оптика. Опт. и спектр. Т.100, №5, 855-863, (2006).*
3. Jacques S., Wang L. *Monte Carlo Modeling of Light Transport in Tissue, Optical-thermal response of laser-irradiated tissue, New York: Plenum Press. V.12, 301-357, (1995).*

ПРИМЕНЕНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ

Павлов М.С., Сетейкин А.Ю.

Амурский государственный университет, г. Благовещенск, Россия

e-mail: sizerf@mail.ru

Цель работы: Построение модели распространения света в биологической ткани.

Задачи работы: Построение модели, реализация полученной модели средствами MatLab, анализ полученных результатов, сравнение их с экспериментальными данными.

Метод Монте-Карло является одним из численных методов применимых в различных областях жизни. Этот метод строится на стохастической модели, в которой ожидаемая величина некоторой случайной переменной или набора переменных является эквивалентной физической величине. При этом он довольно прост в реализации, гибок и дает результаты с нужной точностью за приемлемое время. Данный метод применим в биологической оптике для моделирования распространения света в биологических тканях. Ткань рассматривается как оптически неоднородная среда, но считается, что её можно разбить на подобласти в пределах которых характеристики можно считать постоянными.

В модели фотон рассматривается как нейтральная частица. Вместо рассмотрения каждого фотона в отдельности вводится понятие пакета фотонов, объединение нескольких фотонов. Каждому пакету фотонов (в дальнейшем пакет) назначается статистический вес (в дальнейшем вес) первоначально равный единице. Вес описывает, какая часть фотонов находится в пакете. При каждом взаимодействии со средой часть фотонов из пакета будет поглощаться.

Движение пакета внутри подобласти описывают три величины:

- средний свободный пробег до взаимодействия со средой;
- угол рассеивания;
- азимутальный угол.

Если пакет в ходе движения натолкнется на границу разделения двух подобластей вероятность отражения, поглощения определяется формулой Френеля.

Для применения данной модели к трехмерной задаче очень важным становится выбор разбиения области на подобласти. Критериями для выбора являются:

- насколько просто определить принадлежность текущего положения пакета фотонов подобласти;
- сложность формы границы области;
- насколько точно разбиение описывает первоначальную среду.

Наиболее целесообразным является замена среды некоторой сеткой. Сетка – это некое топологическое множество точек ("вершин", "узлов"), связанных между собой "ребрами" - отрезками прямых линий таким образом, что исходная область разбивается на элементы определенной формы. При использовании в качестве элементов сетки тетраэдра задачи перехода (покидания) и нахождения пакета в внутри подобласти становятся достаточно простыми. Это дает достаточно большой выигрыш во времени вычисления.

В настоящий момент создана программная реализация предложенной модели для трехмерных случаев одного слоя и нескольких слоев простой геометрической формы. На основе данного моделирования были получены математические модели распространения света в однородной среде. Результаты, полученные теоретически, согласуются с экспериментальными данными. В дальнейшем алгоритм будет усовершенствован для произвольной геометрии рассматриваемой среды.

Секция 6 Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации

ДИСПЕРСИОННЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯТОРЫ

Родин В.Г., Стариков С.Н.

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия

Описан процесс формирования сигналов в дисперсионных голографических корреляторах. Определены требования к голографическим Фурье-фильтрам, используемым в таких корреляторах. Осуществлены оптическая запись и компьютерный синтез фильтров. Приведены экспериментальные результаты корреляционного анализа.

Оптические корреляторы составляют один из наиболее используемых классов устройств оптической обработки информации. Однако, круг решаемых задач этими корреляторами обычно ограничен обработкой бинарных или полутоновых изображений, формируемых в монохроматическом свете.

Характерной особенностью дисперсионных корреляторов является формирование световых сигналов распознавания непосредственно излучением распознаваемого объекта в реальном масштабе времени. В дисперсионных корреляторах корреляционные сигналы формируются при дисперсионном взаимодействии излучения анализируемого объекта с пространственным фильтром-памятью. Поэтому в таких корреляторах, помимо пространственных характеристик объектов информативным также является спектральный состав излучения, испускаемого или рассеиваемого объектом.

При распознавании объектов по их пространственным и спектральным характеристикам в качестве пространственных фильтров можно использовать голограммы Фурье. На голографический фурье-фильтр записывается обобщенный пространственный образ объекта, содержащий информацию, как о пространственной структуре объекта, так и о спектре излучения объекта. В качестве голографических фильтров для дисперсионных корреляторов могут быть применены как голограммы, записанные оптически, так и синтезированные на компьютере.

В работе представлена новая реализация дисперсионного коррелятора, в котором в качестве голографического фурье-фильтра используется синтезированная на компьютере голограмма. Компьютерный синтез голограмм для такого коррелятора включает этапы: 1) подготовка графического образа, содержащего информацию, как о распознаваемом объекте, так и о распознаваемом спектре; 2) вычисление фурье-преобразования от графического образа; 3) создание графического файла синтезированной голограммы.

Осуществлены синтез и вывод на физический носитель голографических фильтров. Тестовые эксперименты по корреляционному распознаванию объектов по их пространственным и спектральным характеристикам доказывают применимость данной реализации дисперсионных корреляторов к задачам распознавания излучающих объектов в реальном масштабе времени.

OPTICAL CCNOT QUANTUM GATE

Miroshnichenko G. P., Popov I. Yu., Trifanov A. I.

Saint-Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics
and Optics, Saint-Petersburg, Russia

The optical implementation of quantum CCNOT gate using quantum optical phenomena is suggested. The qubits are encoded by single photon states of polarization. CCNOT operator is obtained as composition of Hadamard operators and double controlled phase shift operator which is implemented by using of M-scheme of Zeeman split levels.

The implementation of quantum computer gate is of great interest now. It should be mentioned that using of optical scheme is the most perspective. The main problem in this way is to ensure the interaction between different photons. For this purpose we use a medium exhibiting electromagnetically induced transparency [1].

An idea of CNOT gate implementation using so called M scheme was suggested in [2, 3]. We use the analogous idea to get CCNOT gate. The main points are: the possibility of transition is related with the polarization of photon (due to magnetic splitting) and the transition occurs only if the population of the corresponding level is non-zero. Namely, the procedure is as following. Information is encoded by single photon state of circular polarization (we mark by "plus" the counter clockwise polarization, and by "minus" the clockwise one):

$$|\Psi_j\rangle = \begin{pmatrix} a_j^+ \exp(i\alpha_j^+) \\ a_j^- \exp(i\alpha_j^-) \end{pmatrix}, \quad j = \{p, c, t\},$$

where the notations are explained as follows: p corresponds to the first (probe) beam, c - to the second (controlling) and t - the third (trigger) beam. The initial three-qubit state is tensor product of three one-qubit states (i.e. it is nonentangled state). Three weak and well stabilized light beams exhibit a strong cross-Kerr effect in the five levels structure described in Fig.1.

A σ^+ polarized probe couples the excited state $|2\rangle$ to the ground $|1\rangle$ where all the atomic population is initially trapped. The second beam polarized σ^- couples the excited $|2\rangle$ with other Zeeman split ground state $|3\rangle$. State $|3\rangle$ coupled to level $|4\rangle$ by a σ^-

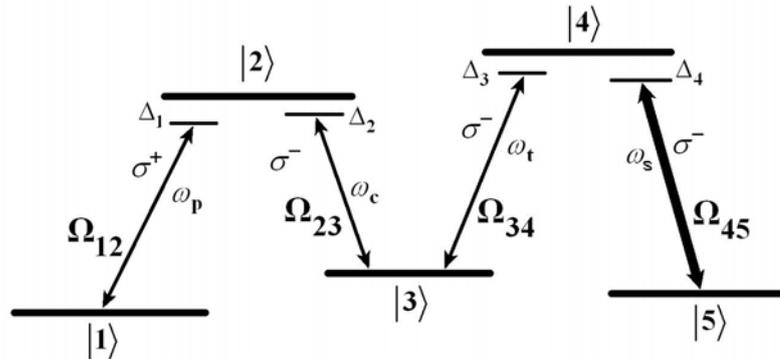


Fig.1 M-scheme

polarized trigger beam. A fourth σ^- polarized tuner beam couples level $|4\rangle$ and a third ground-state sublevel $|5\rangle$. Owing to the tuner, the trigger group velocity can be significantly slowed down similarly to what happens to the probe ones. We anticipate that in the present M scheme the group velocity mismatch can instead be reduced to zero and the cross-Kerr nonlinearity made large enough to yield cross-phase shift values of the order of π .

Phase gating is realized when only one of the eight possible probes and trigger polarization configurations exhibits a strong nonlinear cross-phase shift. When all beams are σ^- polarized, it can be seen, in fact, that for not too large detuning there is no sufficiently close excited state to which level $|1\rangle$ couples and no population in $|2\rangle$ and $|3\rangle$ to drive the relevant trigger transition. All beams only acquire the trivial vacuum phase shift. Likewise for other cases when first probe beam is σ^- polarized. In other cases when the first probe is σ^+ polarized the electrons from ground state $|1\rangle$ are driven to second level and population there begins to increase. But if the second probe beam is σ^+ polarized there is no population in $|3\rangle$ for trigger transmission. The first probe acquires the nontrivial phase shift, but for other beams we have the previous result. If both of two probe beams have proper polarizations the nonlinear phase shift between them takes place in other words there is an addition to trivial phase shift. When the trigger beam is σ^+ polarized the ground state $|3\rangle$ is populated but there is no relevant trigger transmission. At last the case when the trigger beam is σ^- polarized is more interesting for us because there is nonlinear phase shift between three of input beams. This is the strongest phase shift. Our next target is to find the parameters which ensure the greatest differences between the phase shifts.

CCNOT operator Q in natural basis has a form:

$$Q = (I \otimes I \otimes H)M(I \otimes I \otimes H), \quad M = \text{diag}\{1 - 2\delta_{i,8}\}_{i=1}^8,$$

where Q is CCNOT operator H - the one-qubit Hadamard operator and I - the identity operator. Schrodinger operator in resonance representation takes the form:

$$\tilde{H} = |1\rangle\langle 1|\Delta_1 + |2\rangle\langle 2|\Delta_2 + |3\rangle\langle 3|\Delta_3 + |4\rangle\langle 4|\Delta_4 + |5\rangle\langle 5|\Delta_5 + |1\rangle\langle 2|\Omega_{12} + |2\rangle\langle 1|\Omega_{12}^* + \\ + |2\rangle\langle 3|\Omega_{23} + |3\rangle\langle 2|\Omega_{23}^* + |3\rangle\langle 4|\Omega_{34} + |4\rangle\langle 3|\Omega_{34}^* + |4\rangle\langle 5|\Omega_{45} + |5\rangle\langle 4|\Omega_{45}^*$$

Here Ω_{ij} is the Rabi frequency. Using the perturbation theory, one obtains the values of susceptibilities for the corresponding transitions:

$$\chi_{12} = \frac{d_{12}^2}{\omega_{12}} \left(1 - \left(\frac{5\Omega_{12}^2}{2\omega_{12}^2} - \frac{\Omega_{23}^2}{\omega_{12}\omega_{13}} + \frac{\Omega_{12}\Omega_{23}}{\omega_{12}\omega_{13}} \right) \right), \quad \chi_{23} = 2 \frac{d_{23}^2\Omega_{12}^2}{\omega_{12}^2} \left(\frac{1}{\omega_{23}} + \frac{1}{\omega_{13}} \right),$$

$$\chi_{34} = d_{34}^2 \frac{|\Omega_{12}|^2 |\Omega_{23}|^2 |\Omega_{45}|^2}{\omega_{13}^2} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{|\Omega_{45}|^2 + (\lambda_4 - \Delta_4)^2} \left(\frac{1}{\omega_{32}^2\omega_{34}} - \frac{1}{\omega_{12}^2\omega_{41}} \right) + \frac{1}{|\Omega_{45}|^2 + (\lambda_5 - \Delta_4)^2} \left(\frac{1}{\omega_{32}^2\omega_{35}} - \frac{1}{\omega_{12}^2\omega_{51}} \right) \right)$$

It is shown that there exist values of parameters such that the total phase shift of the third qubit coincides with π other shifts being equal zero (fig 2 and fig 3).

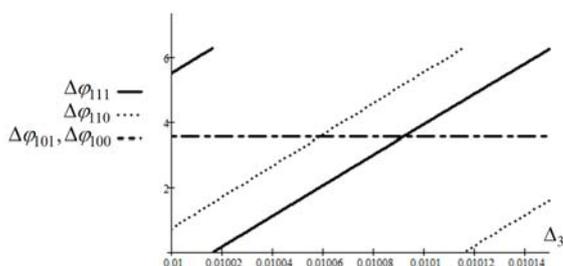


Fig. 2 The nonlinear phase shifts of polarization in different cases as functions of Δ_3 . The following parameters are used:

$$\Delta_1 = 0, \Delta_2 = -4, \Delta_4 = -1, \Delta_5 = 1, \\ d_{ij}N \approx 1, \Omega_{12} = \Omega_{23} = 0,01, \Omega_{45} = 0,1,$$

$$Lk_0^i / 2\pi \approx 2 \times 10^4$$

Thus, we have shown the possibility of optical implementation of CCNOT quantum gate by using of M-scheme of Zeeman levels.

1. M. V. Pack, R. M. Camacho, J. C. Hawell, *Phys. Rev. A*, 74, 013812, (2006).
2. C. Ottaviani, D. Vitali, M. Artoni, *Phys. Rev. A*, 90, 197902, (2003).
3. C. Ottaviani, S. Rebic, D. Vitali, *Phys. Rev. A*, 73, 010301, (2006).

ЭФФЕКТ «ЗАПИРАНИЯ» ИНФОРМАЦИИ ЛАЗЕРНЫМИ НЕРЕЗОНАНСНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО- ГОЛОГРАФИИ

Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.

Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет,
г. Казань, Россия

Исследовано формирование откликов ДФЭ (долгоживущего фотонного эха) и эффективность запираания информации при воздействии нерезонансного лазерного излучения в стоячей волне на резонансную среду. Показано, что преимуществом предложенной схемы записи информации и ее ассоциативной выборки является то, что в каждом канале информация записывается сразу на всех оптических центрах, что не уменьшает интенсивности отклика от каждого канала.

При создании ОЗУ (оптических запоминающих устройств) интерес представляет эхо – голографическая обработка информации, что предполагает эффективный механизм стирания и ассоциативной выборки информации. В работах¹⁻² было показано, что для этих целей наиболее перспективным является эффект "запираания" эхо-голографической информации, что означает создание таких условий, при которых записанная информация не может проявиться в виде отклика резонансной среды, что может быть осуществлено путём нарушения частотно-временной корреляции неоднородного уширения резонансной линии на различных

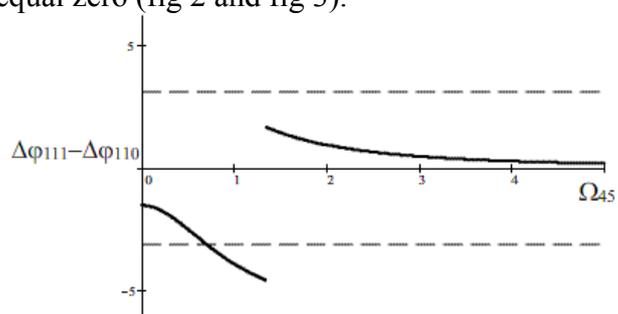


Fig. 3 The difference between total nonlinear phase shift in two important cases (concurrent) as a function of Ω_{45} (under the same parameters)

временных интервалах. Частотно-временная корреляция неоднородно уширенной линии резонансного перехода связана с жёстким соответствием отдельных монокромат линии на различных временных интервалах. Каждая монокромата неоднородно уширенной линии образуется совокупностью атомов (молекул, ионов), находящихся в одинаковых условиях (например, локальные поля в твёрдом теле), но распределённых в объёме образца случайным образом. Поскольку процесс формирования откликов фотонного эха состоит из двух основных этапов: расфазирования осциллирующих дипольных моментов оптических центров и последующее их сфазирование, приводящее к возникновению макроскопической поляризации среды, наблюдаемой в виде конкретного отклика, то даже незначительное нарушение жёсткой частотно-временной корреляции неоднородного уширения должно приводить к значительному ослаблению интенсивности отклика. Другими словами речь идёт об обратимом разрушении фазовой памяти резонансной среды с возможностью её восстановления. Такого эффекта можно достичь путём воздействия на резонансную среду на различных временных интервалах различными пространственно – неоднородными внешними возмущениями, приводящими к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монокромат неоднородно уширенной линии. Отметим, что в работе¹ был теоретически предсказан и экспериментально подтверждён эффект запираания ДФЭ в кристалле $\text{LaF}_3\text{Pr}^{3+}$ (переход $^3\text{H}_4(0) - ^3\text{P}_0$, $\lambda=477,7\text{нм}$) при воздействии на временном интервале между первым и вторым лазерными импульсами неоднородного электрического поля. В работе² была исследована эффективность подавления отклика стимулированного фотонного эха СФЭ при различных схемах воздействия на резонансную среду пространственно неоднородных электрических полей.

Отметим также, что предложенный в работах¹⁻² метод запираания ДФЭ может быть использован для создания ассоциативной эхо – голографической памяти, где ассоциативным признаком является неоднородное электрическое поле определенной конфигурации.

В данной работе исследуется эффект запираания ДФЭ в случае, когда в качестве неоднородного внешнего возмущения, приводящего к случайным сдвигам или расщеплениям исходных монокромат неоднородно уширенной линии, выступает нерезонансное лазерное излучение.

При воздействии нерезонансного лазерного излучения на образец, каждый j -й оптический центр, принадлежащий данной изохромате неоднородно уширенной линии получает дополнительный частотный сдвиг $f_j(\tau_\eta, \Delta, \vec{r}_j) = \Delta + \varepsilon(\tau_\eta, \vec{r}_j)$, где $\Delta = \omega - \Omega_0$ - начальный частотный сдвиг отдельной изохроматы, Ω_0 - центральная частота неоднородно уширенной линии, \vec{r}_j - радиус - вектор местоположения j -го оптического центра, τ_η - η -й временной интервал воздействия нерезонансного лазерного излучения, $\varepsilon(\tau_\eta, \vec{r}_j)$ - дополнительный частотный сдвиг j -го оптического центра на временном интервале τ_η .

Зависимость ε от местоположения оптического центра в образце связана с пространственной неоднородностью нерезонансного лазерного излучения. Такая неоднородность возникает, например, при воздействии стоячей волны. В этом

случае³⁻⁴
$$\delta E_n = \frac{1}{2\hbar} \sum_s \frac{\omega_{ns} |d_{ns}|^2}{\omega_{ns}^2 - \omega^2} E_{0\eta}^2 \cos(\vec{k}_\eta \vec{r}_j),$$
 где ω_{ns} - частоты переходов с

уровня n на возмущающие уровни s , $|d_{ns}|$ - матричные элементы дипольного момента, \vec{k}_n - волновой вектор, E_{0n} - амплитуда напряженности электрического поля стоячей волны.

Оптимальные варианты записи и считывания информации связаны с многоимпульсным возбуждением. Наиболее эффективной является запись информации в режиме аккумулярованного ДФЭ (АДФЭ)⁴⁻⁵. В этом случае на резонансную среду воздействует последовательность одинаковых пар лазерных импульсов. Каждая такая пара вместе со считывающим импульсом вызывает в один и тот же момент времени генерацию отклика ДФЭ.

Рассмотрим эффективность "запираия" и воспроизведения информации в режиме АДФЭ при воздействии на временных интервалах между парами возбуждающих импульсов нерезонансных лазерных импульсов с пространственной неоднородностью. Так как отклик АДФЭ является суперпозицией откликов ДФЭ от N пар импульсов со считывающим импульсом, то вклад в нее от каждой пары возбуждающих импульсов становится разным, что даёт возможность выделения определённого информационного канала из всей совокупности.

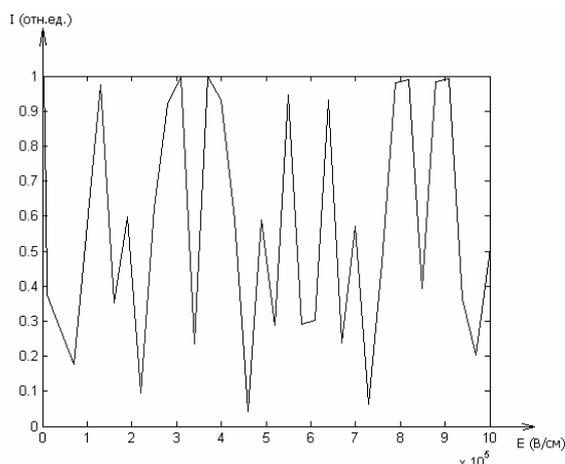


Рис.1. Эффективность запираия ДФЭ в зависимости от напряженности электрического поля стоячей волны

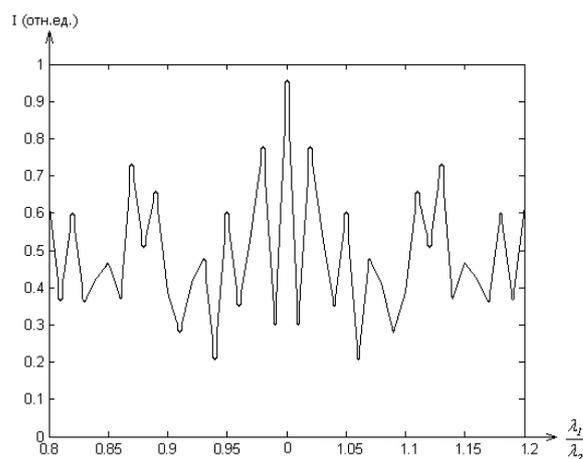


Рис.2. Эффективность запираия ДФЭ в зависимости от соотношения частот стоячих волн

Результаты численного расчёта эффективности «запираия» (воспроизведения) информации, заложенной в n -ой паре возбуждающих импульсов, в отклике АДФЭ в случае воздействия нерезонансной стоячей волны приведены на рисунке 1. Из рисунка следует, что зависимость запираия информации зависит от напряженности электрического поля стоячей волны.

В случае воздействия на разных временных интервалах нерезонансных стоячих волн с разными частотами, эффективность запираия информации оказывается зависящей от соотношения частот (рис. 2), что может быть использовано при создании независимых каналов записи и воспроизведения информации.

1. А.А.Калачев, Л.А.Нефедьев, В.А.Зуйков, В.В.Самарцев, *Опт. и спектр.*, **84**, №5, 811, (1998).
2. L.A. Nefed'ev, G.I. Khakimzyanova, *Optics and Spectroscopy*, **98**, №1, 35, (2005).
3. Н.Б.Делоне, В.П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле*. М., 286, (1978).

4. A. Schenzle, N.C. Wong, R.G. Brewer, Cumulative two-pulse photon echo, *Phys.Rev.A.*, v.30, №4, 1866-1872, (1984).
5. A.A. Kalachev, V.V. Samartsev, The peculiarities of accumulated long - lived echo on Van Vleck paramagnetics, *Laser Physics*, v.6, №4, 735 – 738, (1996).

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МДП-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ВАРИЗОННОГО HgCdTe

Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М.
ОСП «СФТИ ТГУ», Томск, Россия

Экспериментально исследованы электрофизические и оптические характеристики МДП-структур на основе варизонного HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Узкозонный твердый раствор $Hg_xCd_{1-x}Te$ (КРТ) является основным материалом для создания высокочувствительных инфракрасных детекторов, действующих в спектральных диапазонах окон прозрачности атмосферы 3-5 и 8-12 μm^{1-3} . Ширина запрещенной зоны HgCdTe зависит от соотношения ртути и кадмия в твердом растворе, что позволяет оптимизировать характеристики детекторов на основе HgCdTe для работы в различных спектральных диапазонах. Использование метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) предоставляет возможности создания пленок HgCdTe с заданными профилями распределения по толщине компонентного состава и легирующей примеси. Интерес к МДП-структурам на основе варизонного эпитаксиального HgCdTe обусловлен необходимостью пассивации поверхности матриц фотодиодов на основе HgCdTe, а также дополнительными возможностями, предоставляемыми варизонными структурами для разработки монолитных детекторов с функциями временной задержки и накопления сигнала.. Электрофизические и оптические свойства МДП-структур на основе варизонного эпитаксиального HgCdTe до сих пор практически не исследованы, хотя такие структуры должны обладать рядом особенностей, связанных с наличием приповерхностных варизонных слоев.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований электрофизических и оптических характеристик МДП-структур на основе варизонного МЛЭ HgCdTe. Исследовались МДП-структуры на основе электронного и дырочного КРТ с различными диэлектрическими покрытиями ($HgCdTe/SiO_2/Si_3N_4$, $HgCdTe/AOP$, $HgCdTe/CdTe$, $HgCdTe/CdTe/ZnTe$, $HgCdTe/CdTe/SiO_2/Si_3N_4$). Для всех МДП-структур измерялись вольт-фарадные характеристики на разных частотах, а также зависимости малосигнальной фотоэдс от напряжения смещения, частоты модуляции излучения, а также от температуры. Исследуемые МДП-структуры изготавливались на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из GaAs(013). При выращивании гетероструктур с обеих сторон рабочего слоя (толщина 7.7-8.3 μm , состав 0.22-0.32) создавались варизонные слои с повышенным компонентным составом CdTe

В результате проведенных исследований установлены особенности характеристик МДП-структур, связанные с большим сопротивлением объема эпитаксиальной пленки, а также с наличием приповерхностных широкозонных слоев. Разработаны методики исследования свойств границы раздела для МДП-структур на основе варизонных пленок КРТ. При исследовании таких структур необходимо рассчитывать идеальную вольт-фарадную характеристику с учетом

варизонности в приповерхностной области КРТ (рис.1). В случае наличия приповерхностных широкозонных слоев провал вольт-фарадной характеристики глубже, а также больше ширина провала.

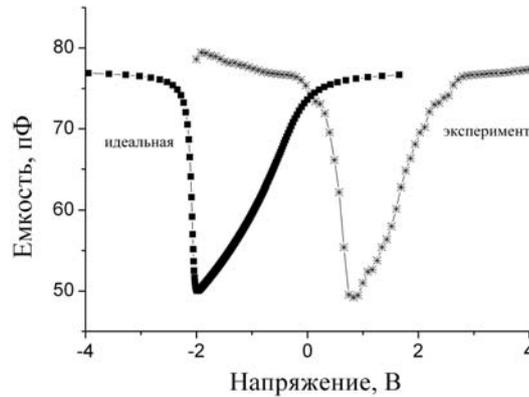


Рис.1. Экспериментальная и идеальная (расчетная) вольт-фарадные характеристики для МДП-структуры на основе варизонного n-HgCdTe

Исследованы зависимости малосигнальной фотоэдс от напряжения и показано, что в случае отсутствия варизонных слоев наблюдается спад фотоэдс в режиме сильной инверсии, что связано с уменьшением дифференциального сопротивления области пространственного заряда из-за туннельной рекомбинации через глубокие уровни. Исследованы зависимости фотоэдс от частоты модуляции светового потока (рис.2) и определены времена жизни неосновных носителей заряда в области пространственного заряда. Показано, что наличие приповерхностных варизонных слоев приводит к увеличению времени жизни неосновных носителей заряда в области пространственного заряда из-за уменьшения роли поверхностной рекомбинации. Из проведенных экспериментов следует, что наличие варизонного слоя приводит к уменьшению частоты среза в 5-10 раз.

На рис.3 показаны зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от концентрации электронов для n-HgCdTe ($x=0.22$ и 0.29), измеренные бесконтактным СВЧ-методом (полые кружки – $x=0.29$, черные квадраты $x=0.22$), а также по частотному спаду фотоэдс МДП-структур на основе n-HgCdTe ($x=0.22$) с варизонным слоем (полые треугольники) и без варизонного слоя (полые ромбы). Расчетная зависимость при Оже-рекомбинации обозначена сплошной линией. Из рисунка видно, что для n-HgCdTe с $x=0.22$ при концентрациях основных носителей больше 10^{15} см^{-3} наблюдается уменьшение времени жизни обратно пропорциональное квадрату концентрации основных носителей, а при концентрации электронов меньше, чем 10^{15} см^{-3} явная зависимость времени жизни от концентрации отсутствует. Прямой представлена зависимость от концентрации времени жизни (для состава $x=0.22$), при его ограничении межзонной оже-рекомбинацией, рассчитанная при значении интеграла перекрытия блоховских функций, равном 0.11. Данные СВЧ-метода хорошо согласуются с данными, полученными при измерениях частотных зависимостей фотоэдс для МДП-структур с варизонными слоями. Для МДП-структур с $x=0.29$ при концентрациях меньше, чем 10^{15} см^{-3} зависимость времени жизни от концентрации отсутствует. Для МДП-структур без варизонных слоев времена жизни значительно меньше, чем для структур с варизонными слоями (3-5 мкс), и не превышают 1 мкс. Исследования температурных зависимостей

фотоэдс показали, что различия этих зависимостей для МДП-структур с варизонным слоем и без варизонного слоя наблюдаются лишь при низких температурах (менее 120 К). При повышении температуры наблюдается уменьшение сигнала фотоэдс, связанное с уменьшением дифференциального сопротивления ОПЗ из-за диффузии неосновных носителей заряда из квазинейтрального объема полупроводника.

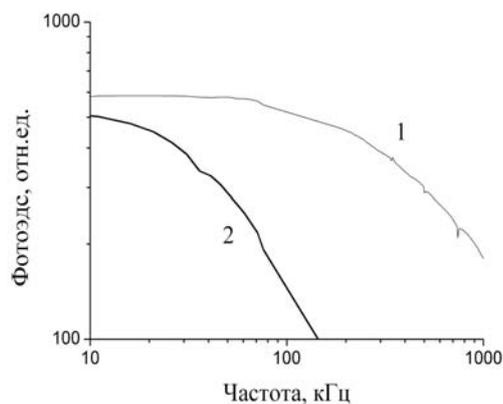


Рис. 2. Частотные зависимости фотоэдс для МДП-структуры на основе $n\text{-Hg}_{0.78}\text{Cd}_{0.22}\text{Te/SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$, измеренные в режиме сильной инверсии для структуры без варизонного слоя (кривая 1), и для структуры с варизонным слоем (кривая 2)

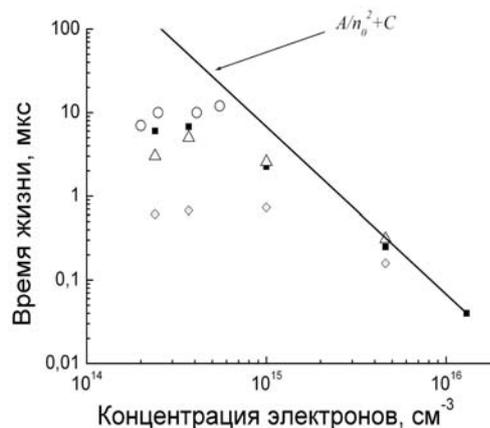


Рис. 3. Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от концентрации электронов для $n\text{-HgCdTe}$ ($x=0.22$ и 0.29).

Формирование сверху CdTe защитного покрытия $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ для МДП-структур с $x=0.22\text{-}0.23$ приводит к некоторому увеличению плотности поверхностных состояний вблизи уровня Ферми для собственного полупроводника (от $(1.01\text{-}2.8)\times 10^{11}$ $\text{эВ}^{-1}\text{см}^{-2}$ до $(2\text{-}4.2)\times 10^{11}$ $\text{эВ}^{-1}\text{см}^{-2}$). Для МДП-структур с $x=0.32\text{-}0.34$ нанесение ZnTe сверху CdTe также приводит к некоторому увеличению плотности поверхностных состояний вблизи середины запрещенной зоны от $(1\text{-}10)\times 10^{10}$ $\text{эВ}^{-1}\text{см}^{-2}$ до $(1\text{-}3)\times 10^{11}$ $\text{эВ}^{-1}\text{см}^{-2}$. Таким образом, наиболее перспективным защитным покрытием является CdTe. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ, рег. №07-08-12144-офи.

1. А. Рогальский, *Инфракрасные детекторы*, Нвсб: «Наука», 636 с (2003).
2. В.Н. Овсяк, Г.Л. Курышев, Ю.Г. Сидоров и др. *Матричные фотоприемники инфракрасного диапазона*, Нвсб.: «Наука», 376 с (2001).
3. А.В. Войцеховский, В.Н. Давыдов *Фотоэлектрические МДП-структуры из узкозонных полупроводников*, Томск: Радио и связь, 327 с (1990).

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЕ ДИНАМИЧЕСКОЕ ЗАПОМИНАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

Поляков А.В.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Предлагается структура оптоэлектронного процессора активного типа, основанная на методе регенеративного хранения и записи оптической

информации в лазерном элементе памяти с волоконно-оптической линией запаздывания, и совмещающая в оптическом диапазоне элементы программирования, первичную обработку, хранение и кодирование оптической информации.

В оптическом диапазоне длин волн в настоящее время поиск методов построения систем обработки и преобразования информации ведется по нескольким направлениям, связанным с созданием оптических логических элементов и оптоэлектронных процессоров пассивного и активного действия, связанных с многоуровневым преобразованием информации в лазерных устройствах. Одним из перспективных направлений является создание оптического компьютера с обработкой информации по принципу регенеративных нейронных систем. Наиболее известными разработками в данном направлении являются структуры оптических процессоров типа digital bit-serial memory (DBSM)¹ и analog fiber-optic memory (AOFM)². В DBSM структуре хранение массива информации осуществляется в цифровом виде; в AOFM структуре информация представляется в аналоговом виде.

В данной работе рассматривается структура оптоэлектронного процессора активного типа (ОЭП), основанная на методе регенеративного хранения и записи оптической информации в лазерном многостабильном элементе памяти с волоконно-оптической линией запаздывания³. В простейшем случае лазерный многостабильный элемент памяти с регенеративным принципом хранения информации представляет собой оптическую колебательную систему, восприимчивую к информационному потоку с различными типами носителей, которые в процессе управляемого оптического хранения могут подвергаться преобразованию по заданной программе вычислений. При обеспечении возвратного отношения больше 1, в данном оптическом элементе памяти устанавливается стационарный режим, позволяющий реализовать полный цикл записи, хранения и считывания информации. Достоинством ОЭП регенеративного типа является возможность записи и хранения информации как в цифровом, так и в аналоговом виде. При этом, скорость записи информации зависит от времени срабатывания инжекционного лазера и может варьироваться от наносекундного до пикосекундного масштаба длительности. Если необходимо в память ОЭП записать цифровую информацию в виде линейного кода, или в виде случайной последовательности световых импульсов возможно, используя синтезатор оптических частот, сформировать цифровую информацию в виде дискретно заданной последовательности моментов срабатывания инжекционного лазера. Каждый момент срабатывания инжекционного лазера задается синтезатором оптических частот и, таким образом, осуществляется программирование оптоэлектронного процессора. При необходимости записи в ОЭП аналоговой информации, например, в виде временных интервалов между оптическими импульсами, в контуре памяти оптоэлектронного процессора формируются временные шкалы, размерность которых соответствует информационным признакам аналоговых сигналов.

Одним из основных вопросов для архитектуры современных сверхвысокопроизводительных вычислительных систем является вопрос, связанный с реализацией запоминающих устройств, обладающих достаточным быстродействием при большой информационной емкости. Для эффективной реализации принципа управления потоками данных, кроме этого, память должна обладать дополнительным свойством ассоциативного доступа к данным.

По оценкам специалистов, наиболее реальным вариантом построения оптической памяти, удовлетворяющей указанным требованиям, является память на оптической линии задержки. Несмотря на то, что такая память является последовательной, она обладает важным преимуществом – возможностью сканирования всего содержимого памяти за время одного оборота информационной последовательности. Это свойство памяти на оптических линиях задержки может быть использовано для реализации идей архитектуры потока данных.

Достоинством оптических динамических запоминающих устройств (ОДЗУ) является то, что запись информационного потока в них осуществляется в реальном масштабе времени, а хранение данных в цифровой и аналоговой форме возможно в течение времени, необходимого для их последующей обработки. Кроме того, в системах рециркуляционного типа существует возможность организации по одному световоду одновременно нескольких информационных каналов, используя кодирование сигналов по разным признакам – длине волны излучения, поляризации и т.д.

Благодаря современному уровню оптических технологий производительность оптических вычислительных систем определяется, в основном, минимальной длительностью логических сигналов и в значительно меньшей степени зависит от задержки срабатывания элементов и времени распространения сигналов между ними. Полоса пропускания используемых при спектральном уплотнении информационных каналов (WDM, DWDM) одномодовых волоконных световодов с ненулевой смещенной дисперсией определяется их дисперсионными характеристиками, значения которых составляют 4–7 пс/нм·км для длины волны излучения $\lambda=1,55$ мкм. В то же время традиционные методы получения световых импульсов путем модуляции непрерывного излучения обеспечивают запись и передачу информации со скоростями до 10–40 Гбит/с, т.е. имеется резерв повышения быстродействия как минимум на порядок. Кроме того, при использовании таких методов средняя мощность получаемых импульсов по крайней мере в 2 раза меньше исходной мощности непрерывного излучения.

Для повышения производительности весьма перспективным представляется метод синтеза информационных импульсов (ИИ) из гармонических составляющих. В простейшем случае такие ИИ с синусоидальной огибающей интенсивности могут быть получены путем смешивания излучения двух непрерывных одночастотных лазеров с несколько различающимися длинами волн. Частота следования получаемых ИИ будет равна разности частот лазеров и может изменяться путем изменения частоты любого из них. Средняя мощность получаемой последовательности ИИ равна суммарной мощности непрерывных лазеров. Таким образом, рассматриваемый метод дает выигрыш по мощности по сравнению с методом прямой модуляции в 4 раза. При частоте тактирования 10^{11} Гц и стабильности частоты генерации лазера 1 МГц получаем относительную нестабильность 10^{-5} .

Одной из основных причин ограничения информационных характеристик является искажение информационного потока при динамическом способе хранения информации. В этом случае применяется восстановление информационных импульсов в процессе рециркуляции по амплитуде, длительности и временному положению, или так называемая 3R–регенерация (re-amplification+re-shaping+re-timing). Одним из способов такой оптической регенерации является использование нелинейного оптического кольцевого зеркала (НОКЗ) и оптического модулятора. НОКЗ является оптоволоконным аналогом интерферометра Саньяка и состоит из

оптического соединителя, петли сильнонелинейного волокна, эрбиевого усилителя и аттенюатора.

Длину рециркуляционного контура оценивали следующим образом. При скорости записи данных 40 Гбит/с (тактовый интервал $T=25$ пс) для того, чтобы отсутствовала межимпульсная интерференция, длительность выходного импульса на полувысоте τ должна удовлетворять условию $\tau < T/4$, т.е. не должна превышать 6,2 пс. Длительность импульсов, генерируемых НОКЗ, составляла 5 пс при пиковой мощности 7–10 мВт. При распространении по волокну на увеличение длительности импульса влияет хроматическая дисперсия и поляризационная модовая дисперсия. В результате, если длина волоконной петли составляет 25 км, при этом 20 км является одномодовое волокно с хроматической дисперсией 16,5 пс/нм·км на $\lambda=1550$ нм и 5 км – волокно с компенсацией дисперсии минус 66 пс/нм·км (в результате средняя дисперсия на всем участке ВС 0,05 пс/нм·км) и средняя поляризационная модовая дисперсия $0,2$ пс/км^{1/2}, то в этом случае результирующая длительность информационных импульсов будет удовлетворять требуемому условию.

Таким образом, на основе оптоэлектронных процессоров возможно создание сверхбыстродействующих оптоэлектронных вычислительных устройств, совмещающих в оптическом диапазоне элементы программирования, первичную обработку, вычисление, хранение и кодирование оптической информации, что позволяет значительно увеличить быстродействие, точность и уменьшить объем вычислительных процедур.

1. Heuring V.P. Jordan H.F., Pratt J.P. *Appl. Opt.*, **31**, №17, 3213–3214, (1992).
2. Whitaker N.A., Avramopoulos Jr. H., French P.M.W. Cabriel M.C., LaMarche R. E. *Opt. Lett.*, **16**, №23, 1838–1840, (1991).
3. Малевич И.А., Поляков А.В., Чубаров С.И. Сб. докладов международной научной конференции «Суперкомпьютерные системы и их применение», Минск, 26-28 октября 2004 г., 43–48, (2004).

ОЦЕНКА ВИЗУАЛЬНОГО КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПРЕОБРАЗОВАННЫХ ПО ПРИНЦИПУ СХОДСТВА С ОБРАЗЦОМ

Малов А.М.

ФГУП НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор Ленинградской области, Россия

Работа посвящена вопросу оценки визуального качества изображений, полученных в результате преобразования серии многоканальных снимков по принципу сходства с образцом. Обсуждаются различные подходы к оценке в зависимости от решаемой задачи.

Интерактивный способ визуализации мульти- и гиперспектральных изображений, основанный на методе преобразования изображений по принципу сходства с образцом¹, может быть применен для решения различных типов задач, требующих обработки серии многоканальных изображений. Основной целью применения данного метода является улучшение визуального восприятия обрабатываемой информации. При этом предполагается, что алгоритм обработки изображений настроен на решение конкретной задачи.

Выбор того или иного критерия визуального качества преобразованных изображений диктуется поставленной задачей. Так, например, преобразование изображений может производиться с целью обнаружения объектов интереса с использованием контекстной информации, содержащейся в изображении сцены. В этом случае качественное изображение должно сохранять и детали, окружающие объект. В задаче же подготовки изображения для дальнейшей его машинной обработки и измерения параметров объектов интереса важно детально отобразить именно объект. Очевидно, что в этих двух случаях подход к оценке визуального качества изображений должен быть разным.

Автором был проведен анализ методов оценки визуального качества изображений и выбраны наиболее часто используемые для оценки характеристики изображений.

В докладе продемонстрированы различные способы оценки визуального качества изображения на примере решения задач обнаружения объектов и составления тематических карт по данным дистанционного зондирования, а также — задачи выделения объектов на многоканальных изображениях медикобиологических препаратов, полученных с помощью микроскопа, для измерения их морфометрических параметров.

Оценка качества визуализации для задачи выделения объектов продемонстрирована на примере обработки 330 гиперспектральных изображений по принципу сходства с эталоном. Для оценки визуального качества синтезированного и некоторых исходных изображений был использован интегральный критерий², который учитывает оценки уровня адаптации зрительной системы человека (AQ), полноты представления уровней яркости на изображении (FQ), резкости изображения (SQ) и его обобщенного контраста (CQ). В общем случае количественная оценка визуального качества полутоновых монохромных изображений может быть вычислена по формуле:

$$Q = k \cdot AQ \cdot FQ \cdot SQ \cdot CQ, \quad (1)$$

где k — нормирующий коэффициент.

На рис. 1 приведены фрагменты некоторых из 330 гиперспектральных снимков, использованных для синтеза итогового изображения. В эксперименте не предпринималась попытка улучшить визуальное качество исходных изображений.

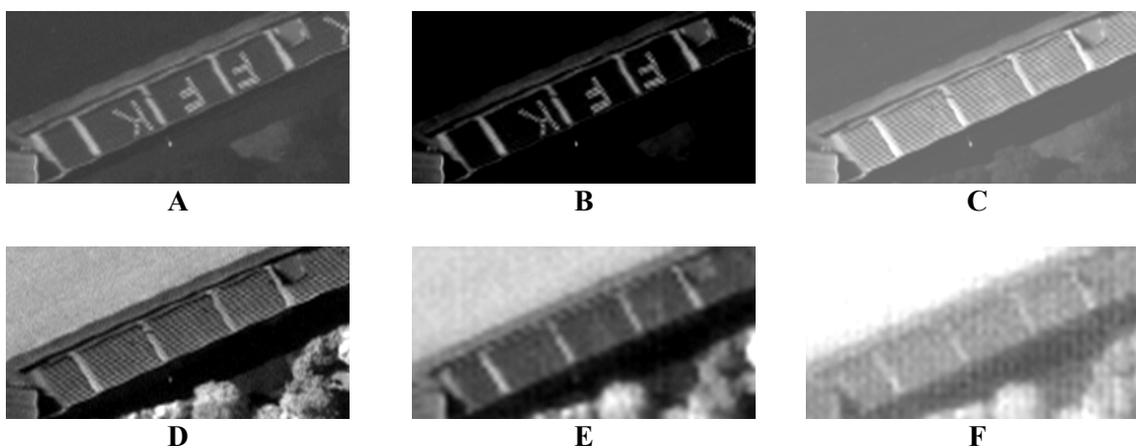


Рис. 1. Фрагменты некоторых гиперспектральных снимков

Результат визуализации серии гиперспектральных изображений продемонстрирован на рис. 2:



Рис. 2. Результат визуализации с использованием повышения контрастности изображения

Результаты оценки визуального качества исходных изображений (рис. 1) и синтезированного изображения (рис.2) приведены в таблице 1:

Оценки визуального качества для исходных изображений					
Изображение	Уровень адаптации (AQ)	Полнота (FQ)	Резкость (SQ)	Контраст (CQ)	Интегральный критерий (Q)
A	1,884	0,774	0,297	0,050	0,215
B	1,877	0,773	0,503	0,062	0,455
C	1,758	0,522	2,629	0,198	4,787
D	1,668	0,618	1,288	0,172	2,281
E	1,698	0,710	0,146	0,137	0,241
F	1,370	0,830	0,333	0,226	0,853
Оценка визуального качества для синтезированного изображения					
Итоговое	1,579	0,275	13,238	0,302	17,330

Табл. 1. Сравнение результатов измерения оценок визуального качества для исходных и синтезированного изображений

Нетрудно заметить, что у синтезированного итогового изображения значительно повышается резкость изображения, и менее значительно — его контрастность, в то время как значения оценок уровня адаптации зрительной системы человека и полноты представления градаций яркостей понижается. Для данной задачи, которая была направлена на выделение букв на изображении, не существенно понижение полноты, так как объект (буквы) однороден по яркости. Итоговая оценка визуального качества у синтезированного изображения оказалась выше, чем у исходных изображений.

Ввиду того, что использование метода преобразования изображений по принципу сходства с образцом не ухудшает «качества» итоговых изображений по интегральному критерию, при анализе большого числа гиперспектральных изображений отпадает необходимость просматривать каждый канал в отдельности с целью поиска канала, на котором наилучшим образом просматриваются объекты интереса. Вся информация, относящаяся к объектам интереса, хорошо выделяется на синтезированном изображении.

1. Т.А. Шереметьева, Г.Н. Филиппов, Патент РФ № 2267232, *Бюллетень изобретений*, № 36, 265, (2005).
2. Р.А. Воробель, I.M. Журавель, Н.В. Опыр, Б.О. Попов, В.Я. Дереча, Я.М. Равлик, Метод количественной оценки качества рентгенографических изображений, *Труды Третьей Украинской научно-технической конференции «Неразрушающий контроль и техническая диагностика – 2000»*, Днепропетровск, 233 — 236, (2000).

КОНВЕКТИВНО-ТЕРМОДИФФУЗИОННОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТОВОЛОКОННОМ СОЕДИНИТЕЛЕ

Блох А.И., Окишев К.Н., Пустовских Ю.А., Скоблецкая О.В.
Дальневосточный государственный университет путей сообщения
Хабаровск, Россия

В статье приведены результаты эксперимента по исследованию явления термодиффузии углеродных наночастиц в вертикальной кювете. Предложено устройство автоматического аттенюатора волоконно-оптических линий связи.

В работе проведено исследование пропускания тонкой вертикальной кюветы, содержащей суспензию наночастиц углерода в циклогексане. Распределение частиц суспензии по размерам, полученное с использованием анализатора размеров наночастиц Nanotrack 151 приведено на рис. 1.

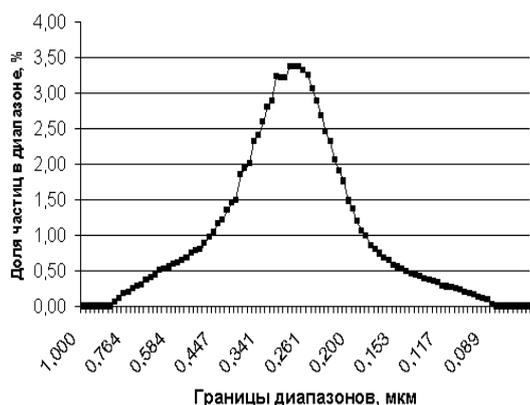


Рис. 1

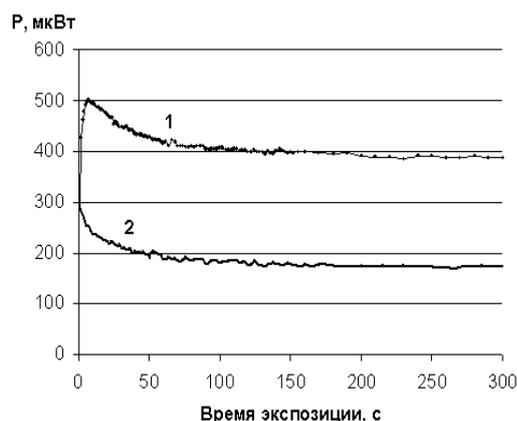


Рис. 2. 1- горизонтальное, 2- вертикальное расположение соединителя.

Для проведения эксперимента была использована схема на основе волоконно-оптических соединителей, состоящая из оптической розетки-соединителя и двух патч-кордов, разделенных зазором с помощью перемычки толщиной 125 мкм, пространство между которыми заполнялось суспензией наночастиц в циклогексане. Один из шнуров был подключен к источнику излучения(1310нм), другой к измерителю выходной мощности. В эксперименте во входное волокно подавалось излучение мощностью 1 мВт. Результаты эксперимента приведены на рис. 2.

Способность конвективно-термодиффузионной ячейки ослаблять излучение в волоконно-оптических соединениях под действием прошедшего излучения позволяет использовать устройства на основе этого явления в устройствах обработки информации, в частности в качестве автоматических аттенюаторов волоконно-оптических линий связи.

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Секция 1 Нелинейная оптика фемто- и аттосекундных импульсов

КОМПЛЕКСНАЯ ОГИБАЮЩАЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ДЛЯ ОПИСАНИЯ САМО- И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСОВ С КОНТИНУУМНЫМИ СПЕКТРАМИ И РАЗЛИЧНЫМИ ЦЕНТРАЛЬНЫМИ ЧАСТОТАМИ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ

Шполянский Ю.А., Бахтин М.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что понятие огибающей электрического поля может быть обобщено на случай оптического излучения с произвольной временной структурой, в том числе составленного из импульсов с континуумными спектрами и различными центральными частотами. Взаимодействие таких импульсов в нелинейной среде может быть описано одним уравнением для обобщенной огибающей при условии, что дисперсионная зависимость константы распространения от частоты вводится в уравнение в Фурье-пространстве непосредственно, без традиционно используемого разложения в ряд Тейлора.

Для нелинейной оптики фемто- и аттосекундных импульсов важным и актуальным является вопрос выбора теоретических подходов, на основе которых строятся модели эволюции электромагнитного излучения в прозрачных средах. Фундаментальным для описания динамики квазимонохроматических импульсов был подход, основанный на рассмотрении комплексной медленно меняющейся огибающей (или амплитуды) электрического поля¹. Уравнения для огибающих одиночных импульсов позднее были обобщены на случай фемтосекундных импульсов с широкими^{2,3}, в том числе континуумными, спектрами, ширина которых сопоставима с центральной частотой.

Параллельно развивался подход, связанный с рассмотрением непосредственно электрических полей и спектров фемтосекундных импульсов^{4,5,6}, включающий уравнения для огибающих как частные случаи при различных дополнительных предположениях⁵. В частности было показано^{5,7}, что формальное введение комплексной огибающей произвольного оптического сигнала позволяет переписать уравнение для поля в виде уравнения для огибающей импульсов с широким спектром², дополненного слагаемыми отвечающими за генерацию и эволюцию утроенных частот. Аналогичные выводы сделаны в недавней работе³.

Полевые уравнения позволяют анализировать не только эволюцию одиночных импульсов с континуумными спектрами, но и взаимодействие таких импульсов, в том числе с разными центральными частотами⁸, не требуя для этого какой-либо дополнительной модификации. При рассмотрении огибающих ранее для описания

взаимодействия импульсов всегда использовались системы связанных уравнений, соответствующих различным несущим частотам¹. В настоящей работе показано, что используя понятие аналитического сигнала, можно получить выражение для комплексной огибающей оптического излучения с любым временным профилем, в том числе составленного из импульсов с континуумными спектрами и различными центральными частотами. Доказано, что такая, обобщенная комплексная огибающая позволяет рассчитывать само- и взаимодействие импульсов в рамках одного уравнения, как и в случае полевого подхода, при условии, что дисперсионная зависимость константы распространения от частоты вводится в уравнение для огибающей в Фурье-пространстве непосредственно, без традиционно используемого разложения в ряд Тейлора.

Будем рассматривать эволюцию линейно поляризованного светового излучения в прозрачном одномодовом оптическом волноводе, считая структуру электрического поля E неизменной в поперечном направлении. В книгах и статьях по нелинейной оптике вывод уравнений для комплексной огибающей \mathcal{E} стартует с представления электрического поля в виде:

$$E(z,t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}(z,t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + c.c., \quad (1)$$

где z - направление, вдоль которого распространяется излучение; t - время; ω_0 - частота, которую считают “несущей”; $k_0 = k(\omega_0)$; $k(\omega)$ - дисперсионная зависимость константы распространения от частоты ω ; “*c.c.*” обозначает комплексное сопряжение. Выражение (1) подставляют в уравнения Максвелла, дополненные уравнениями поляризационного отклика среды, или производные из них полевые уравнения и получают уравнения для огибающей, пренебрегая различными слагаемыми в зависимости от решаемой задачи.

Уравнения для огибающих позволяют рассчитать $\mathcal{E}(z,t)$ и по ней восстановить $E(z,t)$, следуя (1). Однако в работах по оптике импульсов с широкими спектрами не обсуждается обратная процедура получения $\mathcal{E}(z,t)$ по известному распределению электрического поля, которое, как раз, и является первичным физическим понятием. Эта процедура необходима, по меньшей мере, для формирования начального распределения $\mathcal{E}(z_0,t)$ на входе в нелинейную среду ($z = z_0$). Традиционно рассматриваются импульсы с простым известным начальным профилем $\mathcal{E}(z_0,t)$, обычно колоколообразным, в общем случае с начальной фазовой модуляцией. Если изучается взаимодействие импульсов, то отдельно рассматривают огибающие каждого из них и решают систему связанных уравнений для этих огибающих.

В соответствии с теорией аналитического сигнала⁹ представление (1) взаимно однозначно связывает вещественную функцию $E(z,t)$ и комплексную функцию $\mathcal{E}(z,t)$, что, вообще говоря, и позволяет переходить к комплексному рассмотрению. Огибающая $\mathcal{E}(z,t)$ может быть рассчитана для любой функции $E(z,t)$, для которой существует преобразование Фурье, по формуле:

$$\varepsilon(z,t) = 2 \exp[-i(k_0 z - \omega_0 t)] \cdot F^{-1}[H(\omega)G(z,\omega)], \quad (2)$$

где $G(z,\omega) = F(E(z,t))$; F, F^{-1} - прямое и обратное преобразование Фурье,

$$H(\omega) = \begin{cases} 1, & \omega \geq 0, \\ 0, & \omega < 0. \end{cases} \quad (3)$$

В справедливости выражения (2) легко убедиться, подставив его в (1) с учетом соотношения, верного для любого вещественного сигнала: $G(z, -\omega) = \overline{G(z, \omega)}$, где черта сверху обозначает комплексное сопряжение. Важно отметить⁹, что не любая комплексная функция $\mathcal{E}(z, t)$ может фигурировать в (1): спектр $\mathcal{E}(z, t)$ не должен содержать компонент на частотах $\omega < -\omega_0$. В противном случае (1) перестает быть взаимно однозначным и теряется как математический, так и физический смысл.

Заметим также⁹, что

$$A(z, t) = |\mathcal{E}(z, t)| = 2 \left| F^{-1} [H(\omega) \cdot F(E(z, t))] \right|, \quad (4)$$

т.е. модуль комплексной огибающей однозначно определяется значениями вещественной функции $E(z, t)$ и не зависит от в общем случае искусственного параметра ω_0 . Функция $A(z, t)$ представляет собой обобщенную временную вещественную огибающую произвольного оптического сигнала $E(z, t)$ (Рис. 1).

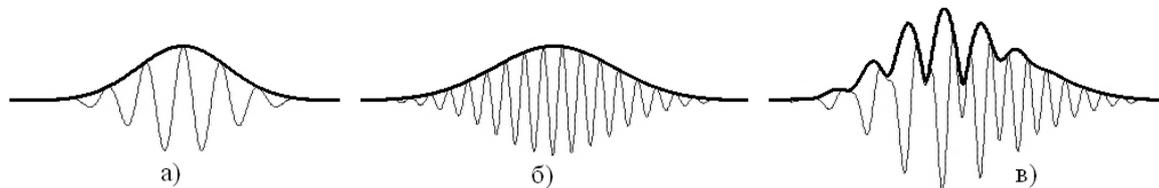


Рис. 1. Электрическое поле E (тонкая линия) и рассчитанная по формуле (4) обобщенная огибающая A (жирная линия), для импульсов из малого числа колебаний на основной (а), удвоенной (б) частоте и суммы импульсов (а), (б), сдвинутых относительно друг друга (в).

Взаимнооднозначные соотношения (1), (2) позволяют переписать любое уравнение для электрического поля импульса в прозрачной среде в эквивалентное уравнение для обобщенной комплексной огибающей с эквивалентными начальными и граничными условиями, а также восстановить $E(z, t)$ по рассчитанному $\mathcal{E}(z, t)$ при любом z . В этом смысле подходы на основе полей и огибающих эквивалентны и результаты, полученные на их основе, должны быть идентичны. Различия между подходами появляются, если в уравнении для огибающей учитываются не все слагаемые, получаемые при его выводе из полевого уравнения.

Для моделирования взаимодействия импульсов с континуумными спектрами и сильно различающимися центральными частотами необходимо точно описывать дисперсию оптической среды в очень широком спектральном диапазоне в области прозрачности. Этим свойством обладают уравнения для полей и спектров импульсов^{4,7}, которые, по сути, непосредственно включают линейный и нелинейный поляризационные отклики среды. В уравнениях для огибающих дисперсионная зависимость константы распространения от частоты обычно аппроксимируется первыми слагаемыми разложения в ряд Тейлора относительно “несущей” частоты и область корректного описания дисперсионного отклика ограничена по построению. Однако, как показывается в настоящей работе, и в уравнение для обобщенной огибающей (2) несложно эквивалентным образом ввести точный дисперсионный отклик среды в Фурье-пространстве, что делает уравнение применимым для описания как само-, так и взаимодействия фемтосекундных импульсов с континуумными спектрами. При этом сложность численного решения уравнения псевдоспектральными методами¹ не увеличивается.

1. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, М.: Мир, 323с., (1996).
2. Th. Brabec, F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, №17, 3282-3285, (1997).

3. G. Genty et al., *Optics Express*, **15**, №9, 5382-5387, (2007).
4. Yu.A. Shpolyanskiy et al., *Appl. Phys. B*, **2-3**, 349-355, (2003).
5. V.P. Kalosha, J. Herrmann, *Phys. Rev. A*, **62**, №1, 011804(1-4), (2000).
6. M. Kolesik, J.V. Moloney, *Phys. Rev. E*, **70**, №3, 036604(1-11), (2004).
7. A.N. Berkovsky et al., *Phys. Rev. A*, **72**, №4, 043821(9), (2005).
8. М.А. Бахтин, С.А. Козлов, *Оптика и Спектроскопия*, **98**, №3, 470-475, (2005).
9. С. И. Баскаков, *Радиотехнические цепи и сигналы*, М.: Высшая школа, 464 с., (2005).

РАЗРУШЕНИЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ НАНОЧАСТИЦ И ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ИХ ИОНИЗАЦИИ КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Комолов В.Л., Пржибельский С.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты теоретического исследования особенностей разрушения твердотельных наночастиц и малых областей поверхности диэлектрика, ионизируемых сверхкороткими лазерными импульсами

Доклад содержит результаты теоретического исследования особенностей разрушения (а) твердой наночастицы, и (б) поверхности диэлектрика, ионизованных сверхкоротким лазерным импульсом. Предполагается, что определяющую роль в разрушении материала играет нарушение электронейтральности в твердом теле, вызванного фотоэмиссией электронов из области засветки. Эмиссионный уход электронов из материала приводит к возникновению в нем электростатического поля нескомпенсированного положительного заряда, действие которого на узлы решетки может вызвать микро- и макро- деструкцию материала.

Исследование эволюции пространственного и энергетического распределения ионов, вылетающих из наночастицы при разной степени ее ионизации, выполнено с применением простого аналитического метода¹, основанного на модели непрерывной среды. Для проверки работоспособности метода проведено сравнение результатов аналитических оценок с численным расчетом. Разработанный с этой целью пакет программ позволяет определять динамические характеристики заряженных частиц с учетом дискретной структуры ионизованных наночастиц. Полученные аналитические оценки энергетического спектра разлетевшихся ионов, находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования, что подтверждает возможность использования аналитического метода для анализа рассматриваемых систем.

С использованием предложенного в^{2,3} метода проведено теоретическое описание формирования пространственно-неоднородных механических напряжений в поле кулоновского потенциала, возникающего в приповерхностной области прозрачного диэлектрика при ионизации его решетки под действием короткого лазерного импульса. В рамках континуальной теории упругости рассчитаны средние значения компонентов тензора деформации и их флуктуации в слое с неоднородным случайным распределением ионов - источников поля механических напряжений. Показано, что даже при малых степенях ионизации решетки могут образовываться толстые ионизованные слои, в которых кулоновские силы достаточно велики для

создания наномасштабных дефектов в его приповерхностном слое (структуризации слоя). В зависимости от степени ионизации и толщины ионизованного слоя возможны разные типы модификации среды, отличающиеся пространственным масштабом индуцированных изменений структуры. Обсуждаются условия, при которых возможно разрушение поверхностного слоя диэлектрика за счет развивающихся в нем механических напряжений.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты РФФИ 05-02-17534 и 08-02-00695) и Программы Поддержки Научных Школ (грант НШ 7952.2006.2).

1. В.Е. Груздев, В.Л. Комолов, С.Г. Пржибельский, Д.С. Смирнов, *Оптический журнал*, **74**, № 6, 3-9, (2007).
2. V. Komolov, S. Przhibel'skii, *Acta Physica Polonica A*, **113**, № 3, 1029-1034, (2008).
3. В.Л. Комолов, С.Г. Пржибельский, *Оптический журнал*, **75**, № 6, 5-8, (2008).

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КВАЗИДИСКРЕТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА

Мохнатова О.А., Козлов С.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что излучение утроенной частоты, генерируемое при отражении суперпозиции сильных полей двух фазомодулированных импульсов из малого числа колебаний с временной задержкой, имеет квазидискретный спектр.

В работе ¹ была получена зависимость пространственно-временного спектра светового импульса, отраженного от диэлектрической среды с нерезонансной дисперсией и нелинейностью, от параметров пространственно-временного спектра падающего параксиального пучка, временной спектр которого рассматривается сверхшироким, вида

$$G_{ref}(\omega, k_x, k_y) = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \left(1 + \frac{c^2}{n_1 n_2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} \right) G_{inc} - \frac{gcS}{3(n_1 + n_2)}, \quad (1)$$

где G_{inc} и G_{ref} – пространственно-временные спектры падающего и отраженного излучения соответственно, $n_1(\omega)$ и $n_2(\omega)$ – линейные показатели преломления граничащих сред, для которых зависимость от частоты имеет вид

$$\begin{cases} n(\omega) = N_0 + \Delta n(\omega), \\ \Delta n(\omega) = ca\omega^2 - c \frac{b}{\omega^2}, \end{cases} \quad (2)$$

где N_0 , a , b – константы, характеризующие нерезонансную дисперсию линейного показателя преломления среды, $g = 2\tilde{n}_2 / c$ – описывает безынерционную

нелинейность поляризационного отклика среды, \tilde{n}_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления среды, c – скорость света,

$$S(\omega, k_x, k_y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} \int E_{inc}^3(t, x, y) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt dx dy =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^6} \int \int \int \int \int \int G_{inc}(\omega - \omega', k_x - k'_x, k_y - k'_y) G_{inc}(\omega' - \omega'', k'_x - k''_x, k'_y - k''_y) \times \quad (3)$$

$$\times G_{inc}(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y,$$

где E_{inc} – напряженность электрического поля падающей волны.

В настоящей работе выведенная формула (1) была использована для анализа нелинейного отражения суперпозиции двух фемтосекундных спектральных суперконтинуумов с линейной фазовой модуляцией. Пусть поле падающего излучения имеет вид

$$E_{inc}(t, x, y) = E_0 e^{-2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{x}{\rho}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{y}{\rho}\right)^2} \cdot \sin(\omega_0 t + \omega_0 \alpha t^2) +$$

$$+ E_0 \cdot e^{-2\left(\frac{t+\Delta t}{\tau}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{x}{\rho}\right)^2} \cdot e^{-2\left(\frac{y}{\rho}\right)^2} \cdot \sin(\omega_0(t + \Delta t) + \omega_0 \alpha(t + \Delta t)^2), \quad (4)$$

где E_0 – амплитуда импульсов, τ – их временная длительность, ρ – поперечный размер пучков, $\omega_0 = 2\pi c / \lambda$ – центральная частота импульсов, λ – их центральная длина волны, Δt – временная задержка между импульсами, α – коэффициент фазовой модуляции.

На рис. 1 приведены иллюстрации изменения структуры электрического поля и пространственно-временного спектра суперпозиции двух гауссовых импульсов с центральной длиной волны $\lambda = 780$ нм, пространственно-временными параметрами $\rho = 10 \cdot \lambda$ и $\tau = 30$ фс и пиковой интенсивностью $I = 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², которые падают из воздуха на кварцевое стекло с временной задержкой $\Delta t = 0$ фс.

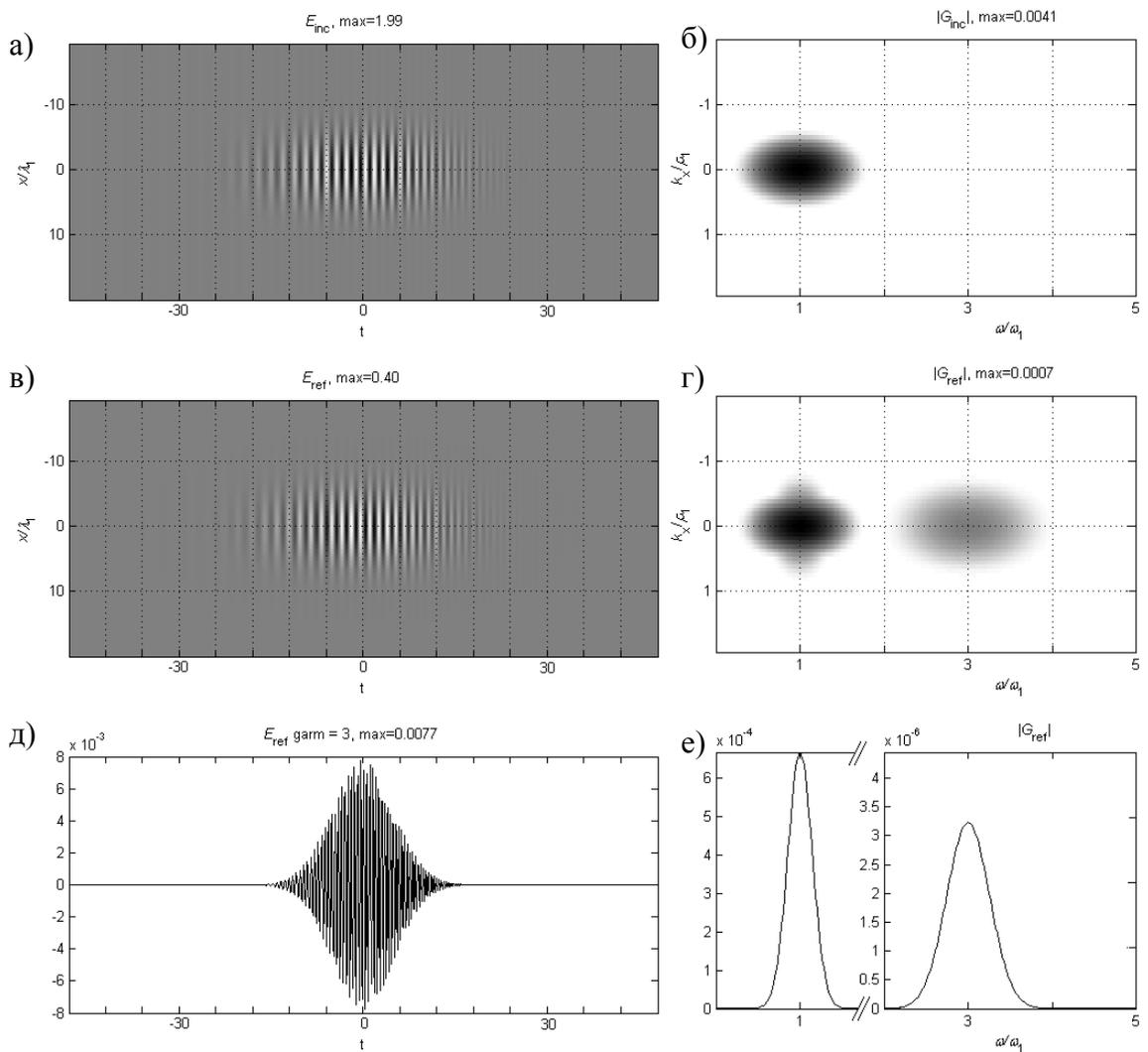


Рис. 1. Нормированные поле E_{inc} (а) и спектр G_{inc} (б, логарифмический масштаб) падающего излучения с пространственно-временными параметрами: $\lambda = 780$ нм, $\rho = 10 \cdot \lambda$ и $\tau = 30$ фс, $I = 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², $\Delta t = 0$ фс. Нормированные поле E_{ref} (в; д) и спектр G_{ref} (г, логарифмический масштаб; е, увеличенный масштаб) отраженного излучения.

На рис. 1(а) и 1(б) иллюстрированы зависимости электрического поля E_{inc} падающего излучения от координаты и времени и его спектра G_{inc} от пространственной и временной частот. В связи с цилиндрической симметрией пучка (4) на рисунке дана зависимость поля только от одной пространственной координаты. На рис. 1(в, д) и 1(г, е) иллюстрированы электрическое поле E_{ref} отраженного излучения и его спектр G_{ref} . Из рисунков видно, что основным нелинейным эффектом является генерация импульсов на утроенной частоте.

Теперь увеличим задержку между импульсами $\Delta t = 17$ фс. Как видно из рис.2 (б) при увеличении задержки между импульсами спектр падающего излучения становится квазидискретным. Излучение, отраженное на утроенной частоте (рис. 2 е), также имеет квазидискретный спектр причудливой формы.

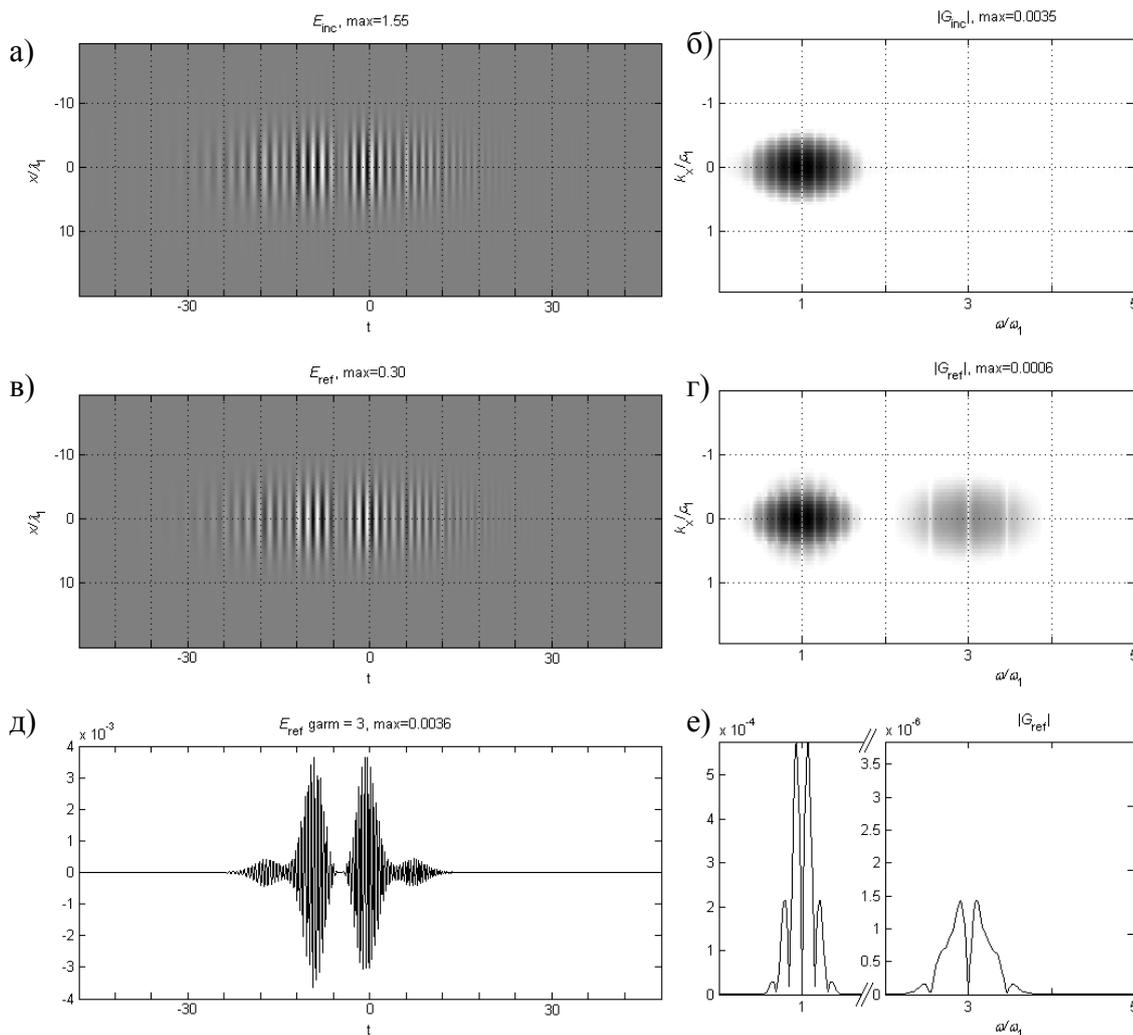


Рис. 2. Нормированные поле E_{inc} (а) и спектр G_{inc} (б, логарифмический масштаб) падающего излучения с пространственно-временными параметрами: $\lambda = 780$ нм, $\rho = 10 \cdot \lambda$ и $\tau = 30$ фс, $I = 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см², $\Delta t = 17$ фс. Нормированные поле E_{ref} (в; д) и спектр G_{ref} (г, логарифмический масштаб; е, увеличенный масштаб) отраженного излучения.

1. О.А. Мохнатова, С.А. Козлов, *Труды IV Международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2005"*, с.84-85, (2005).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ АНАЛОГИ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД С НЕРЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ И НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ИХ РЕШЕНИЯ ДЛЯ НЕПАРАКСИАЛЬНОЙ САМОФОКУСИРОВКИ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Иванов Д.В., Козлов С.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Найдены решения системы уравнений, описывающей динамику сверхшироких пространственно-временных спектров световых импульсов

из малого числа колебаний в однородной изотропной диэлектрической среде с произвольной спектральной зависимостью линейного показателя преломления и безынерционной кубичной нелинейностью. Иллюстрирована непараксиальная самофокусировка фемтосекундных световых импульсов из нескольких колебаний в кварцевом стекле.

Для изотропных диэлектрических сред с безынерционной кубичной нелинейностью спектральные аналоги уравнений Максвелла имеют вид [1]:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 g_x}{\partial z^2} + (k^2 - k_y^2)g_x - ik_x \frac{\partial g_z}{\partial z} + k_x k_y g_y = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{нл} F_x \\ \frac{\partial^2 g_y}{\partial z^2} + (k^2 - k_x^2)g_y - ik_y \frac{\partial g_z}{\partial z} + k_x k_y g_x = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{нл} F_y \\ (k^2 - k_x^2 - k_y^2)g_z - ik_x \frac{\partial g_x}{\partial z} - ik_y \frac{\partial g_y}{\partial z} = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{нл} F_z, \end{cases} \quad (1)$$

где

$$g_{x,y,z}(k_x, k_y, \omega, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{x,y,z}(x, y, t, z) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dx dy dt - \quad (2)$$

декартовы компоненты пространственно-временного спектра излучения, ω, k_x, k_y – частоты его временного и пространственного спектров, $E_{x,y,z}$ – декартовы компоненты напряженности электрического поля световой волны из малого числа колебаний, распространяющейся вдоль оси z в однородной изотропной диэлектрической среде с произвольной спектральной зависимостью линейного показателя преломления $n(\omega)$, $k = \frac{\omega}{c} n(\omega)$, $\varepsilon_{нл}$ – нелинейная диэлектрическая проницаемость среды, характеризующая безынерционную кубичную нелинейность электрической индукции среды $\vec{D}_{нл} = \varepsilon_{нл} \vec{E}^3$, функционалы

$$F_{x,y,z} = \sum_{i=x,y,z} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g_i(k_x - \alpha, k_y - \beta, \omega - \gamma, z) \cdot g_i(\alpha - \delta, \beta - \varphi, \gamma - \eta, z) \cdot g_{x,y,z}(\delta, \varphi, \eta, z) d\alpha d\beta d\gamma d\delta d\varphi d\eta \quad (3)$$

описывают

нелинейный отклик среды, c – скорость света в вакууме.

В настоящей работе получено частное аналитическое решение системы уравнений (1) методом последовательных приближений Пикара в виде:

$$g_x^{(1)}(k_x, k_y, \omega, z) = \frac{e^{-iUz}}{2k^2U} \int_0^z \left(iU^2 F_x - \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{k_x} \frac{\partial F_z}{\partial z} + i \frac{k_y}{k_x} U^2 F_y \right) e^{iUz} dz +$$

$$\frac{e^{iUz}}{2k^2U} \int_z^L \left(-iU^2 F_x + \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{k_x} \frac{\partial F_z}{\partial z} - i \frac{k_y}{k_x} U^2 F_y \right) e^{-iUz} dz - \quad (4)$$

$$\frac{ie^{-iUz}}{2k^2} \cdot \int_0^z e^{2iUz} \left(\int_z^L \left(ik_y^2 F_x + \frac{k_y^2}{k_x} \frac{\partial F_z}{\partial z} - i \frac{k_y}{k_x} (k^2 - k_y^2) F_y \right) e^{-iUz} dz \right) dz +$$

$$\frac{ie^{iUz}}{2k^2} \cdot \int_z^L e^{-2iUz} \left(\int_0^z \left(-ik_y^2 F_x - \frac{k_y^2}{k_x} \frac{\partial F_z}{\partial z} + i \frac{k_y}{k_x} (k^2 - k_y^2) F_y \right) e^{iUz} dz \right) dz,$$

$$g_y^{(1)}(k_x, k_y, \omega, z) = \frac{e^{-iUz}}{2k^2U} \int_0^z \left(-ik_x k_y F_x - k_y \frac{\partial F_z}{\partial z} + i(k^2 - k_y^2) F_y \right) e^{iUz} dz +$$

$$\frac{e^{iUz}}{2k^2U} \int_z^L \left(ik_x k_y F_x + k_y \frac{\partial F_z}{\partial z} - i(k^2 - k_y^2) F_y \right) e^{-iUz} dz, \quad (5)$$

$$g_z^{(1)}(k_x, k_y, \omega, z) = \frac{k_x e^{-iUz}}{2k^2U^2} \int_0^z \left(iU^2 F_x - \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{k_x} \frac{\partial F_z}{\partial z} + i \frac{k_y}{k_x} U^2 F_y \right) e^{iUz} dz -$$

$$\frac{k_x e^{iUz}}{2k^2U^2} \int_z^L \left(-iU^2 F_x + \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{k_x} \frac{\partial F_z}{\partial z} - i \frac{k_y}{k_x} U^2 F_y \right) e^{-iUz} dz - \quad (6)$$

$$\frac{ik_x e^{-iUz}}{2k^2U} \cdot \int_0^z e^{2iUz} \left(\int_z^L \left(ik_y^2 F_x + \frac{k_y^2}{k_x} \frac{\partial F_z}{\partial z} - i \frac{k_y}{k_x} (k^2 - k_y^2) F_y \right) e^{-iUz} dz \right) dz -$$

$$\frac{ik_x e^{iUz}}{2k^2U} \int_z^L e^{-2iUz} \left(\int_0^z \left(-ik_y^2 F_x - \frac{k_y^2}{k_x} \frac{\partial F_z}{\partial z} + i \frac{k_y}{k_x} (k^2 - k_y^2) F_y \right) e^{iUz} dz \right) dz + \frac{F_z}{U^2},$$

где $U = k \sqrt{1 - \left(\frac{k_x}{k}\right)^2 - \left(\frac{k_y}{k}\right)^2}$.

В решениях (4-6) учитываются нелинейные добавки к прямой, распространяющейся в положительном направлении оси z , и обратной волнам при условии, что нулевая итерация приближения Пикара рассматривается как однонаправленное излучение

$$\begin{cases} g_x^{(0)} = g_y^{(0)} = C_1(\omega, k_x, k_y) e^{-ik \sqrt{1 - \left(\frac{k_x}{k}\right)^2 - \left(\frac{k_y}{k}\right)^2} z} \\ g_z^{(0)} = \frac{(k_x + k_y)}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} C_1(\omega, k_x, k_y) e^{-ik \sqrt{1 - \left(\frac{k_x}{k}\right)^2 - \left(\frac{k_y}{k}\right)^2} z}, \end{cases} \quad (7)$$

являющееся решением вида прямой волны линеаризованной системы (1), где

$$C_1(\omega, k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\text{ex}}(x, y, t) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dx dy dt, \quad E_{\text{ex}} - \text{распределение поля}$$

импульса на входе в среду.

На основе полученных решений (4-6) проиллюстрированы процессы непараксиального самовоздействия фемтосекундных импульсов из нескольких колебаний светового поля в кварцевом стекле.

1. Иванов Д.В., Петрошенко П.А., Козлов С.А. *Труды Международной конф. молодых ученых и специалистов «Оптика-2007»*, СПб, 15 – 19 октября 2007г., с.55-56 (2007).

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ ПРИ СОКРАЩЕНИИ ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВСТРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Буяновская Е.М., Козлов С.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

На основе выведенных ранее уравнений, описывающих динамику полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний была исследована эффективность генерации излучения на комбинационных частотах в зависимости от длительности взаимодействующих импульсов.

В работе [1] были выведены уравнения, описывающие динамику полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний при их взаимодействии в нелинейных диэлектрических средах и был изучен частный случай взаимодействия полей низко- (E_+) и высокоинтенсивного (E_-) импульсов, для которого уравнения имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial \tilde{z}} + \frac{1}{V} \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial \tilde{t}} - \frac{\partial \tilde{E}_+}{\partial \tilde{t}^3} + B \int_{-\infty}^{\tilde{t}} \tilde{E}_+ d\tilde{t}' + G \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} (\tilde{E}_-^2 \tilde{E}_+) = 0 \\ \frac{\partial \tilde{E}_-}{\partial \tilde{z}} - \frac{1}{V} \frac{\partial \tilde{E}_-}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial^3 \tilde{E}_-}{\partial \tilde{t}^3} - B \int_{-\infty}^{\tilde{t}} \tilde{E}_- d\tilde{t}' - G \tilde{E}_-^2 \frac{\partial \tilde{E}_-}{\partial \tilde{t}} = 0. \end{array} \right. \quad (1a)$$

где $\frac{1}{V} = \frac{N_0}{\Delta n_0}$, $\Delta n_0 = ca\omega_0^3$ характеризует дисперсию показателя преломления оптической среды, N_0, a - параметры, характеризующие нерезонансную зависимость показателя преломления среды, $G = 4 \frac{\Delta n_{nl}}{\Delta n_0}$, $\Delta n_{nl} = \frac{3c^2 g}{8N_0} E_{-0}^2$ имеет смысл нелинейной добавки к ее показателю преломления $\Delta n_{nl} = n_2 I$ (здесь n_2 - коэффициент нелинейного показателя преломления, а I - интенсивность излучения) в поле монохроматической волны с амплитудой E_{-0} . Было получено решение уравнения для малоинтенсивной волны в пренебрежении дисперсионными слагаемыми методом последовательных приближений Пикара в виде:

$$E_+(z', \tau) = E_+(z_0, \tau) + G \int_{z_0}^{z'} \frac{\partial}{\partial \tau} [E_-^2(z'', \tau) E_+(z'', \tau)] dz'' \quad (2)$$

где $E_+(z_0, \tau)$ - решение линеаризованного уравнения (1a) вида светового импульса, неизменяющегося по форме при распространении в бездисперсионной среде, $E_-(z', \tau)$ - заданное сильное поле встречного импульса, z_0 - координата

диэлектрической среды, начиная с которой световые импульсы, распространяющиеся навстречу друг другу, во времени начинают пересекаться. Было показано, что при взаимодействии таких импульсов происходит генерация комбинационных частот. В данной работе была исследована эффективность этой генерации для импульсов вида:

$$E_+(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_+^2}\right) \sin(\tau) \quad (3)$$

$$E_-(\tau, z') = \exp\left(-\frac{\left(\tau + \frac{2}{V}z'\right)^2}{\tau_-^2}\right) \sin\left(\frac{\omega_-}{\omega_+} \left(\tau + \frac{2}{V}z'\right)\right) \quad (4)$$

где ω_- и ω_+ - центральные частота высокоинтенсивной и низкоинтенсивной волн соответственно, $\tau_+ = \omega_+ \tau_{+0}$, $\tau_- = \omega_- \tau_{-0}$, τ_{+0} , τ_{-0} - исходные длительности импульсов, $\tau = t - \frac{1}{V}z$, $z' = z$ - сопровождающая система координат, с параметрами $\frac{E_{+0}}{E_{-0}} = 0.2$,

$G=2.5$ ($I_0=1 \cdot 10^{13}$ Вт/см²), $\lambda_+ = 780$ нм, $\lambda_- = 390$ нм в кварцевом стекле, при заданной интенсивности и различной длительности. Показано, что эффективность генерации излучения на утроенной частоте изменялась от трех до тринадцати тысячных процентов при изменении длительности взаимодействующих импульсов от пяти до двадцати фемтосекунд соответственно. Для излучения на пятой частоте эффективность генерации изменялась от пяти до двадцати одной тысячной процента.

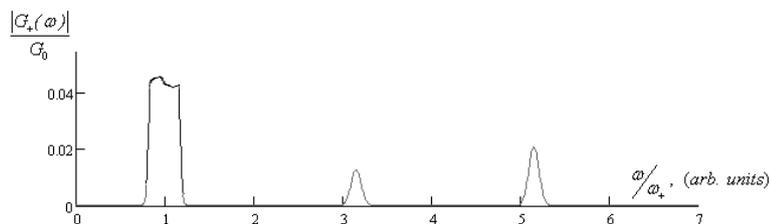


Рис.1 Спектр низкоинтенсивного импульса после взаимодействия (для длительности взаимодействующих импульсов 10 фс)

На рис. 1 представлены результаты расчета спектра низкоинтенсивного излучения после взаимодействия с высокоинтенсивным в нелинейной среде.

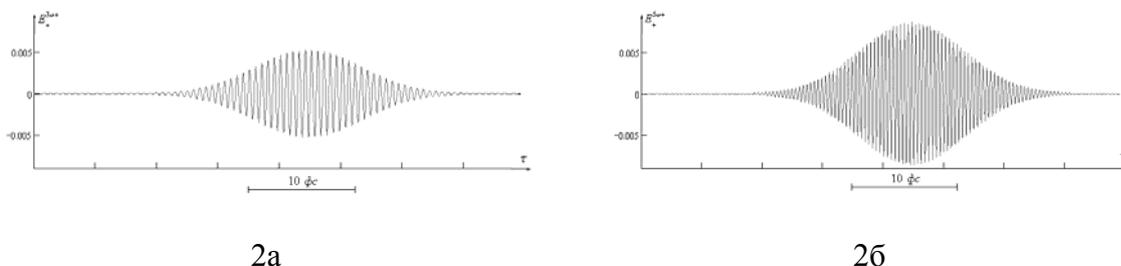
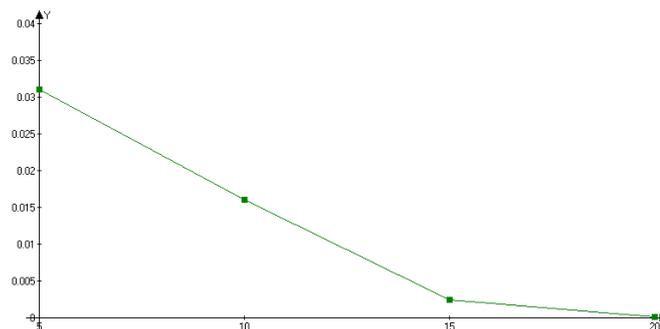
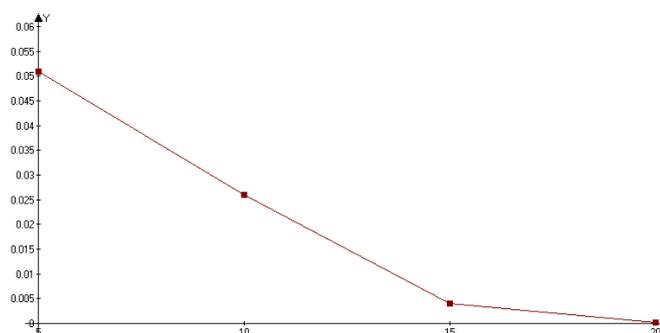


Рис.2. Импульсы, сгенерированные в результате взаимодействия на кратных частотах

На рис. 2а и 2б представлена временная эволюция электрического поля на генерируемых частотах.



3а



3б

На рис. 3а и 3б представлена зависимость эффективности генерации излучения от длительности взаимодействующих импульсов на утроенной и упятеренной частотах соответственно.

1. Буяновская Е.М., Козлов С.А. *Динамика полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах* // ЖЭТФ, 2007, Т. 86, В. 5-6, С. 349-353.

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КРАТНЫХ И КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ОТРАЖЕНИИ ДВУХ ПАДАЮЩИХ ПОД РАЗНЫМИ УГЛАМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Турков В. К., Козлов С. А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано одновременное нелинейное отражение двух фемтосекундных параксиальных световых пучков с разными центральными длинами волн при падении их на границу раздела сред под малыми, но разными углами. Зависимости параметров импульсов, отраженных от нелинейной среды на кратных и комбинационных частотах, от пространственно-временных характеристик падающего излучения иллюстрированы на примере отражения суперпозиции первой и второй гармоник титан-сапфирового лазера от кварцевого стекла.

Зависимость пространственно-временного спектра излучения G_{ref} , отраженного от нелинейной диэлектрической среды с нелинейной восприимчивостью χ , от спектра G_{inc} параксиального излучения, падающего на границу раздела линейной и нелинейной сред под малым углом, имеет вид¹:

$$G_{ref} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \left(1 + \frac{c^2}{n_1 n_2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{\omega^2} \right) G_{inc} - \frac{2\pi\chi S}{N_0(n_1 + n_2)}, \quad (1)$$

где

$$G_{ref,inc}(\omega, k_x, k_y) = \iiint E_{ref,inc}(t, x, y) \exp[i(\omega t - k_x x - k_y y)] dt dx dy, \quad (2)$$

E_{ref}, E_{inc} - поля отраженной и падающей волн излучения соответственно, $n_1(\omega)$ и $n_2(\omega)$ - линейные показатели преломления граничащих сред, ω, k_x, k_y - временные и пространственные частоты, N_0 - показатель преломления на центральной длине волны излучения.

$$S(\omega, k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^6} \iiint \iiint G_{inc}(\omega - \omega', k_x - k'_x, k_y - k'_y) \times \\ \times G_{inc}(\omega' - \omega'', k'_x - k''_x, k'_y - k''_y) \times \\ \times G_{inc}(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y \quad (3)$$

Рассмотрим отражение двух волн, падающих на границу раздела сред ($z = 0$) в одной плоскости, поле которых имеет вид:

$$E_{inc} = E_1 \exp\left\{-\left(\frac{x}{\rho_1}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{y \cos \alpha}{\rho_1}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^2\right\} \sin(\omega_1 t - k_1 y \sin \alpha) + \\ + E_2 \exp\left\{-\left(\frac{x}{\rho_2}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{y \cos \beta}{\rho_2}\right)^2\right\} \exp\left\{-\left(\frac{t}{\tau_2}\right)^2\right\} \sin(\omega_2 t - k_2 y \sin \beta) \quad (4)$$

а спектр:

$$G_{inc} = \frac{E_1}{2i \cos \alpha} \pi^{3/2} \exp\left\{-\frac{k_x^2 \rho_1^2}{4}\right\} \left[\exp\left\{-\frac{(k_y + k_1 \sin \alpha)^2 \rho_1^2}{4 \cos^2 \alpha}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega + \omega_1)^2 \tau_1^2}{4}\right\} - \right. \\ \left. - \exp\left\{-\frac{(k_y - k_1 \sin \alpha)^2 \rho_1^2}{4 \cos^2 \alpha}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_1)^2 \tau_1^2}{4}\right\} \right] + \\ + \frac{E_2}{2i \cos \beta} \pi^{3/2} \exp\left\{-\frac{k_x^2 \rho_2^2}{4}\right\} \left[\exp\left\{-\frac{(k_y + k_2 \sin \beta)^2 \rho_2^2}{4 \cos^2 \beta}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega + \omega_2)^2 \tau_2^2}{4}\right\} - \right. \\ \left. - \exp\left\{-\frac{(k_y - k_2 \sin \beta)^2 \rho_2^2}{4 \cos^2 \beta}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_2)^2 \tau_2^2}{4}\right\} \right] \quad (5)$$

где E_1 и E_2 - амплитуды падающих волн, ρ_1 и ρ_2 - поперечные размеры световых пучков, k_1 и k_2 - их волновые числа, α и β - углы падения пучков, τ_1 и τ_2 - длительности импульсов, ω_1 и ω_2 - их центральные частоты.

В настоящей работе из формулы (1) выведено выражение для спектра, генерируемого при взаимодействии волн (4,5) излучения кратных и комбинационных частот, вида:

$$\begin{aligned}
G_{comb}(\omega, k_x, k_y) = & -\frac{2\pi\chi}{N_0(n_1+n_2)} \left(\frac{E_1^3 \rho_1^2 \tau_1}{8i \cos \alpha} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{k_x^2 \rho_1^2}{12}\right\} \times \right. \\
& \times \left[\exp\left\{-\frac{(k_y+3k_1 \sin \alpha)^2 \rho_1^2}{12 \cos^2 \alpha}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega+3\omega_1)^2 \tau_1^2}{12}\right\} - \right. \\
& \left. \left. - \exp\left\{-\frac{(k_y-3k_1 \sin \alpha)^2 \rho_1^2}{12 \cos^2 \alpha}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega-3\omega_1)^2 \tau_1^2}{12}\right\} \right] + \right. \\
& + \frac{E_1^2 E_2}{8i} \rho_{x1} \rho_{k1} \tau_{k1} \pi^{3/2} \exp\left\{-\frac{k_x^2 \rho_{x1}^2}{4}\right\} \times \\
& \times \left[\exp\left\{-\frac{[k_y+(2k_1 \sin \alpha+k_2 \sin \beta)]^2 \rho_{k1}^2}{4}\right\} \exp\left\{-\frac{[\omega+(2\omega_1+\omega_2)]^2 \tau_{k1}^2}{4}\right\} - \right. \\
& \left. - \exp\left\{-\frac{[k_y-(2k_1 \sin \alpha+k_2 \sin \beta)]^2 \rho_{k1}^2}{4}\right\} \exp\left\{-\frac{[\omega-(2\omega_1+\omega_2)]^2 \tau_{k1}^2}{4}\right\} \right] + \\
& + \exp\left\{-\frac{[k_y+(2k_1 \sin \alpha-k_2 \sin \beta)]^2 \rho_{k1}^2}{4}\right\} \exp\left\{-\frac{[\omega+(2\omega_1-\omega_2)]^2 \tau_{k1}^2}{4}\right\} - \\
& \left. - \exp\left\{-\frac{[k_y-(2k_1 \sin \alpha-k_2 \sin \beta)]^2 \rho_{k1}^2}{4}\right\} \exp\left\{-\frac{[\omega-(2\omega_1-\omega_2)]^2 \tau_{k1}^2}{4}\right\} \right] + \tag{6} \\
& + \frac{E_1 E_2^2}{8i} \rho_{x2} \rho_{k2} \tau_{k2} \pi^{3/2} \exp\left\{-\frac{k_x^2 \rho_{x2}^2}{4}\right\} \times \\
& \times \left[\exp\left\{-\frac{[k_y+(2k_2 \sin \beta-k_1 \sin \alpha)]^2 \rho_{k2}^2}{4}\right\} \exp\left\{-\frac{[\omega+(2\omega_2+\omega_1)]^2 \tau_{k2}^2}{4}\right\} - \right. \\
& \left. - \exp\left\{-\frac{[k_y-(2k_2 \sin \beta+k_1 \sin \alpha)]^2 \rho_{k2}^2}{4}\right\} \exp\left\{-\frac{[\omega-(2\omega_2+\omega_1)]^2 \tau_{k2}^2}{4}\right\} \right] + \\
& + \exp\left\{-\frac{[k_y+(2k_2 \sin \beta-k_1 \sin \alpha)]^2 \rho_{k2}^2}{4}\right\} \exp\left\{-\frac{[\omega+(2\omega_2-\omega_1)]^2 \tau_{k2}^2}{4}\right\} - \\
& \left. - \exp\left\{-\frac{[k_y-(2k_2 \sin \beta+k_1 \sin \alpha)]^2 \rho_{k2}^2}{4}\right\} \exp\left\{-\frac{[\omega-(2\omega_2-\omega_1)]^2 \tau_{k2}^2}{4}\right\} \right] + \\
& + \frac{E_2^3 \rho_2^2 \tau_2}{8i \cos \beta} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{3/2} \exp\left\{-\frac{k_x^2 \rho_2^2}{12}\right\} \left[\exp\left\{-\frac{(k_y+3k_2 \sin \beta)^2 \rho_2^2}{12 \cos^2 \beta}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega+3\omega_2)^2 \tau_2^2}{12}\right\} - \right. \\
& \left. \left. - \exp\left\{-\frac{(k_y-3k_2 \sin \beta)^2 \rho_2^2}{12 \cos^2 \beta}\right\} \exp\left\{-\frac{(\omega-3\omega_2)^2 \tau_2^2}{12}\right\} \right] \right]
\end{aligned}$$

где пространственно-временные параметры генерируемого излучения имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_{x1}^2} &= \frac{2}{\rho_1^2} + \frac{1}{\rho_2^2} & \frac{1}{\rho_{x2}^2} &= \frac{1}{\rho_1^2} + \frac{2}{\rho_2^2} \\ \frac{1}{\rho_{k1}^2} &= \frac{2 \cos \alpha}{\rho_1^2} + \frac{\cos \beta}{\rho_2^2} & \frac{1}{\rho_{k2}^2} &= \frac{\cos \alpha}{\rho_1^2} + \frac{2 \cos \beta}{\rho_2^2} \\ \frac{1}{\tau_{k1}^2} &= \frac{2}{\tau_1^2} + \frac{1}{\tau_2^2} & \frac{1}{\tau_{k2}^2} &= \frac{1}{\tau_1^2} + \frac{2}{\tau_2^2} \end{aligned} \quad (7)$$

Зависимости параметров импульсов, отраженных от нелинейной среды на кратных и комбинационных частотах, от пространственно-временных характеристик падающего излучения иллюстрированы на примере отражения суперпозиции первой и второй гармоник титан-сапфирового лазера от кварцевого стекла.

1. Козлов С.А., Мохнатова О.А. Нелинейное отражение фемтосекундного спектрального суперконтинуума. - ЖЭТФ, т. 133, в.2, с. 260-270, 2008

НЕЛИНЕЙНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА В ПРИСУТСТВИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ

Авербух Б.Б.

Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск, Россия

Показано, что в индикатрисе рассеянного системой атомов света должны проявиться и триплет Моллоу и расщепление Манделъштама – Бриллюэна. При определенных условиях оказывается возможной компенсация частотных сдвигов, обусловленных различными физическими механизмами (динамический эффект Штарка на одном атоме и рассеяние на звуковой волне). При этом семичастотный в общем случае спектр рассеяния превращается в пятичастотный.

Нелинейность взаимодействия атома с сильным когерентным падающим полем $\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ приводит к перестройке структуры атомных энергетических уровней. Это проявляется в спектре рассеянного атомом излучения в виде триплета Моллоу¹⁻², т.е. в этом случае рассеяние идет как на частоте сильного поля ω_0 так и еще на двух симметрично расположенных относительно нее частотах $\omega_0 \pm \Delta$, где $\Delta = \sqrt{\Omega^2 + 4|V_0|^2}$, $\Omega = \omega_0 - \omega_{mn}$ - расстройка частоты сильного поля ω_0 от частоты атомного перехода ω_{mn} , $V_0 = \mathbf{D}_{mn} \mathbf{E}_0 / \hbar$ и \mathbf{D}_{mn} - матричный элемент оператора дипольного момента атомного перехода $m - n$ между комбинирующими уровнями.

Как проявится триплет Моллоу при рассеянии сильного поля системой атомов? Одно из таких проявлений и рассматривается в настоящей работе.

Рассмотрим границу раздела вакуум - среда, параллельную плоскости xu . Ось z направим из среды в вакуум и считаем, что волновые векторы рассматриваемых волн лежат в плоскости xz . Среда представляет собой совокупность двухуровневых атомов. Предполагается, что межатомные расстояния меньше длины световой

волны, но больше радиуса сил межатомного взаимодействия. Пусть $\cos \alpha_0$ и $\cos \gamma_0$ - направляющие косинусы волнового вектора \mathbf{k}_0 сильного поля, падающего из вакуума на среду. При равномерном неупорядоченном распределении атомов среды в приграничном (порядка длины волны λ) слое вещества формируются поля рассеянного назад излучения на частотах $\omega_1 = \omega_0 - \Delta$, $\omega_2 = \omega_0$, $\omega_3 = \omega_0 + \Delta$, распространяющиеся в направлениях волновых векторов $\mathbf{k}_i = (k_i \cos \varphi_i, k_i \cos \theta_i)$,

($i = 1,2,3$), соответственно, причем³ $\cos \varphi_1 = \frac{\omega}{\omega - \Delta} \cos \alpha_0$, $\cos \varphi_2 = \cos \alpha_0$,

$$\cos \varphi_3 = \frac{\omega}{\omega + \Delta} \cos \alpha_0.$$

Распространение в среде обусловленных флуктуациями плотности звуковых волн с волновыми векторами \mathbf{q} и частотами ω_q порождает оптическую неоднородность среды. Каждая из сформированных системой атомов оптических волн будет взаимодействовать со звуковыми волнами независимо. Выбор направления наблюдения фиксирует звуковую волну, на которой происходит рассеяние. Световая волна с волновым вектором \mathbf{k}_i и частотой ω_i , рассеявшись на звуковой волне, образует световые волны с волновыми векторами $\mathbf{k}_i \pm \mathbf{q}$ и частотами $\omega_i \pm \omega_q$ соответственно. Поэтому спектр рассеянного на звуковой волне света содержит в общем случае шесть частот $\omega_0 \pm \omega_q, (\omega_0 \pm \Delta) \pm \omega_q$ (а с учетом рассеяния на флуктуациях энтропии еще и частоту ω_0) и несет информацию как о нелинейности взаимодействия отдельного атома с сильным полем, так и о коллективном взаимодействии атомов с этим полем. Звуковая частота ω_q много меньше оптической частоты ω_0 . Поэтому можно считать, что $|\mathbf{k}_i \pm \mathbf{q}| \approx |\mathbf{k}_i|$. Тогда

угол θ рассеяния света определяется соотношением $q = 2k_0 \sin \frac{\theta}{2}$, а

$$\omega_q = vq = 2k_0 v \sin \frac{\theta}{2},$$

где v - фазовая скорость звука в среде. Таким образом, величина

расщепления Манделъштама - Бриллюэна зависит от угла рассеяния. Величина же расщепления в триплете Моллоу не зависит от направления, т.к. этот эффект обусловлен взаимодействием сильного поля с одним атомом. Поэтому результирующий спектр рассеянного излучения должен зависеть от угла рассеяния.

Звуковые частоты, определяющие рассеяние света, лежат в диапазоне от нуля для направления "вперед" до некоторой максимальной частоты $\omega_{q \max} = 2k_0 v$ для направления "назад". Для видимой области спектра максимальные частоты лежат в интервале от 10^9 Гц до 10^{11} Гц при переходе от газов к жидкостям и твердым телам. Расщепление Δ в триплете Моллоу определяется величиной сильного поля и расстройкой его от резонанса. Оно может меняться от величины порядка $4 \cdot 10^7$ Гц в поле маломощных лазеров² до величин порядка 10^9 Гц в поле мощных лазеров⁴. Поэтому, в частности, возможна ситуация, когда, расщепление Манделъштама - Бриллюэна совпадает по величине с расщеплением в триплете Моллоу, т.е.

$$\omega_q = 2k_0 v \sin \frac{\theta}{2} = \Delta.$$

В этом случае спектр рассеянного излучения будет содержать

только пять частот ω_0 , $\omega_0 \pm \Delta$ и $\omega_0 \pm 2\Delta$. Равенство $\omega_q = \Delta$ может выполняться, если $q = 2k_{0x} = 2k_{1x} = 2k_{2x} = 2k_{3x}$, т.е. звуковая волна распространяется вдоль оси x . Условия $2k_0 v \sin \frac{\theta}{2} = \Delta$ и $q = 2k_0 \cos \alpha_0$ совпадают при $\frac{\theta}{2} + \alpha_0 = \frac{\pi}{2}$. Направления волновых векторов рассеянного излучения показаны на рис.1.

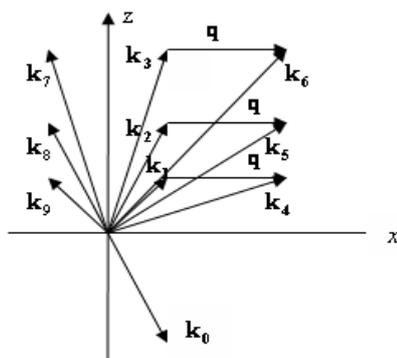


Рис. 1. Направления волновых векторов падающего и рассеянного излучений

Сильное поле распространяется в направлении вектора \mathbf{k}_0 . Волновые векторы \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 , \mathbf{k}_3 показывают направления распространения излучения с частотами $\omega_0 + \Delta$, ω_0 , $\omega_0 + \Delta$ соответственно. Вектор \mathbf{q} показывает направление распространения звуковой волны. В направлениях векторов \mathbf{k}_4 , \mathbf{k}_5 , \mathbf{k}_6 распространяется рассеянное на звуковой волне излучение с частотами ω_0 , $\omega_0 + \Delta$, $\omega_0 + 2\Delta$ соответственно. В направлениях векторов \mathbf{k}_7 , \mathbf{k}_8 , \mathbf{k}_9 распространяется рассеянное на звуковой волне излучение с частотами ω_0 , $\omega_0 - \Delta$, $\omega_0 - 2\Delta$ соответственно. Углы между векторами \mathbf{k}_4 , \mathbf{k}_5 , \mathbf{k}_6 , а также между векторами \mathbf{k}_7 , \mathbf{k}_8 , \mathbf{k}_9 чрезвычайно малы и наблюдать различие направлений этих векторов практически невозможно. Поэтому можно сказать, что спектр рассеянного назад (по отношению к вектору \mathbf{k}_0) света представляет собой триплет с частотами ω_0 , $\omega_0 - \Delta$, $\omega_0 - 2\Delta$, а спектр “отраженного” света - триплет с частотами ω_0 , $\omega_0 + \Delta$, $\omega_0 + 2\Delta$.

Таким образом, наблюдение пространственных триплетов в данном случае практически невозможно. Но при определенных значениях углов падения и рассеяния вклад различных физических механизмов, формирующих индикатрису отраженного излучения, может быть таков, что семичастотный в общем случае спектр превращается в пятичастотный. Условие $\omega_q = \Delta$, связывающее между собой характеристики сильного поля и звуковой волны в этом случае, может быть использовано при определении различных характеристических параметров.

1. B.R.Mollow, *Phys. Rev.*, **188**, №5, 1969-1975, (1969).
2. F.Shuda, C.R.Jr.Stroud, M.Hercher, *J. Phys.*, **B7**, №7, L198-L202, (1974).
3. B.B.Averbukh, *Proc. SPIE*, **6595**, (2007).
4. А.М.Бонч-Бруевич, В.А.Ходовой, *УФН*, **93**, №31, 71-110, (1967).

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ, ФОРМИРУЕМОЙ В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ

Беспалов В.Г., Новоселов Е.В., Путилин С.Э.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлены экспериментальные спектры излучения фемтосекундного лазерного пробоя в атмосферном воздухе, формируемого лазером на сапфире с титаном. Впервые представлены и объяснены экспериментальные результаты по генерации полуторной гармоники в фемтосекундной лазерной плазме, формируемой в атмосферном воздухе.

Известно, что в фемтосекундной лазерной искре в воздухе помимо эмиссионных линий атомов и ионов, интенсивность которых слаба, генерируются спектральный суперконтинуум¹ и третья гармоника². Кроме того, эмиссионные линии, как правило, появляются только через 3 – 4 мкс, в отличие от спектрального суперконтинуума и третьей гармоники, генерирующихся непосредственно в течении всего фемтосекундного импульса. Целью данной работы было исследование спектров излучения в диапазоне 200 – 1100 нм фемтосекундного лазерного пробоя в атмосферном воздухе, формируемого лазером на сапфире с титаном с длительностью одиночного импульса 30 – 40 фс и энергией до 1 мДж.

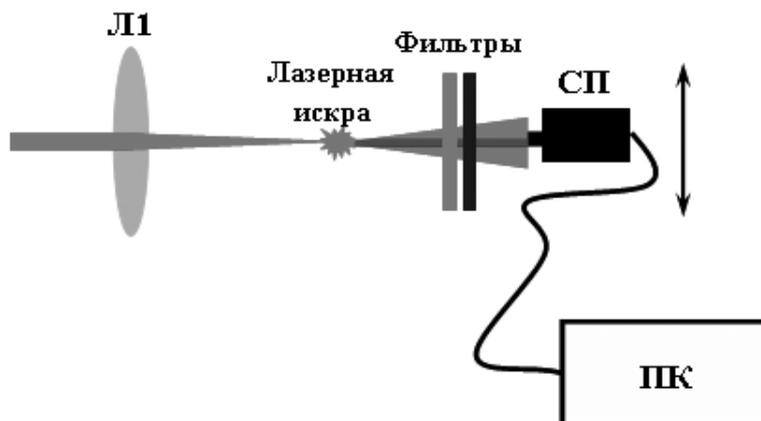


Рис. 1. Схема получения фемтосекундной лазерной искры. Л1 – линза с фокусным расстоянием $f=5$ см, СП – спектрограф, ПК – персональный компьютер

Схема получения фемтосекундной лазерной искры представлена на рис. 1. Излучение фемтосекундной лазерной системы фокусировалось в воздух линзой с фокусным расстоянием 5 см. Спектр анализировался спектрометром ASP 100 с использованием волоконного входа. Для анализа конусного излучения спектрального суперконтинуума имелась возможность измерять его спектр на различных расстояниях от оси пучка основного излучения.

При фокусировке излучения в воздух в фемтосекундной оптической пробое генерируются спектральный суперконтинуум и третья гармоника, что визуально наблюдается в виде синего пятна на оси пучка и красного кольца вокруг него. На рис. 2. показана зависимость спектра суперконтинуума от угла распространения (в

правом верхнем углу указано расстояние от центра пучка на расстоянии ~ 30 см от лазерной искры). На представленных спектрах четко видно, что спектр суперконтинуума состоит из уширенного, вследствие самомодуляции спектра накачки, генерирующегося вблизи оси (рис. 2 а,б), и конусной компоненты, параметрически генерирующейся под разными углами к оси (рис. 2 в-г). Также видно, что при увеличении угла центр спектр конусной компоненты суперконтинуума сдвигается в коротковолновую область, что, очевидно, обуславливается условиями фазового синхронизма. Экспериментальный спектр третьей гармоники предоставлен на рис. 3.

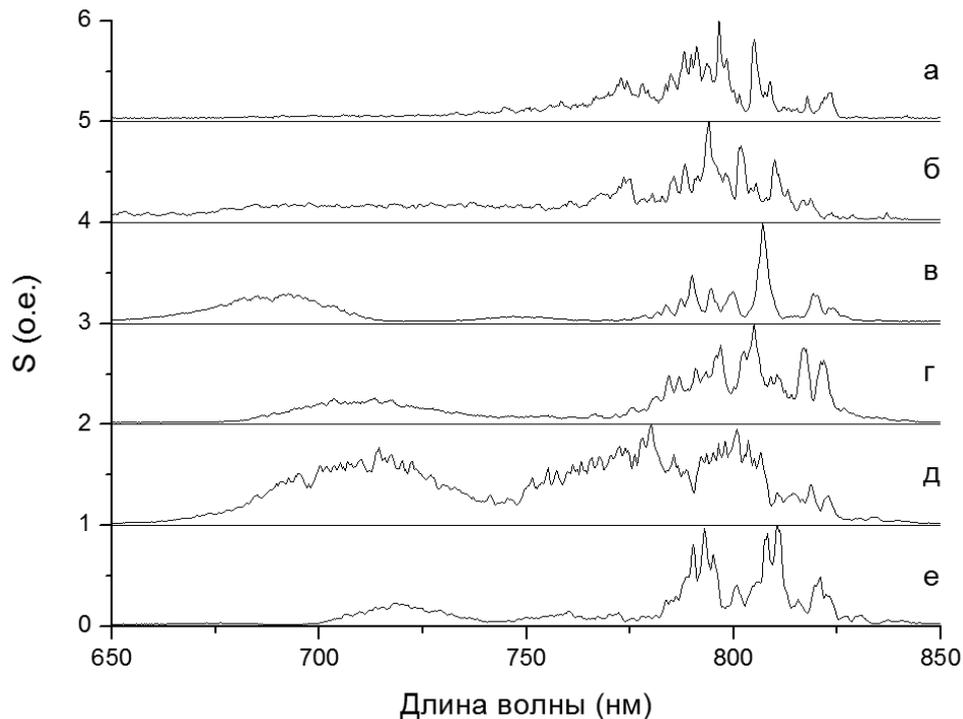


Рис. 2. Спектры конусного излучения спектрального суперконтинуума на различных расстояниях от оси пучка. а – 50 мм, б – 45 мм, в – 40 мм, г – 35 мм, д – 20 мм, е – 15 мм.

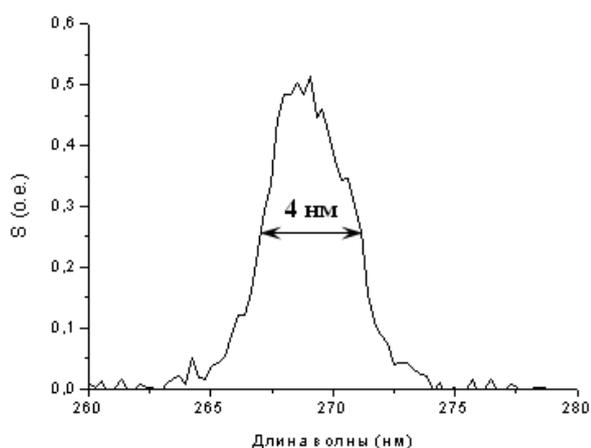


Рис. 3. Спектр излучения третьей гармоники. Энергия фемтосекундной лазерной системы ≥ 1 мДж, фокусировка линзой $f=5$ см.

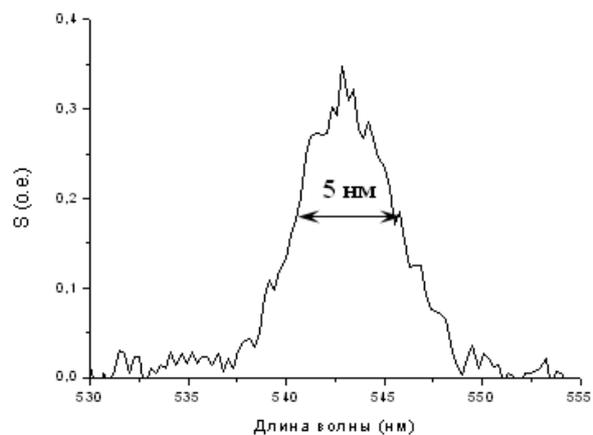


Рис. 4. Спектры излучения полуторной гармоники. Энергия фемтосекундной лазерной системы ≥ 1 мДж, фокусировка линзой $f=5$ см

Кроме того, в эксперименте было зафиксировано излучение на длине волны 543 нм и полушириной спектра 5 нм, что соответствует полуширине основного излучения ω_0 (рис. 4.). Излучение на данной длине волны соответствует гармонике $3/2 \omega_0$ или полуторной гармонике от основного излучения $\lambda_0=800$ нм..

Генерация полуторной гармонике может быть объяснена следующим образом. Известно, что в лазерной плазме могут образовываться гармоники $\omega_0/2$, $3/2 \omega_0$ и т.д., ответственным за излучение которых является комбинационное рассеяние греющей электромагнитной волны на параметрически возбуждаемых плазменных колебаниях



Рис. 5. Схема генерации гармоники $3/2 \omega_0$

Плотность фемтосекундной плазмы при энергии импульса порядка 1 -10 мДж по оценкам не превышает 10^{17} см⁻³, в то время как плотность плазмы для образования плазмонных волн должна составлять при длине волны 800 нм не менее 10^{21} см⁻³. Соответственно при данных условиях они не могут формироваться, и для появления излучения на гармонике $3/2 \omega_0$ необходим внешний затравочный источник. Поэтому может быть предложено следующее объяснение генерации гармоники $3/2 \omega_0$ (рис. 5.). Излучение основной частоты и третьей гармоники взаимодействуют параметрически с распадом излучения третьей гармоники на два фотона с частотами $3/2 \omega_0$. В тоже время, взаимодействие излучения основной частоты и гармоники $3/2 \omega_0$ формируют две плазмонные волны с частотами $\omega_0/2$, что приводит к образованию стоксовой и антистоксовой компонент. Уже имеющееся излучение на частоте $3/2 \omega_0$ является затравкой для ВКР усиления при взаимодействии плазмы, основной частоты и третьей гармоники.

Авторы выражают благодарность Крылову В.Н. и Лукомскому Г.В. за помощь в проведении исследований. Работа проводилась при поддержке гранта РФФИ 06-02-17303-а.

1. Желтиков А.М., *УФН*, **176**, 623-649, (2006).
2. Ребане А.К., Крылов В.Н., Коротеев Н.И., Желтиков А.М., *Квант. Электроника*, **23**, 291-292, (1996).
3. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., *Диагностика плотной плазмы*, М.: Наука, (1989).

Секция 2 Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ДЛИТЕЛЬНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ НАКАЧКИ

Башкиров Е.К., Гаранова Е.В.

Самарский государственный университет, Самара, Россия

Построена квантовая теория сверхизлучения системы трехуровневых излучателей, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем и когерентной накачкой произвольной длительности.

Обычно при квантовом описании сверхизлучения влияние процессов когерентной накачки на динамику формирования коллективного импульса не принимается во внимание. Накачка в этом случае выступает в качестве механизма создания инверсной населенности излучателей. При этом обычно предполагается, что эволюция системы излучателей в процессе сверхизлучения начинается из состояния с начальной нулевой макроскопической поляризацией. Такое рассмотрение справедливо, однако, только в том случае, когда длительность импульса накачки значительно меньше времени формирования корреляций между атомами в процессе коллективного излучения. Вместе с тем для большинства известных экспериментов по сверхизлучению такое условие не выполняется [1]. В работах К. Боудена и С. Сунга [2] впервые было отмечено, что в условиях, когда длительность импульса накачки превосходит время наведения атомных корреляций, процессы когерентной накачки могут оказать заметное влияние на сверхизлучение. Однако авторы ограничились рассмотрением импульсов накачки, длительность которых была много меньше времени задержки импульса сверхизлучения.

В настоящей работе на основе метода исключения бозонных переменных получена система квантовых кинетических уравнений, описывающих сверхизлучение в макроскопической системе трехуровневых излучателей с переходами Λ -типа, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем и когерентной накачкой произвольной длительности. Численное моделирование уравнений было проведено для параметров, представленных в эксперименте З. Купрениса и В. Швядаса по генерации сверхизлучения в парообразном Na. В эксперименте при полной интенсивности возбуждения максимум импульса сверхизлучения опережал максимум импульса накачки на 5 нс при длительности самого импульса накачки в 15 нс. В настоящей работе показано, что при учете неоднородного уширения атомных уровней, импульс сверхизлучения развивается на переднем фронте возбуждающего импульса накачки, что согласуется с результатами работы З. Купрениса и В. Швядаса.

1. А.А Калачев, В.В Самарцев, *Когерентные явления в оптике*. - Казань: Изд-во Казанского ГУ. 2003. - 281 с.
2. С.М Bowden., С.С. Sung, *Phys. Rev.*, A18, №4, 1558-1570, (1978).
3. З. Купренис, В. Швядас, *Известия РАН. Серия Физическая*, 53, №12, 2390-2392, (1989). G. Bepalov, N.S. Makarov,

СУЩЕСТВОВАНИЕ И ЕДИНСТВЕННОСТЬ РЕШЕНИЙ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ НА ГРАНИЦАХ МАГНИТНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД

Галынский В.М., Фурс А.Н.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Установлено необходимое условие существования решений дисперсионного уравнения для поверхностных поляритонов на границах непоглощающих магнитных сред с положительно определенными эрмитовыми тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости. Показано, что если решение дисперсионного уравнения существует, то оно единственно.

Одним из важных вопросов при исследовании поверхностных поляритонов (ПП) на границах раздела бианизотропных сред является вопрос о существовании и единственности решений дисперсионного уравнения¹. Для границ раздела немагнитных анизотропных сред этот вопрос был исследован в², а для бианизотропных материалов, в том числе и магнитных, ранее не рассматривался. В работах^{3,4} установлена возможность существования нескольких (до трех) поверхностных изонормальных волн на границах раздела одноосных кристаллов и сред с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями (ЛН-сред). Эти волны могут распространяться в одном направлении с разными фазовыми скоростями.

В данной работе исследуются необходимые условия существования ПП на границах раздела магнитных анизотропных сред, а также исследуется единственность решений дисперсионного уравнения. Выражение для плотности энергии магнитного поля $W_m \sim \mathbf{H}^* \boldsymbol{\mu} \mathbf{H}$ представлено через тензоры поверхностных импедансов $\boldsymbol{\gamma}$ и показано, что собственные значения тензора $\boldsymbol{\Gamma} = -i\boldsymbol{\gamma} \boldsymbol{\omega}/(ck)$ являются монотонно возрастающими функциями переменной $\boldsymbol{\omega}/(ck)$. Далее с использованием дисперсионного уравнения получено необходимое условие существования ПП в виде $\mathbf{a} \boldsymbol{\Gamma} \mathbf{a} > \mathbf{a} \boldsymbol{\Gamma}' \mathbf{a}$, где вектор \mathbf{a} лежит в плоскости границы и перпендикулярен к направлению распространения. Полученное условие применимо для ПП на границах магнитных анизотропных непоглощающих кристаллов с положительно определенными тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости. Показано, что если решение дисперсионного уравнения существует, то оно единственно. Для ЛН-сред выражение $W_m \sim \mathbf{H}^* \boldsymbol{\mu} \mathbf{H}$ для плотности энергии уже неприменимо, и, дисперсионное уравнение имеет несколько решений^{3,4}.

1. V.M. Galynsky, A.N. Furs, L.M. Barkovsky, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **37**, № 18, 5083-5096 (2004).
2. A.N.Furs, L.M.Barkovsky, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **1**, 109-115 (1999).
3. В.М. Галынский, А.Н. Фурс, *Оптический журнал*, **73**, № 11. С 15-21 (2006).
4. L.C. Crasovan, O. Takayama, D. Artigas, S.K. Johansen, D. Mihalache, L. Torner, *Phys. Rev. B* **74**:155120 (2006).

СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ, ОХЛАЖДЕННЫХ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ, НА ПРИМЕРЕ ХРИЗЕНА

Дьяченко Г.Г., Петухов В.А., Семенов М.А.

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

Измерены тонкоструктурные спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции молекул хризена, охлажденного в сверхзвуковой струе. С помощью полуэмпирического метода МО/М8ST проведены расчеты частот колебаний в S_0 и S_1 состояниях. Также рассчитаны относительные интенсивности электронно-колебательных переходов в спектрах возбуждения и флуоресценции. Сопоставление расчетных данных с измеренными спектрами позволило определить положение 0-0 перехода и провести интерпретацию спектров. Среднеквадратичное отклонение расчетных частот фундаментальных колебаний от экспериментальных для отнесенных линий в спектре возбуждения флуоресценции составляет 19 см^{-1} , а в спектре флуоресценции – 15 см^{-1} .

Задачей настоящей работы было получение и интерпретация электронно-колебательных спектров высокого разрешения хризена, охлажденного в сверхзвуковой струе до единиц Кельвина.

Охлаждение молекул и измерение их спектров производились на установке, описанной в работе¹. Откачка осуществлялась турбомолекулярным насосом с производительностью 500 л/с. В качестве буферного газа использовались аргон и гелий с начальными давлением 2-3 атм и температурой 140 – 170⁰С. Импульсный клапан обеспечивал впрыск смеси исследуемых молекул с буферным газом с длительностью 0,3 мс, оптическое возбуждение осуществлялось в 5 - 10 мм от сопла излучением второй гармоники импульсного перестраиваемого лазера на красителе с шириной линии 1 см^{-1} . При измерении спектров возбуждения флуоресценции сканировалась длина волны лазера на красителе, регистрировалась интегральная интенсивность флуоресценции. При этом с помощью лазерного волномера в каждом выстреле измерялась длина волны возбуждения. Регистрация спектров флуоресценции производилась с помощью сканирующего монохроматора МДРбу при возбуждении в 0-0 переход. Производилось накопление результатов, обычно в каждой точке спектра производилось от 20 до 150 лазерных выстрелов. Измеренные спектры приведены на рис. 1 и 2. В спектре возбуждения флуоресценции выявлено 45 линий, в спектре флуоресценции – 17.

Расчет частот колебаний и интенсивностей переходов производился с помощью оригинальной модели МО/М8ST², она работает в приближении валентных сил. Валентные силы между связями С-С в этой модели разбивались на σ - и π -составляющие. В приближении Хюккеля рассчитывались π -порядки, взаимные поляризуемости и самополяризуемости связей С-С, с помощью которых вычислялись π -составляющие валентных сил. Кроме того, параллельно определялась геометрия молекулы в основном и возбужденном электронных состояниях. Расчет интенсивностей производился в приближении Франка-Кондона. Для расчета интенсивностей переходов применялся разработанный нами ранее быстрый

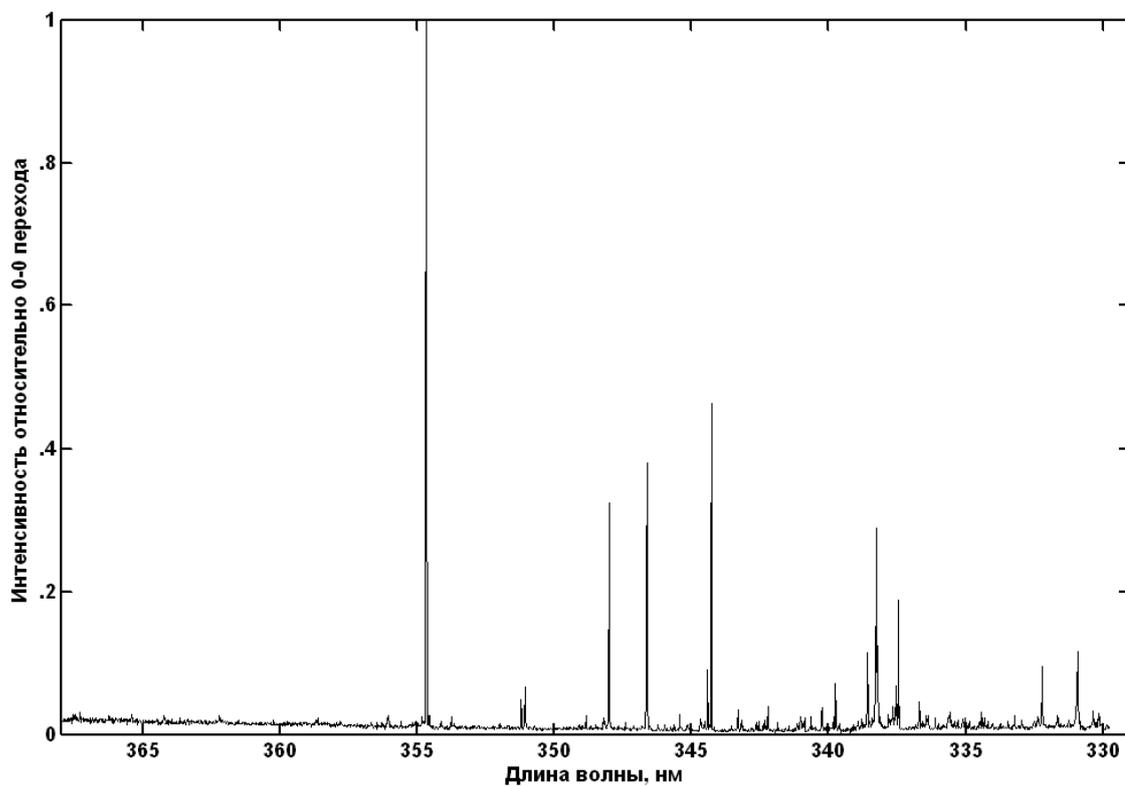


Рис. 1. Спектр возбуждения флуоресценции хризена, охлажденного в сверхзвуковой струе (газ носитель – гелий)

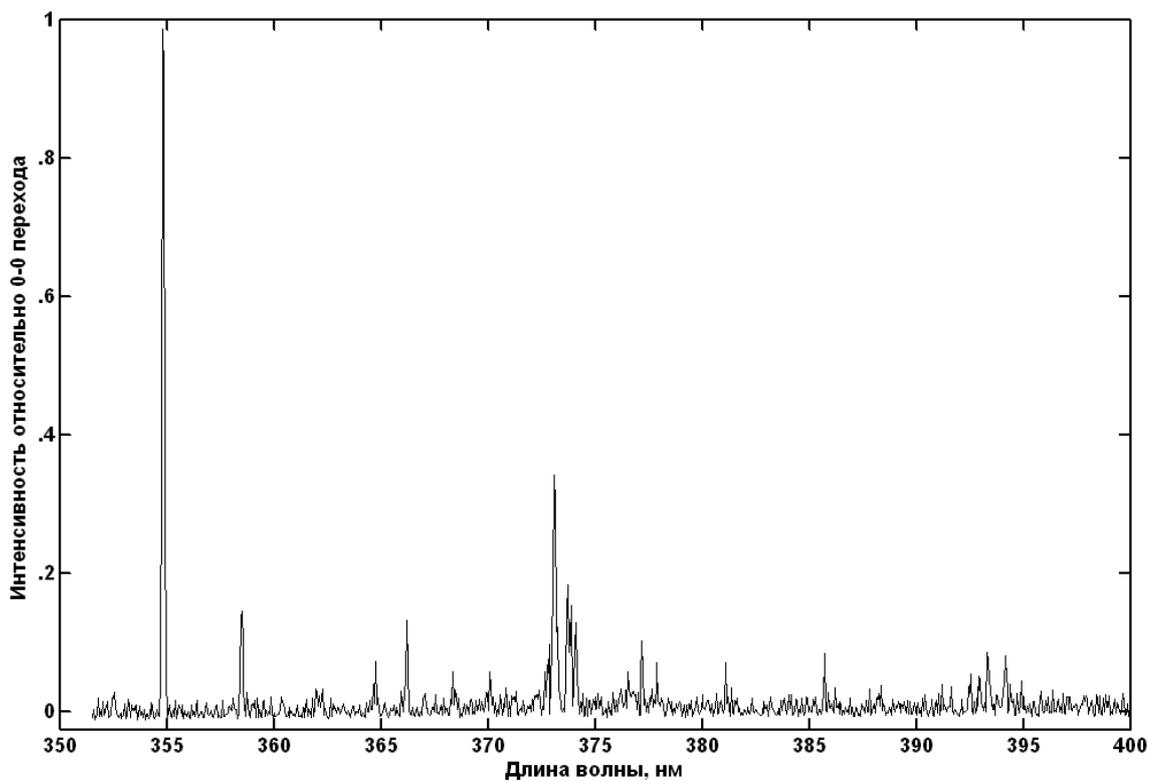


Рис. 2. Спектр флуоресценции хризена при возбуждении в 0-0 переход (частота возбуждения 28195 см^{-1} (354.7 нм), газ носитель – аргон)

алгоритм расчета интегралов перекрытия³, позволяющий рассчитывать многомерные интегралы перекрытия на несколько порядков быстрее, чем другие, описанные в литературе методы. В случае хризена 29-мерные интегралы перекрытия с полным перепутыванием нормальных координат рассчитывались по точным формулам в гармоническом приближении на персональном компьютере с тактовой частотой процессора 1 ГГц всего за 25 с.

Симметрией электронных состояний хризена S_0 , S_1 и S_2 являются ${}^1B_u^-$, ${}^1B_u^-$ и ${}^1B_u^+$. Поэтому вибронные взаимодействия между состояниями S_1 и S_2 , точечная группа симметрии которых одинакова, в равной степени влияют на интенсивность оптически активных переходов. Следовательно, 0-0 переход должен иметь заметную интенсивность. Это позволяет отнести наиболее длинноволновую и интенсивную линию в спектре возбуждения флуоресценции с частотой $28195 \text{ см}^{-1} \pm 1 \text{ см}^{-1}$ к 0-0 переходу. Данное отнесение подтверждается расчетами: рассчитанные значения частот фундаментальных колебаний приводят к правильному положению спектральных линий с хорошим соответствием экспериментальному спектру. Всего в спектрах обнаружено проявление 23 расчетных частот фундаментальных колебаний в состоянии S_1 и 17 – в состоянии S_0 при возбуждении с частотой предполагаемого 0-0 перехода. В результате отнесены все выявленные линии в спектре флуоресценции и 37 линий в спектре возбуждения флуоресценции. Среднеквадратичное отклонение расчетных частот фундаментальных колебаний от экспериментальных для отнесенных линий в спектре возбуждения флуоресценции составляет 19 см^{-1} , а в спектре флуоресценции – 15 см^{-1} .

1. Н.А. Борисевич, Л.Б. Водоватов, Г.Г. Дьяченко, В.А. Петухов, М.А. Семенов, Опт. и спектр., **78**, №2, 241–248, (1995).
2. Н.А. Борисевич, Л.Б. Водоватов, Г.Г. Дьяченко, В.А. Петухов, М.А. Семенов, Опт. и спектр., **89**, № 2, 249–256, (2000).
3. Г.Г. Дьяченко, В.А. Петухов. Журн. прикл. спектр., **68**, 142–144, (2001).

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА 2LO ФОНОНАХ

Семенова Л.Е., Прохоров К.А.

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

Представлен анализ резонансного гиперкомбинационного рассеяния света на 2LO фононах в кристаллах с близкими эффективными массами электронов и дырок. В качестве промежуточных состояний электронной системы рассматриваются экситоны Ванье. Учитываются различные последовательности промежуточных экситонных состояний.

Многофононное резонансное комбинационное рассеяние (КР) света наблюдалось в ряде полупроводников. При возбуждении ниже края поглощения в кристалле сульфида кадмия было обнаружено КР вплоть до 4-го порядка, при этом линия 2LO была наиболее интенсивной¹. Двухфононное гиперкомбинационное рассеяние (ГКР) также наблюдалось в кристалле CdS при двухфотонном

возбуждении вблизи резонанса с экситонными состояниями². Анализ механизмов резонансного ГКР на 2LO фононах показал, что вблизи резонанса удвоенной энергии кванта возбуждающего излучения с 1s экситоном доминирует процесс рассеяния, связанный с двухфотонным переходом в *s*-экситонное состояние³. Была рассчитана частотная зависимость сечения рассеяния на 1LO и 2LO фононах в CdS, при этом рассматривался механизм ГКР, включающий двухфотонный переход в *s*-экситонное состояние⁴. Расчеты показали близкие значения сечения однофононного и двухфононного ГКР вблизи двухфотонного резонанса с 1S экситоном. Однако полученные результаты не объясняли отсутствие 2LO линии в спектрах ГКР ниже экситонных резонансов².

В представленной работе учитывались как резонансные, так и нерезонансные вклады в двухфононное ГКР, т.е. вероятность рождения двух фононов и одного фотона при одновременном поглощении двух фотонов возбуждающего излучения описывалась следующим соотношением

$$\begin{aligned}
 W_{HRS} = & \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \delta(E_i - E_f) \\
 & \times \left| \sum_{\ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4} \frac{\langle f | \hat{H}_{ER} | \ell_4 \rangle \langle \ell_4 | \hat{H}_{EL} | \ell_3 \rangle \langle \ell_3 | \hat{H}_{EL} | \ell_2 \rangle \langle \ell_2 | \hat{H}_{ER} | \ell_1 \rangle \langle \ell_1 | \hat{H}_{ER} | i \rangle}{(E_i - E_{\ell_4})(E_i - E_{\ell_3})(E_i - E_{\ell_2})(E_i - E_{\ell_1})} + \right. \\
 & + \sum_{\ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4} \frac{\langle f | \hat{H}_{ER} | \ell_4 \rangle \langle \ell_4 | \hat{H}_{ER} | \ell_3 \rangle \langle \ell_3 | \hat{H}_{EL} | \ell_2 \rangle \langle \ell_2 | \hat{H}_{EL} | \ell_1 \rangle \langle \ell_1 | \hat{H}_{ER} | i \rangle}{(E_i - E_{\ell_4})(E_i - E_{\ell_3})(E_i - E_{\ell_2})(E_i - E_{\ell_1})} \left. \right|^2, \quad (1) \\
 & \sum_{\ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4} \frac{\langle f | \hat{H}_{ER} | \ell_4 \rangle \langle \ell_4 | \hat{H}_{EL} | \ell_3 \rangle \langle \ell_3 | \hat{H}_{ER} | \ell_2 \rangle \langle \ell_2 | \hat{H}_{EL} | \ell_1 \rangle \langle \ell_1 | \hat{H}_{ER} | i \rangle}{(E_i - E_{\ell_4})(E_i - E_{\ell_3})(E_i - E_{\ell_2})(E_i - E_{\ell_1})} \Big|^2
 \end{aligned}$$

где $|i\rangle$ и $|f\rangle$ - начальное и конечное состояния системы “поле+кристалл”, а $|\ell_j\rangle$ ($j=1,2,3$) – промежуточные виртуальные состояния; \hat{H}_{ER} и \hat{H}_{EL} - гамильтонианы электрон-фотонного и электрон-фононного взаимодействия. В качестве промежуточных состояний электронной системы рассматривались экситоны Ванье, и учитывался механизм внутризонного фрелиховского экситон-решеточного взаимодействия. При этом предполагалось рассеяние в полупроводнике с близкими эффективными массами электрона и дырки, поскольку в этом случае можно пренебречь переходами между *s*-экситонами при экситон-решеточном взаимодействии и существенно облегчить расчеты⁵. В этом случае как резонансные, так и нерезонансные процессы ГКР, которые описываются в рамках двухзонной модели включают слабо-запрещенный дипольный переход между основным состоянием и *p*-экситоном, т.е. им соответствуют последовательности промежуточных состояний *s-p-s-p* и *p-s-p-s*.

В выражении (1) первый член описывает вклад резонансного ГКР, а два других соответствуют нерезонансным процессам двухфононного рассеяния. В данной работе наряду с механизмом ГКР, связанным с двухфотонным переходом в *s*-экситонное состояние, который описывается в рамках как двухзонной, так и трехзонной моделей, также учитывался процесс рассеяния, вызванный двухфотонным переходом в *p*-экситон. Нерезонансные вклады в

гиперкомбинационное рассеяние на 2LO фононах рассматривались в рамках двухзонной модели.

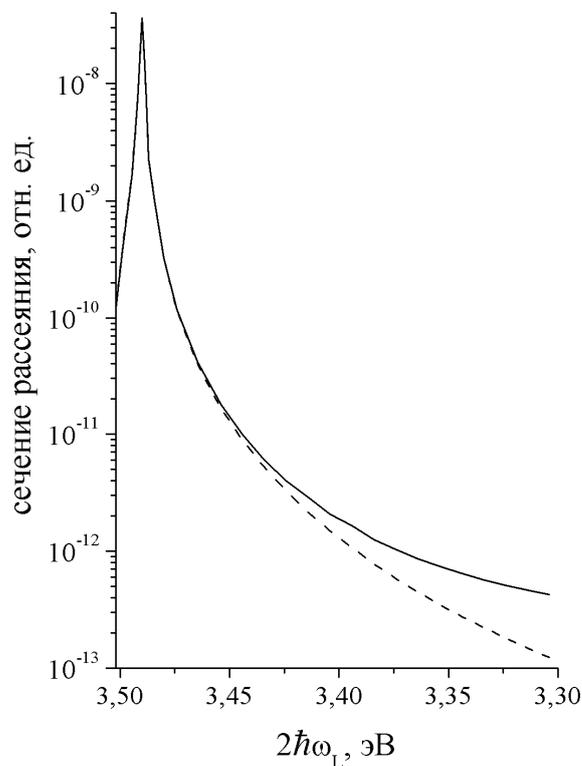


Рис.1. Сечение ГКР на 2LO фононах в кристалле GaN

С учетом как резонансных, так и нерезонансных вкладов в ГКР были выполнены оценки частотной зависимости сечения гиперкомбинационного рассеяния на 2LO фононах для кристалла GaN, относящегося к структуре вюртцита. При этом учитывались вклады А и В экситонных серий. Расчеты были выполнены для геометрии рассеяния, в которой возбуждающее излучение было поляризовано перпендикулярно оптической оси, а поляризация рассеянного света параллельна оси z . В этом случае только экситоны серии В вносят вклад в ГКР, связанное с двухфотонным переходом в s -состояния. В расчетах были использованы следующие параметры кристалла: $E_{cv}^A = 3.504 \text{ эВ}$, $E_{cv}^B = 3.51 \text{ эВ}$, $R^A = 0.02 \text{ эВ}$, $R^B = 0.02 \text{ эВ}$, $m_e = 0.18m$, $m_h = 0.6m$, $\hbar\omega_{LO} = 0.091 \text{ эВ}$ ^{6,7}, где E_{cv} – ширина запрещенной зоны, R – энергия связи экситона, m_e и m_h – эффективные массы электрона и дырки, $\hbar\omega_{LO}$ – энергия фонона. Вычисленное сечение рассеяния в зависимости от удвоенной энергии кванта возбуждающего излучения представлено на рис. 1 (сплошная кривая). Для сравнения пунктирной линией показано сечение двухфотонного ГКР, вычисленное с учетом только резонансных вкладов.

Как видно из рисунка, при приближении к двухфотонному резонансу с 1s экситоном серии В сечение рассеяния резко увеличивается. При этом доминируют резонансные процессы. Учет нерезонансных вкладов в ГКР становится заметным только при значительном удалении от резонанса.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-00821), при государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (грант № НШ-476.2008.2).

1. А.А. Клочихин, С.А. Пермогоров, А.Н Резницкий, *ЖЭТФ*, **71**, №6, 2230-2251 (1971).
2. V.A. Maslov, K.K. Ondriash, Yu.N. Polivanov, K.A. Prokhorov, L.E. Semenova, Yu.L. Chuzavkov, *Laser Physics*, **6**, №1, 132-143 (1996).
3. L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, *Phys. Stat. Sol. (c)*, **1**, №11, 3118-3121 (2004).
4. L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, *Laser Phys. Lett.*, **2**, №5, 262-266 (2005).
5. Л.Е. Семенова, К.А. Прохоров, *ЖЭТФ*, **119**, №5, 886-892 (2001).
6. G.D. Chen, M. Smith, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Su-Huai Wei, M. Asif Khan, C.J. Sun, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, №20, 2784-2786 (1996).
7. H. Siegle, G. Kaczmarczyk, L. Filippidis, A.P. Litvinchuk, A. Hoffmann, C. Thomsen, *Phys. Rev. B*, **55**, №11, 7000-7004 (1997).

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ОБМЕННО-РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ

Самусев И.Г., Александров К.Ю.

Калининградский государственный технический университет
г. Калининград, Россия

Результаты моделирования кинетики замедленной флуоресценции молекул акрифлавина с помощью метода максимальной энтропии показали, что после поглощения энергии лазерного возбуждения в полимерной матрице реализуются процессы переноса энергии между молекулами двух сортов – мономерами и кластерами.

Фотофизические процессы с участием сложных органических молекул в электронно-возбужденном состоянии играют значительную роль в квантовой электронике, лазерной термохимии, фотохимии, биохимии и технике. В этой связи, большое внимание исследователей уделяется проблеме управления этими процессами, для чего необходимо детальное изучение механизмов, обуславливающих их.

Спектрально-кинетические характеристики замедленной флуоресценции и фосфоресценции исследовались с помощью экспериментальной установки, состоящей из лазера LQ-129 (YAG:Nd³⁺, генерация на длинах волн 1064 нм, 532 нм, 355 нм, 266 нм), преобразователя частоты (генерация на длинах волн от 400 нм до 710 нм), монохроматора МДР-2, фотоэлектронного умножителя Hamamatsu, цифрового осциллографа SDS-200, персонального компьютера, оптических и электрических трактов.

Образцы, помещенные в криостат, возбуждались одиночным лазерным импульсом на длине волны $\lambda = 355$ нм. В качестве образцов для исследования были взяты пленки ПВС с содержанием красителя - акрифлавина с концентрацией 10^{-4} моль/л.

Были исследованы кинетики затухания при двух длинах волн возбуждения: 355 нм Регистрация кинетики свечения замедленной флуоресценции осуществлялась на длине волны $\lambda = 510$ нм, фосфоресценции – на длине волны $\lambda = 600$ нм.

Результаты эксперимента показали, что на дальних временах затухания кинетики замедленной флуоресценции последняя носила экспоненциальный характер. При этом в кинетике фосфоресценции также не обнаруживалось значительных отклонений от ее характерного экспоненциального затухания.

Метод Декстера исследования переноса энергии триплетного возбуждения между молекулами широко используется в флуоресцентной спектроскопии молекул. Как результат переноса энергии, интенсивность, эффективность, а также общее поведение кинетики затухания замедленной флуоресценции акцептора триплетной энергии в значительной степени изменяются благодаря наличию данного дезактивационного канала¹. Таким образом, измерения кинетики затухания длительной флуоресценции молекул вносят важную информацию о расстояниях между взаимодействующими триплетными центрами.

Необходимо отметить, что исследование законов затухания свечения замедленной флуоресценции молекул с учетом специфики обменных процессов переноса, является довольно трудной задачей; ее решение без каких-либо априорных предположений (распределение молекул в исследуемой системе, учет углового распределения дипольных моментов взаимодействующих молекул; степень неоднородности полимерной матрицы, в которой находятся молекулы и пр.) представляет собой проблему, требующую рассмотрения дополнительных методов исследования.

В нашей работе мы воспользовались методом максимальной энтропии для определения дистанционного распределения $\rho(R)$ молекул в полимерной матрице ПВС.

Согласно², такая функция распределения $\rho(R)$ может быть выбрана среди различных распределений с помощью условия максимизации энтропийной функции

$$S = \sum_i \left[\rho(R_i) - m(R_i) - \rho(R_i) \ln \frac{\rho(R_i)}{m(R_i)} \right], \quad (1)$$

где m представляет собой начальную модельную функцию распределения. Последнюю можно рассматривать как равновероятную функцию распределения ($m = \text{const}$ при любых значениях R_i).

Указанное выше условие может быть удовлетворено с помощью максимизации функционала²

$$\Psi = S - \mu(\chi^2 - 1), \quad (2)$$

где

$$\chi^2 = \sum_i w(t_i) [I_{\text{exp}}(t_i) - I_{\text{calc}}(t_i)]^2 \quad (3)$$

так называемый параметр Пирсона², w – статистический вес, μ – параметр.

В нашей работе мы проверяли правомерность использования бинормального распределения молекул по расстояниям:

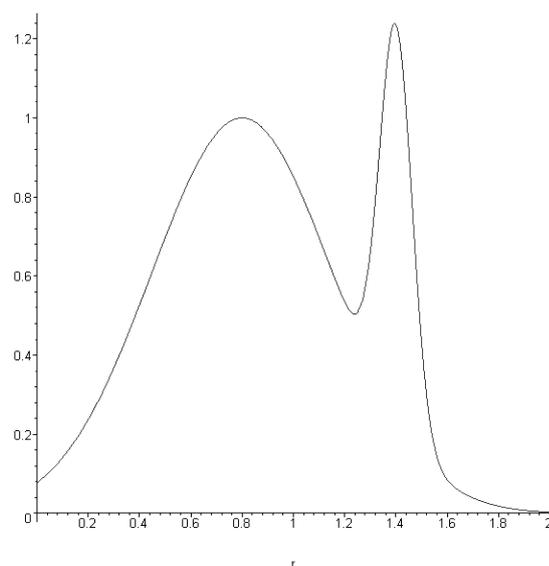


Рис.1. Результаты моделирования функции распределения по расстояниям между взаимодействующими молекулами акрифлавина в полимерной матрице ($R_1 = 0,83R_0$, $\sigma_1 = 0,35R_0$, $R_2 = 1,40R_0$, $\sigma_2 = 0,06R_0$)

Результаты моделирования показали, что экспериментальные данные можно с достаточной степенью точности описать двухкомпонентной гауссовой функцией распределения с максимумами (см. Рис.1):

$$\rho(R) = \exp\left[-\frac{(r - 0,83)^2}{2 \cdot 0,35^2}\right] + \exp\left[-\frac{(r - 1,40)^2}{2 \cdot 0,06^2}\right]. \quad (5)$$

На рис.1 r представляет собой расстояние R между взаимодействующими молекулами, отнесенное к критическому расстоянию R_0 переноса, взятому для расчетов равным 15 ангстрем.

Из рис.1 видно, что наблюдаются два характерных максимума в функции распределения $\rho(R)$, которые могут свидетельствовать, что перенос энергии триплетного возбуждения между донором и акцептором триплетной энергии осуществляется на расстояниях порядка $0,8 R_0$, а также на расстояниях, превышающих критический радиус ($R/R_0 = 1,4$ на рис.1). Можно предположить, что в полимерной матрице реализуются условия для возможности переноса энергии между двумя сортами молекулярных центров – мономерами и кластерами из молекул акрифлавина. Однако результаты моделирования показали, что дисперсия второй (смещенной в сторону больших расстояний r) функции нормального распределения на намного меньше таковой для случая $0,8 R_0$, что говорит о незначительном вкладе дезактивации свечения данного сорта.

Таким образом, результаты моделирования кинетики замедленной флуоресценции молекул акрифлавина с помощью метода максимальной энтропии показали, что после поглощения энергии лазерного возбуждения в полимерной матрице реализуются процессы переноса энергии между молекулами двух сортов – мономерами и кластерами.

1. D.L.Dexter, *J. Chem. Phys.*, **21**, N5, 836-850, (1953).
2. J.-C.Brochon, *Methods Enzymol.*, **240**, 262-311, (1994).

СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КРАСИТЕЛЕЙ КСАНТЕНОВОГО РЯДА В ПОЛИВИНИЛОВОМ СПИРТЕ

Король Н.А., Полетаева Е.В.*, Трофимова Л.А*.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

*Дальневосточный государственный гуманитарный университет,
Хабаровск, Россия

Исследованы спектры электронного поглощения органических красителей ксантенового ряда в пленках ПВС в области от 160 до 600 нм и влияние облучения ультрафиолетовым светом на полосы поглощения в области от 160 до 210 нм.

Спектры поглощения красителей ксантенового ряда в интервале длин волн от 400 до 700 нм изучались ранее, однако информация о полосах поглощения в более коротковолновой области спектра практически отсутствует. В данной работе представлены результаты исследования спектров электронного поглощения флуоресцеина, родамина Ж, эозина К. В качестве матрицы использовали поливиниловый спирт (ПВС) марки 16/1. Абсорбционные измерения в области 160-300 нм осуществлялись на установке, основной частью которой является вакуумный монохроматор ВМ-1, а источником света – водородная лампа открытого типа с охлаждаемым капилляром. В области 215-600 нм поглощение измерялось на промышленном спектрофотометре СФ-26. Все представленные спектры измерены относительно пленок ПВС.

В спектрах поглощения всех названных красителей наблюдаются полосы с максимумами в области 180 нм, 185 нм, 195 нм, 203 нм и ряд полос в интервале 215-600 нм (рисунок 1).

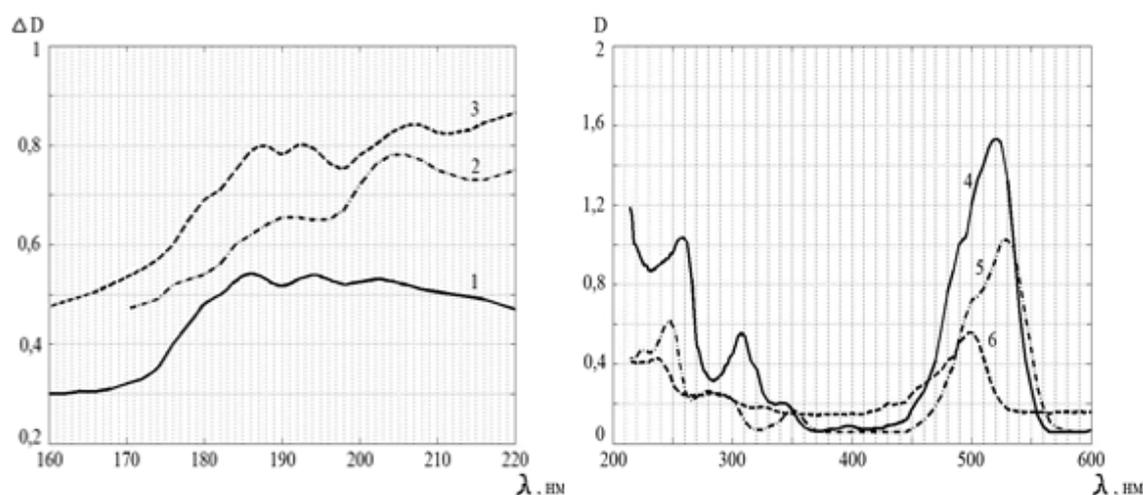


Рис. 1. Спектры поглощения пленок ПВС-краситель (кривые 1, 4 – эозин; кривые 2, 5 – родамин; кривые 3, 6 – флуоресцеин)

Изучено влияние ультрафиолетового (УФ) облучения на спектры поглощения. На рисунке 2 представлены спектры необлученных пленок и пленок, подвергнутых облучению интегральным светом проточной водородной лампы в течение 60 минут. Чтобы выделить результат воздействия УФ облучения только на краситель или на

комплексы ПВС-краситель, спектры после облучения измерялись относительно чистого ПВС, подвергнутого такому же воздействию.

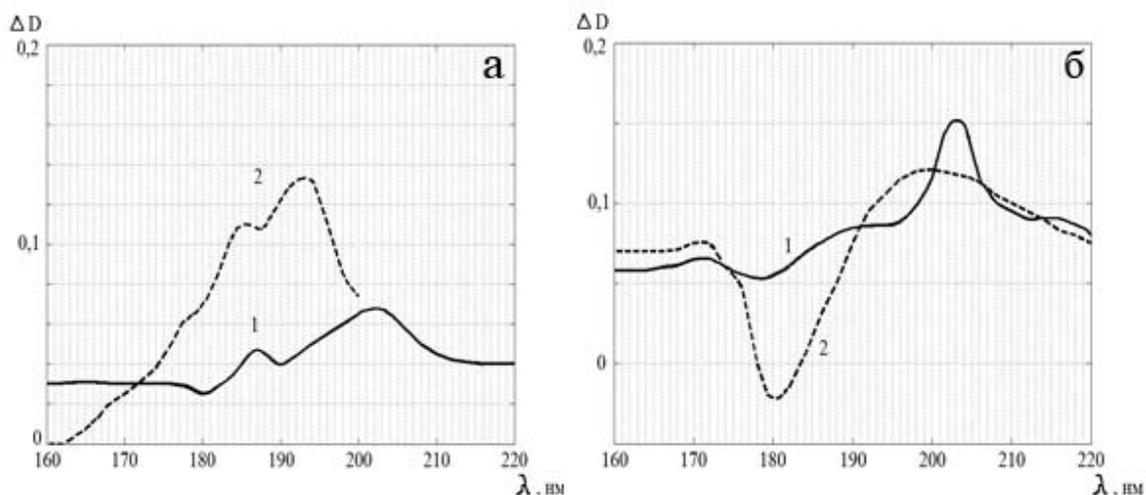


Рис. 2. а. Спектры поглощения пленок ПВС-флуоресцеин (кривая 1 – до облучения, кривая 2 – после УФ облучения); **б.** Спектры поглощения пленок ПВС-эозин (кривая 1 – до облучения, кривая 2 – после УФ облучения)

Под действием УФ излучения происходит разрушение полосы с максимумом в области 203 нм и одновременное увеличение поглощения в области 195 нм. Кроме того, в пленках ПВС-эозин наряду с описанным выше процессом разрушаются полосы поглощения с максимумами 180 и 185 нм.

В состав молекулы эозина входят четыре иона брома. Из литературы¹ известно, что ионы брома в ПВС поглощают в области 185 нм. Возможно, разрушение полосы 185 нм можно объяснить отрывом электрона от иона брома, а освобождающиеся электроны приводят к увеличению поглощения в области 195 нм и разрушению полосы поглощения в области 203 нм. Предполагается дальнейшее исследование пленок ПВС-краситель с целью установления природы оптически активных центров в этих системах.

1. Л.А. Трофимова. Оптические свойства систем на основе поливинилового спирта с добавками галогенидов щелочных и переходных металлов. Автореф. дисс. к. ф-м н. 01.04.05. Оптика. – Хабаровск (1997).

ФЛУОРЕСЦЕНТНО – СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПРОЦЕССЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ АССОЦИАЦИИ ФЛУОРЕСЦЕИНА, ЭОЗИНА И ЭРИТРОЗИНА В РАСТВОРАХ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА

Бухарова Е.М., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследованы флуоресцентно – спектральные характеристики и процессы молекулярной ассоциации трех зондов (флуоресцеина, эозина и эритрозина), принадлежащих к одному гомологичному ряду, в растворах сывороточного альбумина человека.

Данные три флуоресцентные зонда принадлежат к одному гомологичному ряду, в котором флуоресцеин является исходным соединением, эозин – его бромированной производной, эритрозин – его йодированной производной.

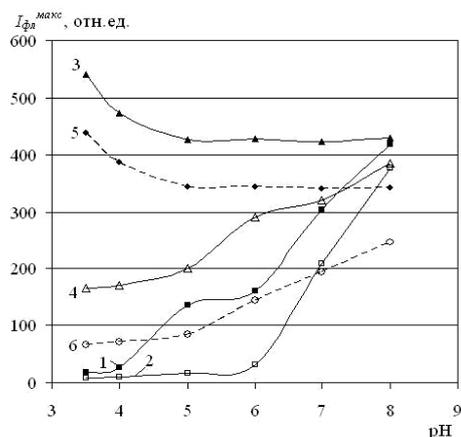


Рис. 1. Интенсивность в максимуме спектров флуоресценции зондов: 3 мкМ флуоресцеина (1, 2) при возбуждении 440 нм, 30 мкМ эозина (3, 4) при возбуждении 520 нм, 30 мкМ эритрозина (5, 6) при возбуждении 530 нм, в растворах без белка (1, 3, 5) и в растворах сывороточного альбумина (10 мг/мл) человека (2, 4, 6)

На рис. 1 представлены зависимости интенсивности в максимуме спектров флуоресценции всех трех зондов от значения pH растворов, как содержащих сывороточный альбумин человека, так и не содержащих белок. Общим для всех трех зондов является то, что в белковых растворах положение максимума спектра флуоресценции каждого зонда смещается в красную область по сравнению с положением спектра флуоресценции в растворах без белка. При этом характер зависимости интенсивности флуоресценции от pH отличается для флуоресцеина и его галоген – производных. В то же время общей чертой зондов является тушение флуоресценции зонда в белковых растворах при всех pH. Наилучшее связывание флуоресцеина с белком происходит при pH 5,0 – 6,0, а наилучшее связывание эритрозина с белком и эозина с белком имеет место при pH, меньших 5,0.

По спектрам поглощения зондов в работе определены параметры молекулярной ассоциации зондов (красителей) – величина степени ассоциации (доля ассоциированных в димеры молекул) и угол между плоскостями ассоциированных молекул зонда. На рис. 2 представлены зависимости степени ассоциации ($I-X$) и угла между плоскостями ассоциированных молекул зонда (φ) от pH для трех зондов.

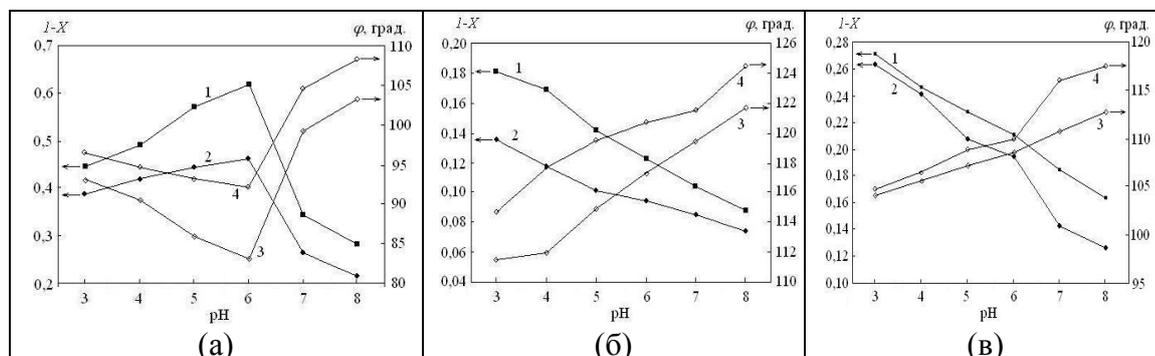


Рис. 2. Степень молекулярной ассоциации (1, 2) и угол между плоскостями ассоциированных молекул (3, 4) 30 мкМ флуоресцеина (а), 30 мкМ эозина (б), 30 мкМ эритрозина (в) в растворах без белка (1, 3) и в растворах альбумина (10 мг/мл) человека (2, 4)

Видно, что у исходного соединения этого гомологичного ряда (флуоресцеина) зависимость степени ассоциации от рН имеет нелинейный вид с максимумом при рН 6,0, а у галоген – производных флуоресцеина (эозина и эритрозина) она имеет линейно убывающий вид при увеличении рН. Однако общей чертой всех трех зондов является уменьшение значений степени ассоциации зонда в растворах с сывороточным альбумином человека, что объясняется связыванием зонда с белком.

Поведение зависимостей угла между плоскостями ассоциированных молекул зонда от рН различается для флуоресцеина и его галоген – производных: у флуоресцеина зависимость нелинейная с минимумом при рН 6,0, а у эозина и эритрозина она линейно возрастающая при увеличении рН. Общей чертой для трех зондов является то, что в белковых растворах значение этого угла увеличивается.

Отличия флуоресцентно – спектральных характеристик и параметров молекулярной ассоциации этих трех зондов определяются величиной электроотрицательности атомов боковых радикалов зондов: водорода (у флуоресцеина), йода (у эритрозина), брома (у эозина). Электроотрицательность атомов боковых радикалов зондов оказывает влияние на рК их ионизируемых групп (СООН и ОН). Наличие более электроотрицательного атома приводит к сильному уменьшению значений рК(СООН) и рК(ОН) этих зондов, что приводит к уменьшению значений степени ассоциации и к увеличению значений угла между плоскостями ассоциированных молекул зонда. Введение галогенов в молекулу зонда меняет характер зависимости флуоресценции зонда от рН раствора.

ЭЛЕКТРОННАЯ И ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА МНОГОАТОМНЫХ СОЕДИНЕНИЙ И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ И ЯДЕРНО-МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Обухов А. Е.

Московский государственный горный университет. Москва. Россия.

В данной работе приведены результаты апробации на практике нового спектрально-расчетного метода, который позволяет по изученному в разных средах сверхтонкому электронно-ядерному взаимодействию между химически связанными атомами в структуре многоатомных соединений или в их различных комплексах, определить (оптимизировать) их электронную структуру и геометрические параметры в разных средах, а затем рассчитать характеристики многоступенчатых излучательных (ИП) и безизлучательных (БИП) переходов в системе спин-орбитально (СОВ) и электронно-колебательно (ЭКВ) взаимодействующих синглетных и триплетных электронно-возбужденных состояний (ЭВС) (S_i^* и T_j).

1. НОВАЯ ПОЛНАЯ СХЕМА ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И ПЕРЕКРЕСТНЫХ БЕЗИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Методами ядерного магнитного резонанса, рефракции, инфракрасной и спектроскопии комбинационного рассеяния, лазерной и ламповой спектроскопий, низкотемпературной люминесценции, объединенных разработанными квантовохимическими методами ЛКАО-МО ССП КВ ППП/S, ППДП/S, ЧПДП/S определена пространственная геометрия соединений и установлено распределение

полной электронной плотности (ПЭП, $\Delta\rho_{\pi Z}^{0i}$) на каждом атоме в молекуле. С использованием скоростных уравнений баланса населенностей в системах ЭВС также рассчитаны константы скорости излучательных переходов (ИП) k_{fl} и интеркомбинационной конверсии (ИКК) k_{ST} . Изучено влияние процессов локализации и делокализации электронного возбуждения на спектро-энергетические свойства рядов соединений.

В предложенной полной системе ЭВС каждое состояние S_i^* и T_j первоначально распадается в свой квазиконтинуум Борн-оппенгеймеровских колебательных состояний (например, неоптических колебаний любого конечного термина $f_{\{r_n\}\{l\}}$ другой или той же электронной конфигурации) (рис 1). Показано, что в соответствии с найденными правилами отбора по орбитальной симметрии за интервал времени $10^{-8} - 10^{-13}$ с, осуществляется дезактивация энергии возбуждения (ЭВ) как между верхними синглетными S_i^* , так и между средними S_n^* и нижними с промежуточными триплетными ЭВС T_j . Эти переходы определяют многоступенчатую структуру БИП, включающих ИКК, вследствие перекрестного спин-орбитального взаимодействия (СОВ) и внутреннюю конверсии (ВК), вследствие ЭКВ переходов. Затем могут наблюдаться ИП с испусканием флуоресценции ($S_1^* \rightarrow S_0$) или фосфоресценции ($T_1 \rightarrow S_0$).

2. АБСОЛЮТНЫЙ КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И КОНСТАНТА СКОРОСТИ ИНТЕРКОМБИНАЦИОННОЙ КОНВЕРСИИ

По полученной геометрии определены селективные каналы дезактивации энергии возбуждения (ЭВ): константы скорости ИКК, а также ВК и ИП.

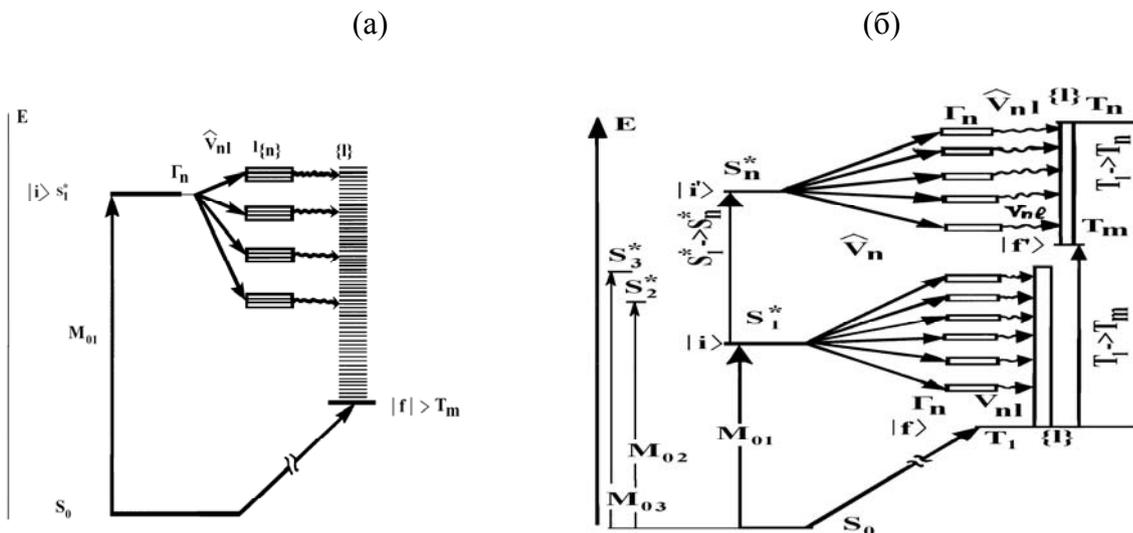


Рис. 1. (а) - Схема ИКК и ИП из нижнего рабочего флуоресцентного уровня S_1^* с промежуточными триплетными терминами $\{n\}$ T_f^α ; $\{\Gamma_n\}$ (Гц) - ширины уровней активных колебаний за счет колебательной релаксации, M_{01} - матричный момент электронного 0-0 перехода; (б) - схема БИП (горизонтальные стрелки) в полной системе ЭВС (S_i^* и T_j)

молекулы (для иона в терминах T_m и Q^*_m) через активные колебания $\{r_n\}$ (где r_n – координаты электронов для равновесной ядерной конфигурации) промежуточных термов T_m и T_n , $\{U\}$ – квазиконтинуум неактивных колебательных уровней, \hat{V}_n – матричные элементы СОВ, умноженные на факторы Франка-Кондона; \hat{V}_{nl} – матричные элементы оператора ангармонизма, M_{0i} – матричные моменты электрических дипольных переходов. Вертикальные стрелками обозначены частоты ЭКВ переходов в ЭВС.

Величины абсолютных квантовых выходов флуоресценции (γ_{fl}) или фосфоресценции (γ_{ph}) определяются из схемы БИП и ИП переходов по величинам констант скоростей ИКК и ВК в системе ЭВС из новых формульных соотношений:

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

$$\gamma_{ph} = k_{T_1 \rightarrow S_0} \sum_{i=1, j=1}^{n, m} k_{S_i^* \approx T_j} / \left(k_{S_1^* \rightarrow S_0} + k_{S_1^* \approx S_0} + \sum_{i=1}^n k_{S_i^* \approx T_m} \right) \left(k_{T_1 \rightarrow S_0} + k_{T_1 \approx S_0} + k^*_{(T_1 \rightarrow T_j)} \right), \quad (2)$$

где $k_{S_1^* \rightarrow S_0}$ и $k_{T_1 \rightarrow S_0}$ – константы скорости флуоресценции и фосфоресценции,

$\sum_{i=1, j=1}^{n, m} k_{S_i^* \approx T_j}$ – суммарная константа скорости ИКК между всеми СОВ S_i^* и T_j ЭВС,

$k^*_{(T_1 \rightarrow T_j)}$ – эмпирическая константа, зависящая от эффективности фотоионизации,

$k_{S_1^* \approx S_0}$ и $k_{T_1 \approx S_0}$ – константы скорости БИП из нижних S_1^* и T_1 ЭВС.

Для расчета изменения константы скорости ИКК от параметров накачки предложена модифицированная формула ¹:

$$k_{ST} = \sum_{j=1}^m k_{S_i^* \approx T_j^\alpha} (10^{-8} - 10^{-14}) \left| \left\langle S_i^* \left| \hat{H}_{S_0} \right| T_j^\alpha \right\rangle \right|^2 \exp[-0,25(1/h)\Delta E_{S_i^* \approx T_j^\alpha}^{0,4}]$$

где (ΔE) – энергетический интервал между всеми СОВ промежуточными $S_i^* \approx T_j^\alpha$ ЭВС. Здесь поставлено значение суммарной константы скорости

$$k_{ST} = \sum_{j=1}^m k_{S_i^* \approx T_j^\alpha}.$$

Установлено, что в системах ЭВС имеются каналы ИКК для генерирующих излучение молекул, которые сильно различаются $k_{ST} = 10^7 - 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

[1]. Obukhov A.E. *The Influence of Electronically Excited Triplet States on The Photophysical Properties of Poliatomic Heterocyclic Azoles as Laser Active Elements // Laser Physics.*-7, №.2. P. 1101–1135, (2000).

НЕКРИТИЧНОСТЬ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА

Кузнецов Д.А., Криштоп В.В., Строганов В.И.

Дальневосточный Государственный Университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Показано что при генерации оптических гармоник широкополосным излучением в кристаллах возникает эффект не критичности фазового синхронизма. Интенсивность преобразованного излучения остаётся неизменной при повороте кристалла в значительной области углов.

Нелинейные оптические кристаллы характеризуются спектральной и угловой шириной фазового синхронизма. Обычно спектральная ширина синхронизма порядка нескольких ангстрем; угловая ширина – несколько угловых минут.

При использовании узкополосного лазерного излучения при генерации оптических гармоник необходимо помещать кристалл на специальный юстировочный столик с прецизионным отсчётом угла поворота. Настройка кристалла в направлении синхронизма, например, при работе лазера в импульсном режиме, занимает значительное время^{1,2}.

При использовании широкополосного излучения вышеуказанные трудности снимаются. Это имеет место даже в том случае, когда излучение не фокусируется в кристалл, то есть, например, луч лазера на растворе органического красителя хорошо сколлимирован. Достаточно поместить кристалл под луч лазера без юстировки, чтобы получить генерацию гармоник с высокой эффективностью.

Причиной данного эффекта не критичности фазового синхронизма является многочастотный синхронизм, возникающий при наличии широкого спектра накачки^{3,4}.

В этом случае, для одной из частотных компонент ω_0 широкого спектра будут выполнены условия фазового синхронизма $(\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_0) \Delta k = k_{2\omega_0} - 2k_{\omega_0} = 0$. Такая частота ω_0 - частота синхронизма имеется для любого угла поворота кристалла относительно широкополосного луча, что не требует дополнительных юстировок кристалла. Для частот широкого спектра ω_1 и ω_2 , симметричных относительно частоты фазового синхронизма ω_0 , в значительной области частот, также выполняются условия фазового синхронизма $(\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_0) \Delta k = k_{2\omega_0} - k_{\omega_1} - k_{\omega_2} = 0$. Это приводит к эффективной генерации суммарных частот $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_0$. Спектр преобразованного излучения выглядит следующим образом (рис. 1).

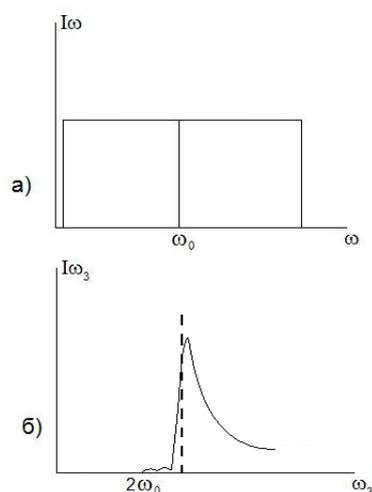


Рис. 1. Спектры широкополосного сколлимированного излучения (а) и преобразованного в нелинейном оптическом кристалле (б). ω_0 - частота фазового синхронизма

При повороте кристалла форма спектра неизменна, а частота $2\omega_0$ меняется.

На рис. 2 приведены спектры преобразованного излучения для трёх разных углов поворота кристалла.

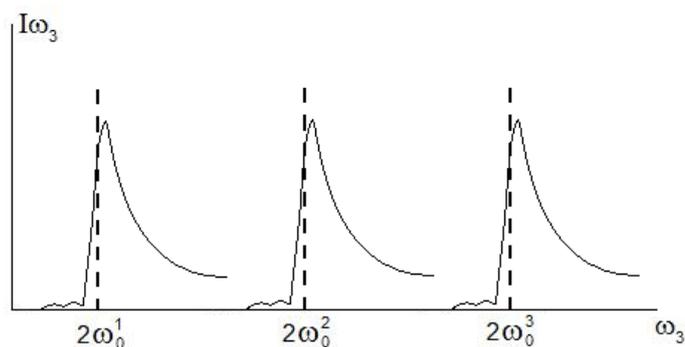


Рис. 2. Спектр преобразованного широкополосного излучения в кристалле. Частоты синхронизма $2\omega_0^1$, $2\omega_0^2$ и $2\omega_0^3$ соответствуют трём различным углам поворота кристалла относительно луча, падающего на кристалл

Таким образом, суммарная интенсивность преобразованного излучения остаётся неизменной при повороте кристалла; форма спектра неизменна. Меняется при повороте значение частоты $2\omega_0$.

При фокусировании широкополосного излучения в кристалл одновременно преобразуется излучение на многих частотах $2\omega_0$, что приводит к значительному уширению спектра преобразованного излучения. При этом в преобразованное излучение значительный вклад вносят векторные взаимодействия световых волн, эффективность преобразования повышается. При повороте кристалла при фокусировании излучения форма спектра также практически остаётся неизменной, смещается лишь максимум в спектре. В этом случае также нет необходимости в дополнительной юстировке кристалла.

Авторами этой статьи проведены экспериментальные исследования, результаты которых подтверждают описанные выше заключения. На рис. 3 приведён график зависимости интенсивности преобразованного излучения от угла поворота

оптически нелинейного кристалла. Угловые размены пучка немонахроматических лучей, фокусируемых в кристалл $\sim 5^{\circ}$. Угол поворота кристалла $\pm 25^{\circ}$.

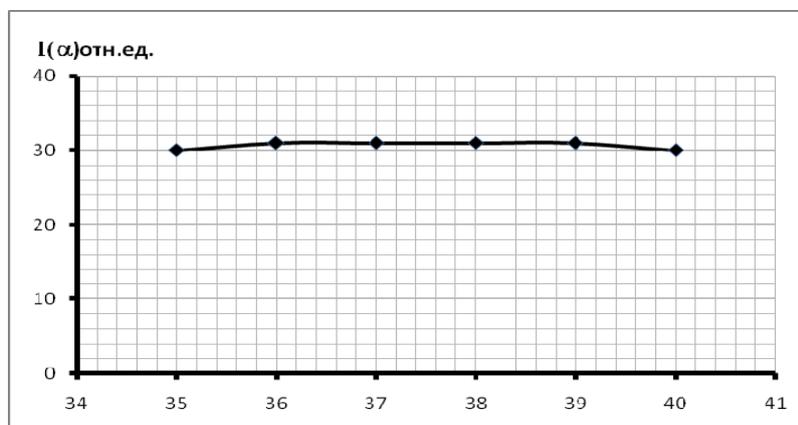


Рис. 3. График зависимости интенсивности преобразованного излучения от угла поворота кристалла

Исследования проводились на установке, которая состоит из двух скрещенных светофильтров, системы линз для фокусирования изображения в нелинейный кристалл, лампы накаливания (источника излучения), фотоэлектронного умножителя и регистрирующего прибора. В качестве исследуемого кристалла применялся иодат лития (LiIO_3).

Следует отметить, что существует определённый диапазон углов, для которых интенсивность преобразованного широкополосного излучения практически неизменна, что подтверждает предположение о нечувствительности фазового синхронизма.

1. Дмитриев В.Г. Прикладная нелинейная оптика. /В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов – М.: Радио и связь, **352**, 1982.
2. Цернике Ф. Прикладная нелинейная оптика. /Ф. Цернике, Дж. Мидвинтер. – М.: МИР, **261**, 1976.
3. Колпаков Ю.Г. Оптические гармоники, возбуждаемые излучением теплового источника света. / Ю.Г. Колпаков, Г.В. Кривощёков, В.И. Строганов // Нелинейные процессы в оптике: сборник научных трудов – Новосибирск: Наука, **306-314**, 1973.
4. Строганов В.И. Применение многочастотного синхронизма /В.И. Строганов, Ю.Г. Колпаков, Г.В. Кривощёков //Тезисы VII всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике (10-13 мая 1973г.).Ташкент, 1973.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ДСН – ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПО СПЕКТРАМ ТРИПТОФАНОВОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Журавлёва В.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

По оценке изменения триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека показан двустадийный характер денатурации этого

белка под действием ДСН, первая стадия – разрыхление белковых глобул, вторая стадия – полное разворачивание цепи белка. При рН, меньших рI белка, денатурация проходит обе стадии, а при рН, больших рI белка, денатурация проходит только первую стадию.

Характер изменений спектров триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека при увеличении концентраций додецилсульфата натрия (ДСН) различался для рН (3,5 – 4,5), меньших (рис. 1а) изоэлектрической точки альбумина (рI 4,7), и для рН (5,0 – 6,0), больших (рис. 1б) рI альбумина.

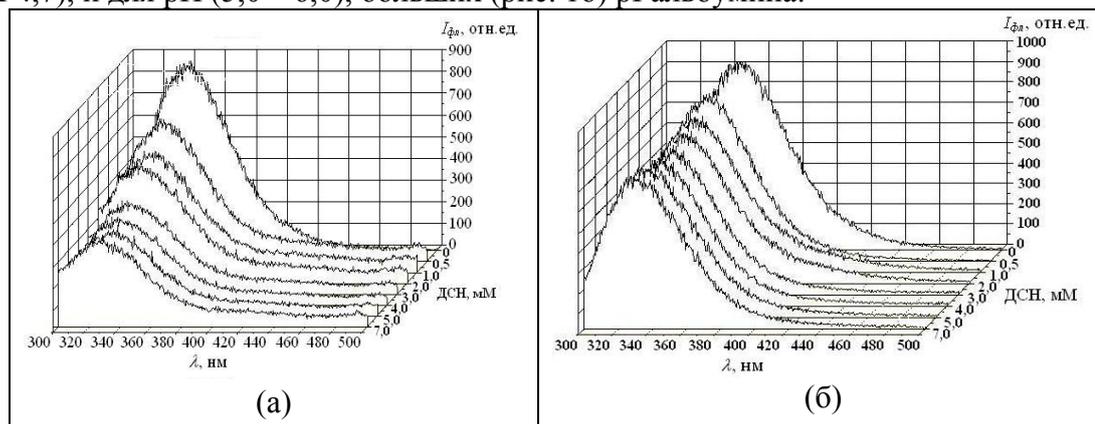


Рис. 1. Спектры триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) сывороточного альбумина человека (5 мкМ) при добавлении различных концентраций ДСН (0; 0,5; 1,0; 2,0; 3,0; 4,0; 5,0; 7,0 мМ) при рН 4,0 (а) и рН 6,0 (б)

На рис. 2 изображены зависимости интенсивности в максимуме спектров триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека от концентрации ДСН для различных значений рН. В растворах с ДСН триптофановая флуоресценция сывороточного альбумина человека тушится. Более сильное тушение собственной триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина, наблюдаемое в растворах с ДСН, при одинаковых концентрациях ДСН имеет место при более низких значениях рН растворов.

Установленные зависимости интенсивности в максимуме спектра триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека при различных значениях рН от концентрации ДСН (рис. 2) можно объяснить двустадийным механизмом денатурации этого белка в присутствии ДСН.

При значениях рН, меньших рI альбумина (рН 3,5 - 4,5), видно, что денатурация сывороточного альбумина человека в присутствии ДСН при этих значениях рН представляет собой не непрерывный одностадийный процесс, а ступенчато – двустадийный. При концентрациях ДСН до 2 мМ происходит первая переходная стадия денатурации белка: белковые глобулы разрыхляются, но полного разворачивания еще не произошло. При дальнейшем увеличении концентрации ДСН до 3 мМ происходит дальнейшее тушение триптофановой флуоресценции альбумина, что говорит о том, что белковые молекулы из переходного состояния разрыхленности переходят во вторую стадию денатурации – стадию полного разворачивания. Дальнейшее увеличение концентрации ДСН (свыше 3 мМ) ничего не меняет в данной системе, что указывает на полную денатурацию белка.

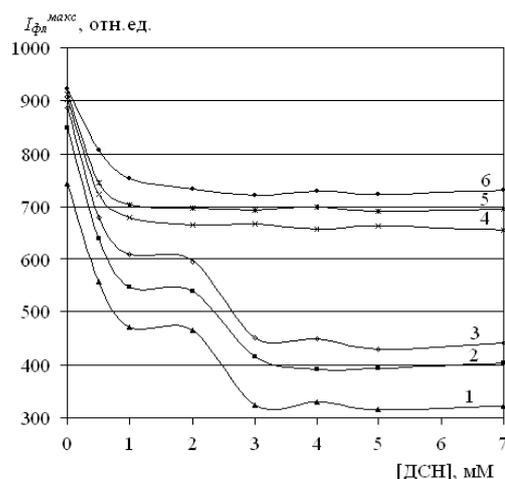


Рис. 2. Зависимость интенсивности в максимуме спектра триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) сывороточного альбумина человека (5 мкМ) от концентрации ДСН при различных pH раствора: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6)

При значениях pH, больших pI альбумина (pH 5,0 - 6,0), денатурация сывороточного альбумина человека под действием ДСН идет слабо. Двустадийный процесс денатурации сывороточного альбумина человека в присутствии ДСН при этих значениях pH проходит только одну первую стадию. При увеличении концентрации ДСН до 1 – 2 мМ происходит тушение триптофановой флуоресценции альбумина, т.е. наблюдается денатурационное разрыхление белковых глобул (первая стадия денатурации), приводящее к увеличению доступности триптофана альбумина для тушащих его флуоресценцию молекул воды. Добавление больших концентраций ДСН при этих значениях pH не приводит к дальнейшей второй стадии денатурации.

СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ИССЛЕДОВАНИЯХ МЕХАНИЗМОВ СВЯЗЫВАНИЯ ТРЕХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КСАНТЕНОВЫХ ЗОНДОВ С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА

Полянский Д.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Изучены механизмы связывания трех ксантеновых зондов с молекулами сывороточного альбумина человека. Определен связывающий центр на белке, ответственный за присоединение зондов. Установлена зависимость эффективности связывания с белком от pH для каждого зонда.

Методом спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света изучены механизмы связывания с молекулами сывороточного альбумина человека трех молекулярных ксантеновых зондов – флуоресцеина, эозина и эритрозина. Исходным зондом этого гомологичного ряда является флуоресцеин, а эозин и эритрозин представляют собой его галоген – производными (эозин – бромированная производная, эритрозин – йодированная производная).

По полученным КР – спектрам установлены аминокислотные остатки альбумина, участвующие в связывании каждого из трех зондов, и показано, что все три зонда связываются со связывающим центром I альбумина.

По исследованию линий Амид I и Амид III зарегистрирована и другая общая для всех трех зондов черта, состоящая в наличии конформационных перестроек (в уменьшении доли α -спиральных участков) альбумина при связывании этих зондов.

При этом данные три зонда различаются по эффективности связывания с белком при различных значениях pH растворов. Флуоресцеин наиболее эффективно связывается с альбумином при pH 6,0, а при увеличении или уменьшении pH относительно 6,0 эффективность связывания уменьшается. Галоген – производные флуоресцеина (эозин и эритрозин) наиболее эффективно связываются с белком при pH, меньших 5,0, а при увеличении pH выше 5,0 их связывание уменьшается. Данное отличие зондов объясняется различием pK их ионизируемых групп (карбоксильной и гидроксильной), что обусловлено, различием электроотрицательности боковых радикалов этих зондов (H – у флуоресцеина, Br – у эозина, I – у эритрозина).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ

Икрамов А. М., Азаматов З.Т.

Научно-исследовательский институт Прикладной Физики, Ташкент, Узбекистан.

В докладе сообщается экспериментально установленные, новые недостатки, несоответствия реальным физическим условиям некоторых положений теории дифракции Френеля. Указаны на ограниченность области применения этой теории.

Современная физическая наука в вопросе о дифракции света опирается на теорию дифракции Френеля, которая основывается на принципе Гюйгенса – Френеля [1]. Согласно этого принципа, каждую точку волнового фронта световой волны, дошедшего до конкретного места в пространстве, можно рассматривать как центр вторичных когерентных сферических волн. Дальнейшее состояние волнового фронта определяется как результат взаимной интерференции вторичных волн и представляет собой огибающую фронтов этих волн.

У теория дифракции Френеля с момента ее зарождения были отмечены ряд недостатков, о которых были осведомлены сами создатели этой теории. Перечислим этих недостатков [2]:

1. Необходимость придания фазового сдвига в $\pi/2$ фазам вторичных волн по сравнению с фазой волнового фронта, рождающего этих вторичных волн.
2. Наличие обратной волны, которая рождается также как прямая волна из вторичных источников, но распространяется в сторону источника.
3. Введение вспомогательного коэффициента наклона вторичных волн $(1+\cos\gamma)$.

Однако стройность теории дифракции Френеля и ее возможности простыми способами решать многие оптические задачи заставили ученых закрыть глаза на эти недостатки.

Известно, что в распоряжении у отцов-основателей теории дифракции были относительно слабосильные источники некогерентного излучения, вследствие чего они могли наблюдать лишь наиболее интенсивные порядки дифракции, и по этим картинам вести суждения.

Однако, чуть ли не первое применение для изучения явления дифракции более мощных источников когерентного излучения, лазеров, привели к установлению многих новых свойств явления дифракции света, незамеченных ранее. Например, при дифракции сферической волны на круглом диске из-за слабой мощности примененного источника излучения создатели теории дифракции увидели картину, показанной на рисунке 1а. Центральное пятно, пятно Пуассона, окружено широкой темной полосой. При использовании в качестве освещающей волны лазерного излучения картина дифракции сферической волны на круглом диске выглядит совсем по-другому (см.рис.1б). В этом случае пятно Пуассона окружена чередующимися темными и светлыми полосами, заполняющие всю ширину прежней темной полосы.

Как известно, теория дифракции Френеля предполагает однородности (в смысле одинаковости механизма образования) волнового поля во всем пространстве за препятствием, вследствие образования этого поля исключительно вторичными точечными источниками когерентного излучения, которыми Френель заменяет части волнового фронта освещающей волны, вырезанной препятствием. Однако результаты экспериментов указывают на существование двух разнородных областей дифракции в пространстве за препятствием.

Чем отличаются между собой эти разнородные области дифракции, какими границами эти области разделены между собой? Начнем с границ.

В случае дифракции сферической волны на краю бесконечной полуплоскости эти области в пространстве за препятствием разделены между собой плоскостью, в которой лежат край полуплоскости и точечный источник освещающей волны. При этом область геометрической тени за препятствием, куда не попадает прямопроходящая волна, является одной из этих областей (назовем ее условно областью В). А вторая половина пространства за препятствием, куда попадает прямопроходящая волна, является второй областью (область А).

В случае дифракции сферической волны точечного источника S на щели или на отверстии областью прямопроходящей волны А служит область пространства за препятствием, ограниченной усеченным конусом авсd с основанием на наблюдательном экране Э, в случае отверстия (см.рис.2), и усеченной пирамидой авсd, в случае щели. Остальная часть пространства за препятствием является областью геометрической тени (область В).

В случае дифракции сферической волны на круглом диске или на узкой непрозрачной полоске область усеченного конуса, в случае диска, и область усеченной пирамиды, в случае полоски, являются, наоборот, областью геометрической тени В, а остальное пространство является областью прямопроходящей волны А (рис.3).

Аналогично можно разграничить эти области и для более сложных форм препятствий. В некоторых случаях дифракции область прямопроходящей волны А может замаскироваться под фокальным пятном, как в случае дифракции Фраунгофера, или под центральным пятном, в случае дифракции Френеля, когда выполняется соотношение

$$d \leq \sqrt{2 \lambda L \cdot R / (L + R)},$$

где d – размер отверстия в препятствии, L – расстояние от плоскости препятствия до плоскости наблюдения, R – расстояние от точечного источника до плоскости препятствия, λ – длина волны освещающего излучения.

Чем же эти разнородные области дифракции отличаются друг от друга?

Во-первых, эти области отличаются друг от друга тем, что интенсивности излучений в дифракционных порядках в области А на несколько порядков превосходят интенсивностей аналогичных порядков из области В.

Во-вторых, степень контрастности интерференционной картины (это отношение разности между максимальной интенсивности излучения I_{\max} в дифракционном порядке и минимальной интенсивности остаточного излучения I_{\min} в промежутке между соседними порядками к I_{\max}) в области В всегда близка к единице. А степень контрастности интерференционной картины в области А почти всегда намного меньше единицы, кроме тех случаев когда наблюдаются картина дифракции вблизи оптической оси, и то не всегда, а только в тех случаях, когда для точки наблюдения в площадь отверстия укладываются целое число зон Френеля. Это наглядно демонстрируется при наблюдении картины дифракции, когда наблюдательный экран медленно передвигается вдоль оптической оси. В этом случае степень контрастности полос в области В почти не меняется, тогда как степень контрастности дифракционных полос в области А осциллирует с большими перепадами.

В-третьих, дифракционная формула Френеля-Кирхгоффа [3]

$$U(p) = - \frac{iS}{2\lambda} \iint_S \frac{\exp[ik(r-s)]}{rs} [\cos(n,r) - \cos(n,s)] ds$$

(в этой формуле: S - площадь отверстия, r - расстояние от источника до плоскости препятствия, s - расстояние от плоскости отверстия до точки наблюдения p , λ - длина волны освещающего излучения, а углы (n,r) , (n,s) - соответственно углы между нормалью к поверхности интегрирования и направлением на источника, и на точку наблюдения p) справедлива только в области А. Дело в том, что эта формула предполагает симметричность в действиях r и s . Однако эксперименты показывают на отсутствия влияния величины радиуса кривизны волнового фронта на распределении дифракционной картины [4,5].

Кроме неполноты представления дифракционных картин в прежние времена и существования двух разнородных областей дифракции нами экспериментально установлено еще и наличие реального фазового сдвига в излучениях, дифрагированных в область А, вместо виртуального Френелевского фазового сдвига в $\pi/2$.

Вышеприведенные экспериментально установленные факты свидетельствуют, что теория дифракции Френеля является не такой уж безгрешной, и что принцип Гюйгенса-Френеля и теория дифракции Френеля, которая базируется на этом принципе, имеют ограниченную область применения. Ограниченность области применения является еще одним недостатком теории дифракции Френеля. Вышеуказанные недостатки, а также экспериментально обнаруженные новые свойства явления дифракции света приводят к выводу, что теория дифракции Френеля нуждается в более глубокой проверке на корректность.

1. Френель О.Ж. в кн. "Избранные труды по оптике". Москва: Гостехиздат, 1955.
2. Ландсберг Г.С. в кн. "Оптика". Москва: Наука, 1976.
3. Борн М., Вольф Е. в кн. «Основы оптики»: Наука, 1973.
4. Икрамов А.М. «Кривизна волнового фронта и дифракция света». Доклады Академии Наук Республики Узбекистан, № 4, 2007, стр. 32-35.
5. Икрамов А.М. «Кривизна волнового фронта и дифракция света». В кн. «Физика наукаемких технологий» вып.2, стр. 204, Иркутск 2008.

Рисунки к тезису доклада «Экспериментально установленные, новые недостатки теории дифракции Френеля»

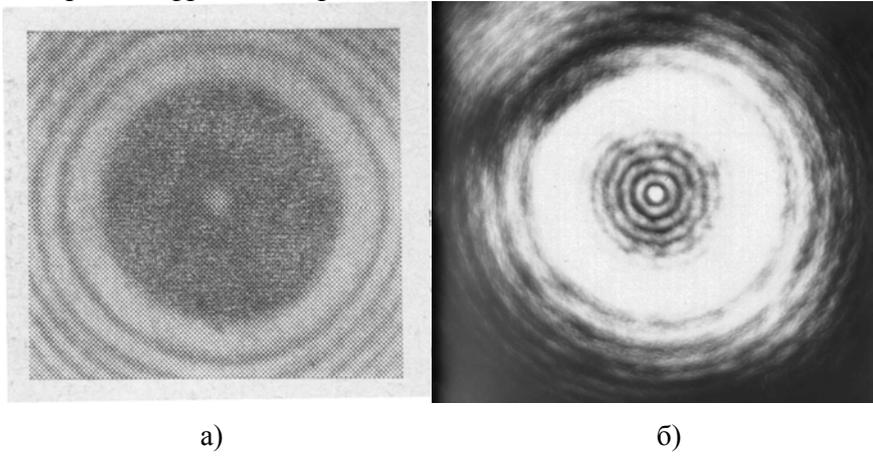


Рис. 1

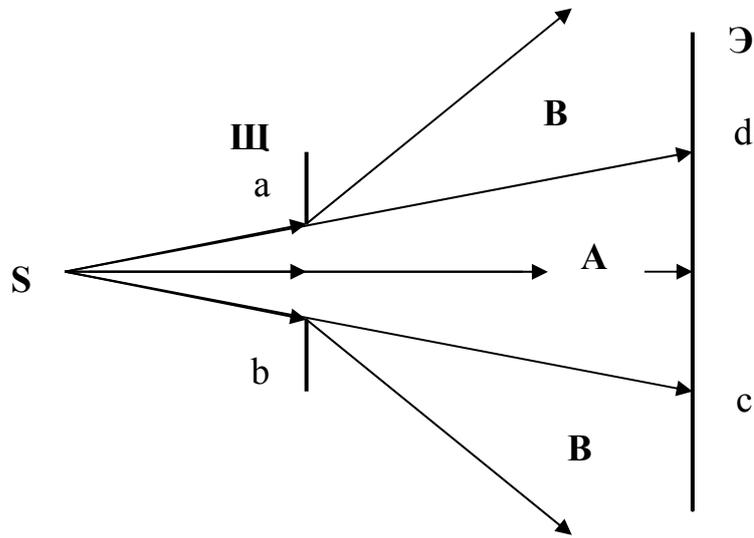


Рис. 2

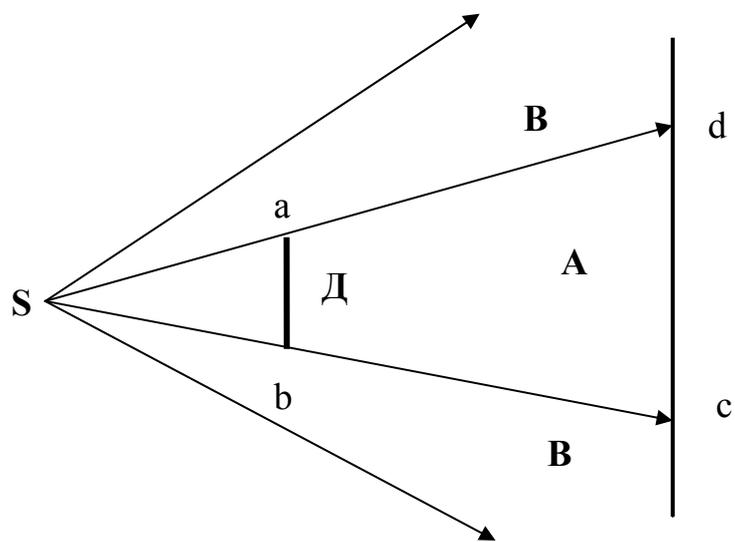


Рис. 3

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В АМОРФНЫХ СРЕДАХ НА ПАРАМЕТРЫ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ: ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ

Еремчев И.Ю., Наумов А.В., Вайнер Ю.Г., Кадор Л.*

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Россия

* Байройтский университет, Байройт, Германия

Работа посвящена изучению структурных релаксаций (локальных изменений в расположении атомов или молекул) в неупорядоченных твердотельных средах с помощью метода спектроскопии одиночных молекул (СОМ). Впервые на локальном уровне зарегистрированы случаи изменения параметров низкоэнергетических элементарных возбуждений (туннелирующих двухуровневых систем и локализованных низкочастотных колебательных мод) вследствие структурных изменений в образце. Экспериментально установлена температурная зависимость масштаба структурных релаксаций.

Хорошо известно, что низкотемпературная динамика аморфных твердотельных сред определяется динамикой туннелирующих двухуровневых систем (ДУС) [1,2] в температурном диапазоне ниже 2-3 К и квазилокализованных низкочастотных колебательных мод (НЧМ) в т.н. промежуточном диапазоне низких температур (от единиц – до десятков Кельвин). Переходы в ДУС трактуются как туннельные переходы групп атомов или молекул между энергетическими уровнями в двухъямном потенциале. А НЧМ во многих работах рассматриваются как квазилокализованные колебания атомных или молекулярных групп. Считается, что ДУС и НЧМ равномерно распределены в неупорядоченных средах, а параметры этих низкоэнергетических элементарных возбуждений определяются локальными особенностями (микроскопической локальной структурой) и являются неизменными при температурах существенно ниже температуры стеклования.

Спектроскопия одиночных молекул [3,4] позволяет изучать динамические процессы в прозрачных твердотельных средах на локальном уровне. В основе метода лежит регистрация спектров люминесценции одиночных хромофорных молекул (ОМ), внедренных в твердотельную матрицу в малой концентрации. Электронные переходы во внешних оболочках хромофорных молекул весьма чувствительны к локальному окружению и динамическим процессам, протекающим в непосредственной близости молекул, поэтому примесные молекулы нашли широкое применение в качестве спектроскопических зондов. Взаимодействие хромофорных молекул с ДУС и НЧМ приводит к изменению положения и однородной ширины спектральной линии. Так, например, спектр ОМ может состоять из нескольких пиков, связанных с взаимодействием молекулы с одной или несколькими ДУС. Для исследования временной спектральной динамики производят многократное сканирование выбранного спектрального диапазона, в результате чего получают трехмерный график зависимости интенсивности спектра от частоты и времени. Часто такой график изображают в виде двумерного рисунка, на котором оси соответствуют частоте и времени, а интенсивность спектральной линии отображается в градациях серого цвета. На рис.1 представлена т.н. спектральная

траектория одиночной хромофорной молекулы тетра-tert-бутилтеррилена (ТБТ) в аморфном полиизобутилене (ПИБ). Прыжки спектральной линии связаны с взаимодействием молекулы с ДУС.



Рис. 1. Спектральный трек одиночной хромофорной молекулы тетра-tert-бутилтеррилена в полиизобутилене. Прыжки спектра вызваны переходами в ДУС, находящейся в непосредственной близости от хромофорной молекулы.

В случае обратимых процессов вблизи хромофорной молекулы (напр., прыжки в ДУС) будут наблюдаться обратимые изменения спектра (см. Рис.1). Необратимые же трансформации в локальном окружении «зонда» (т.е. процессы структурной релаксации) будут приводить к необратимым изменениям параметров спектра ОМ (спектрального положения, ширины, формы и/или временного поведения). Этот факт был положен в основу нашего метода.

В работе исследовалось временное поведение спектров большого числа одиночных молекул. Исследования проводились с образцами полиизобутилена и 1,2-дихлорбензола с внедренными в образцы молекулами тетра-tert-бутилтеррилена (ТБТ). Все измерения проводились при температурах 4.5 К и 7 К. При указанных температурах соотношение сигнал шум было оптимально, в силу большого значения фактора Дебая-Валлера. Для того чтобы исследовать структурные изменения во всем широком температурном диапазоне была разработана методика, основанная на технике температурных циклов. Суть методики состояла в следующем: сначала измерялись спектральные истории ОМ в течение 20-30 минут при температуре 4,5 (7) К, затем образец быстро нагревался до выбранной температуры T_n и выдерживался при заданной температуре в течение 10 минут. Затем образец быстро охлаждался до 4,5 (7) К и проводилось повторное измерение спектральных историй ОМ. В результате, для каждой молекулы мы получали спектральную историю до нагревания и после. Для того чтобы оценить эффективность структурной релаксации мы определяли относительное число ОМ, в спектральных историях которых произошли необратимые изменения в результате нагревания образца до T_n . Также анализировался характер таких изменений.

Наблюдая «спектральные истории» большого числа ОМ, можно получить информацию о процессах структурной релаксации на локальном уровне, а так же информацию об эффективности структурной релаксации в макроскопическом объеме образца.

В работе нам удалось зарегистрировать случаи необратимого изменения спектральной динамики хромофорных молекул после температурного цикла, что

является прямым подтверждением существования структурной релаксации при температурах ниже точки стеклования. Кроме того, нам удалось зарегистрировать случаи изменения параметров ДУС и НЧМ вследствие структурных изменений в образце и экспериментально установить температурную зависимость масштаба структурных релаксаций для ТБТ в ПИБе в температурном диапазоне от 4,5 К до температуры стеклования (200К).

Работа поддержана грантами SFB и DFG, Российского Фонда Фундаментальных Исследований (07-02-00206, 08-02-00147). А.В. Наумов благодарит Министерство Образования и Науки РФ и фонд CRDF (совместный проект BRNE), а также Грант Президента РФ (МК-239.2007.2).

1. P.W. Anderson, B.I. Halperin, C.M. Varma, *Phil. Mag.*, **2**, 1 (1972).
2. W.A. Phillips, *J. Low Temp. Phys.*, **7**, 351 (1972).
3. Moerner W.E., Kador L., *Phys. Rev. Lett.*, v.62, p.2535, (1989).
4. Orrit M., Bernard J., *Phys. Rev. Lett.*, v.65, p.2716, (1990).

**SINGLE-MOLECULE SPECTROSCOPY IN FROZEN
1,2-DICHLOROBENZENE DOPED WITH TERRYLENE**
Gorshlev A.A.¹, Naumov A.V.¹, Vainer Yu.G.¹, Eremchev I.Yu.¹,
Kador L.², Koehler J.²

¹ Institute of Spectroscopy, RAS, Troitsk, Moscow Reg., Russia
gorshlev@isan.troitsk.ru

² University of Bayreuth, Institute of Physics and BIMF, Bayreuth, Germany

Single-molecule spectroscopy (SMS) provides a unique opportunity to measure individual fluorescence-excitation spectra of chromophore molecules embedded in transparent matrix as probes. These spectra are very sensitive to local parameters of the matrix. This provides a unique possibility to study properties of solid materials on microscopic level. Since the appearance of SMS the search of guest-host systems suitable for observation of single molecule spectra is always the complicated task, as well as the study of nature of processes determining the shape and evolution of these spectra.

In this work we present the results of the first experimental study of quickly frozen 1,2-dichlorobenzene weakly doped with terrylene molecules via SMS. The spectral dynamics of this system was found to be unusual.

On the one hand, the temporal behavior of SM spectra in the sample under study was typical for well-ordered doped crystalline systems: (1) The frequencies of all observed SM spectral lines were not undergoing spectral jumps during the whole time of measurements (up to several hours).

(2) The individual widths of the observed spectral lines were constant in time. On the other hand, the measured distribution of SM linewidths looked typical for disordered solids: Its shape was nonsymmetrical and ranged strongly to large magnitudes of widths (see Fig. 1).

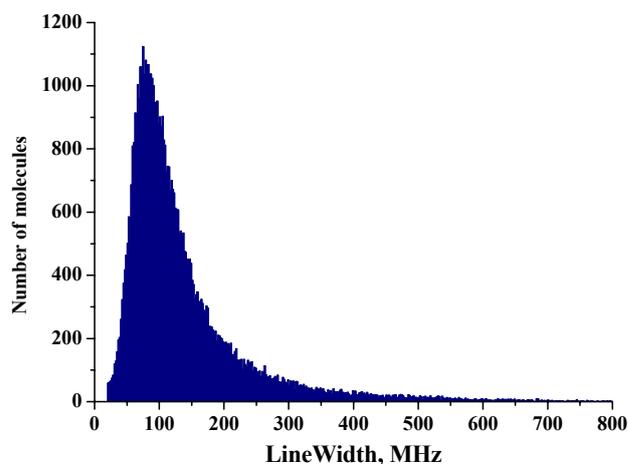


Figure 1. Single-molecule linewidth distribution.

The distribution of SM spectral line frequencies measured in a very broad range proved to have intermediate between crystals and glasses behavior – it demonstrates the pronounced spectral structure and smoothed background (Fig. 2).

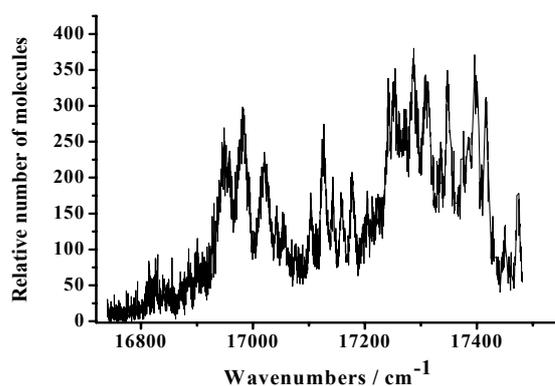


Figure 2. Inhomogeneous spectral band measured using single-molecule spectroscopy.

The peculiarities of the observed spectral dynamics in the system under study and possible area of applications are discussed.

This work was supported by SFB 481 and Deutsche Forschungsgemeinschaft and Russian Foundation of Basic Researches (07-02-00206, 08-02-00147). A.V.Naumov thanks Ministry of Sciences and Education of Russia and CRDF (joint BRHE project), and a Grant of the President of Russia (МК-239.2007.2).

ВЛИЯНИЕ ОКСИДОВ-МОДИФИКАТОРОВ НА КРИСТАЛЛИЗАЦИОННУЮ СПОСОБНОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СТЕКЛ

Дяденко М.В., Левицкий И.А.

Белорусский государственный технологический университет, Минск,
Республика Беларусь

Работа посвящена изучению влияния оксидов кальция и вольфрама на кристаллизационную способность оптических стекол и их вязкость в температурном интервале формования. Введение в состав данных оксидов положительно сказывается на кристаллизационной способности и вязкостных характеристиках синтезированных стекол.

В Республике Беларусь производство оптического стекловолокна осуществляется на РУП «Оптик», г. Лида. У данного предприятия существует проблема, связанная с кристаллизацией стекла ТБФ-10 при формовании изделия в интервале температур 850–950 °С, которая является причиной значительных потерь информации при ее передаче на расстояние. Поэтому данное производство испытывает потребность в разработке состава стекла, имеющего низкую склонность к кристаллизации и заданные технологические, оптические и физико-химические свойства.

С целью снижения кристаллизации указанного стекла сделана оценка влияния частичной замены TiO_2 оксидом лантана на кристаллизационную способность, оптические и физико-химические характеристики экспериментальных стекол для световедущей жилы. Положительные результаты показали составы стекол с содержанием TiO_2 в интервале 8–10 мол. % и La_2O_3 – 5–10 мол. %. В этом случае достигаются требуемый показатель преломления и отсутствие признаков кристаллизации синтезированных стекол при выдержке в течение 6 часов.

Однако данная корректировка повлекла за собой изменение вязкостных показателей: увеличилась «длина» стекла и снизилась температура начала размягчения, которые являются первоочередными факторами при вытягивании стекловолокна. Для устранения отмеченных недостатков осуществлена частичная замена SiO_2 и BaO оксидами-модификаторами WO_3 и CaO с целью последующего анализа оптических и реологических характеристик и кристаллизационной способности исследуемых стекол.

Последовательная замена TiO_2 и SiO_2 на WO_3 в количестве 1–5 мол. % характеризуется в обоих случаях приданием стеклу требуемых варочных и выработочных свойств, а также увеличением его показателя преломления. Следует отметить, что «длина» экспериментальных стекол также уменьшается, что позволяет судить о возможности применения оксида вольфрама в составе стекол для световедущих жил. При этом вязкость синтезированных стекол в интервале 10^{10} – 10^4 Па·с изменяется в диапазоне температур 700–900 °С.

Для снижения склонности стекол к кристаллизации и уменьшения температурного интервала, отвечающего за выработку стекломассы, произведена частичная замена оксида бария оксидом кальция. Установлено, что введение CaO возможно лишь до 3 мол. %, так как только в этом случае достигаются требуемые значения показателя преломления исследуемых стекол.

Таким образом, для получения стекол с комплексом заданных характеристик целесообразно осуществлять введение WO_3 и CaO . При этом содержания TiO_2 должно составлять не менее 9 мол. %.

BLINKING EFFECT IN SINGLE QUANTUM DOTS

Ushakova E.V., Baranov A.V.*

Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных Технологий, Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия
*НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

The development of nanophotonics requires the study of quazi-zero-dimensional systems, known as quantum dots (QDs) or nanocrystals (NCs). In this project we study phenomenon called blinking. It is a hallmark of single fluorescent nano-objects. It limits the brightness and visibility of NC's, and thus their potential applications. The mechanism of blinking is still under discussion. It's understanding may open new paths to improve luminescent nanoprobe.

The developments in low-dimensional materials have led to the study of quasi-zero-dimensional systems, known as quantum dots (QDs) or nanocrystals. The QDs have unusual optical and electrical properties such as narrower transition linewidth, larger oscillator strength, and tunable band gap covering the visible range. QDs are currently explored extensively in biological tagging applications. It has also been suggested that QDs may have the potentiality of providing technological applications such as new types of laser, electro-optic modulation devices, high-density memory devices, and logic gates, among others.

In this project we study phenomenon called blinking. It is a hallmark of single fluorescent nano-objects. It limits the brightness and visibility of NCs, and thus their potential applications. The mechanism of blinking is still an open problem, whose understanding may open new paths to improve luminescent nanoprobe. We observed fluorescence intermittency (blinking phenomenon) from NCs in different environments. The obtained on/off-time distributions follow the inverse power-law.

Experimental setup

Single nanocrystal fluorescence measurements were obtained using a confocal fluorescence lifetime microscope (Picoquant MicroTime 200).

Features of time-resolved scanning confocal microscopy:

- Piezo scanner allows a superior movement and positioning accuracy;
- Time-correlated single photon counting scheme offers the opportunity to analyse the parameter dependencies in a multitude of different ways;
- Timing information down to a picosecond scale offers the possibility reconstruct fluorescence decay constants and analyze the fluorescence fluctuation correlation function of any single dot of interest;
- Diffraction limited resolution of less than 0.5 μm .

Sample preparation

For the single quantum dot measurements we used CdSe/ZnS PEG COOH,OH nanocrystals with concentration $1\text{E}-10$. Glass slides were boiled in isopropanol 20 min, then washed with water and dried at nitrogen. For the preparation of the PVA matrix 12g PVA was diluted in 10 ml water. For the preparation of the PMMA matrix 500 mg PMMA was diluted in 30 ml toluene. All dispersions of NCs in PVA/PMMA were sonicated in

ultrasonic bath for 20 min. 20 ul of samples placed onto clean glass slide and then spin coated. Slides with NCs on/in PMMA matrix were heated at 60°C for 30 min.

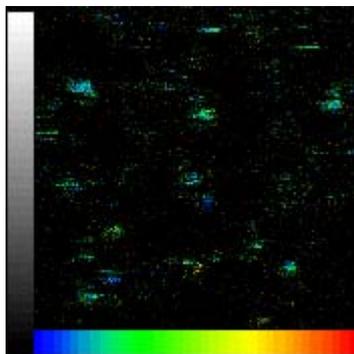


Fig.1. Area scan of NCs on glass slide, size of image 8.1x8.1 um, intensity: from 2 up to 12 cnts, lifetime: from 0 up to 25 ns

Single quantum dot measurements

Under photo-excitation of the 480 line of the diode laser, the emission intensity fluctuations are measured with a high time resolution for durations of 2, 3 and 6 minutes. The statistics of both on- and off-time distributions are obtained under varying excitation intensity and laser frequency (5, 10, 40 MHz).

We use the area scan view (Fig.1) to identify a suitable region of the sample in order to make a point measurement (Fig.2).

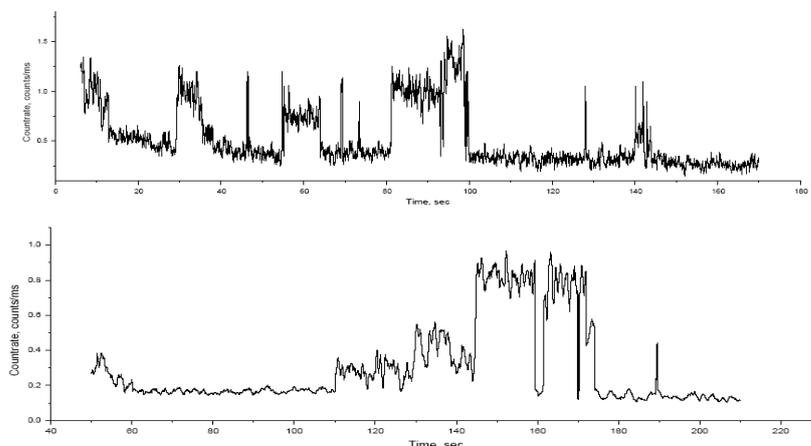


Fig.2. Emission intensity time traces of QDs: a) NCs in toluene on PMMA matrix, b) NCs in water on PMMA matrix

Fluorescence intermittency was observed from NCs in different environment: on glass slide, in and on PVA matrix, in and on PMMA matrix.

Signal/noise ratio in samples (NCs on glass slide and NCs in PMMA matrix) was low. So we couldn't distinguished between the on- and off- emission intensity states. In samples (NCs in/on PVA matrix) we observed fluorescence intermittency from NCs only a few seconds (10-30) and then NCs turned into the off-state. We decided to observe the blinking phenomenon from NCs on PMMA matrix: signal/noise ratio was high enough and NCs did not turn into the off-state for minutes.

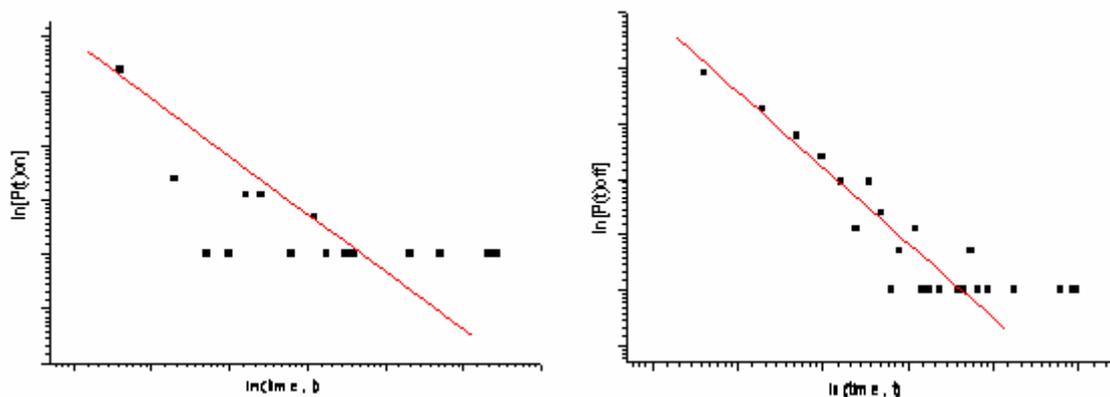


Fig.3. On- and off-time distributions for single QD on PMMA matrix (dots). The distributions of these particular QDs can be fitted using a power-law (red line)

Analysis of the distribution of on- and off-time intervals for all QDs shows that the probability density of on/off-time intervals can be described by an inverse power-law, in accordance with papers. Fitting the data in Figure 3 to a power law distribution yields $\alpha_{\text{off}}=1.37$ and $\alpha_{\text{on}}=1.06$ for this particular QD. Our results vary slightly from the literature value of 1.5. It can be explained that the data sets were limited to small numbers of single QDs, relatively short observation times and dependence on NCs environment.

Project Outcomes

We observed fluorescence intermittency (blinking phenomenon) from NCs in different environments, such as PVA matrix, PMMA matrix, on glass slide. Problems in measurement occurred due to:

- Noise/signal ratio;
- Interaction NCs with surface and with environment.

We developed a protocol of NC sample preparation for observation and monitoring of single-dot blinking.

Features of protocol:

- Values of the spin speed and spin time;
- NCs concentration value;
- Excitation intensity and laser frequency;
- Preparation of matrix.

Devised protocol will allow the study of the effect of NC surface charge, size, etc on the blinking properties of nanocrystals. The on/off-time distributions followed the inverse power-law with average parameters: $A = 529.5$, $\alpha = 0.82$ for NCs (water solution) on PMMA matrix, $A = 3098.4$, $\alpha = 1.06$ for NCs (toluene solution) on PMMA matrix.

Секция 3 Оптика фотонных кристаллов и наноструктур

ЭФФЕКТИВНЫЙ КОД ДЛЯ ПРЯМОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Левченко В.Д., Закиров А.В.*

Институт прикладной математика им. М.В. Келдыша РАН, Москва,
Россия

*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

В работе представлен компьютерный код SUR/Maxwell¹, позволяющий моделировать волновую динамику электромагнитного излучения в трехмерной области с заданными изменяющимися по координатам оптическими параметрами среды и размером сторон 10-100 и более параметров решетки фотонного кристалла. Внутри 3D модельной области численно решается система уравнений Максвелла для электромагнитных полей. В качестве возможных граничных условий реализованы источник электромагнитного излучения, условия отражения, периодические или специальные поглощающие излучение условия PML (Perfectly Matched Layer). В качестве основного численного метода решения получающихся дифференциальных уравнений в частных производных используется конечно-разностный метод временной области (FDTD).

Основной особенностью кода является использование оригинального локально-рекурсивного нелокально-асинхронного (LRnLA) алгоритма². Данный алгоритм на современных компьютерах с развитой иерархией памяти и разноуровневым параллелизмом позволяет производить вычисления с производительностью, близкой к пиковой, что подтверждается и фактическими измерениями производительности кода в задачах моделирования фотонных кристаллов. В сравнении с имеющимися аналогами это позволяет ускорить моделирование на 1-2 порядка. Кроме того, алгоритм с той же производительностью позволяет решать задачи на 2-3 порядка более сложные (на вычислительной сетке большего размера), чем обычно, благодаря использованию дисковой памяти в качестве основного места хранения данных расчета. В результате на персональном компьютере становится возможным моделировать области с размером сетки 10^9 - 10^{11} , а на специальном суперкомпьютере — до 10^{15} .

В связи с высокой вычислительной сложностью задач прямого волнового моделирования распространения излучения в 3D фотонных кристаллах, возможности приложения кода SUR/Maxwell выглядят достаточно перспективными.

Наряду с примерами уже выполненных расчетов, иллюстрирующих различную степень прохождения электромагнитных волн через фотонный кристалл, во время проведения презентации стендового доклада, планируется демонстрация онлайн-расчетов по задаваемой конфигурации фотонного кристалла на мобильном компьютере, либо на удаленном вычислительном сервере.

А.В. Закиров, В.Д. Левченко, *Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН №21*, Москва, (2008).

В.Д. Левченко, *Информационные технологии и вычислительные системы*, №1, 68, (2005).

ФЛУКТУАЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ОСТРОВКОВЫХ ПЛЁНОК

Вартанян Т.А., Леонов Н.Б., Логунов А.Е., Пржибельский С.Г.,
Хромов В.В.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Предложена и осуществлена модификация метода определения параметров структуры островковых плёнок, основанного на измерении флуктуаций оптических характеристик малых участков плёнки. Экспериментально определены флуктуации экстинкции лазерного луча в перемещаемом по плёнке фокальном пятне, в котором поляризация излучения модулировалась во времени. Из полученных данных оценена оптическая анизотропия поглощения нанометровых островков плёнки. Показано, что эта характеристика имеет значительную частотную дисперсию в области плазменных резонансов наночастиц.

Исследования структуры островковых плёнок сопряжены с рядом сложных технических проблем. Разработанные к настоящему времени методы их исследования весьма трудоемки и сопровождаются либо уничтожением объекта исследования (электронная микроскопия), либо требуют непосредственного объединения напылительной камеры и измерительного оборудования (атомно-силовая микроскопия). Кроме того, оба эти высокоразрешающих метода имеют существенный недостаток - они дают информацию лишь о малых площадях пленки (порядка 1 мкм^2), а полученные данные требуют дополнительной обработки. Для решения указанных проблем был предложен и реализован оптический метод бесконтактного определения параметров структуры плёнок, названный нами флуктуационно-поляризационной микроскопией.

Метод основан на измерениях флуктуаций поглощения света островковой плёнкой металла. Эти флуктуации обнаруживаются при сканировании по поверхности исследуемого образца сфокусированного лазерного луча, с вращающимся вектором поляризации. Экспериментально исследованы напыленные на поверхность прозрачного диэлектрика металлические пленки, с нанометровыми островками. Флуктуации интенсивности прошедшего света определяются тремя характеристиками: числом островков, попадающих в фокус луча, их объёмами, которые определяют сечения их поглощения, а также анизотропией частиц, обуславливающей зависимость поглощения от поляризации света. В эксперименте измерялись средние значения и флуктуаций коэффициентов пропускания пленки. При совместном вращении кюветы и поляризации (на значительно большей частоте) излучения, измеренный сигнал пропускания оказался промодулированным, как на частоте вращения кюветы, так и на удвоенной частоте вращения поляризации. Обработка полученных экспериментальных данных позволила определить такие структурные параметры островковой плёнки, как плотность нанометровых

островков, их средний размер, а также соотношение полуосей наночастиц натрия, напыленных на поверхности сапфира и стекла.

ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СВЕТА ЧЕРЕЗ НАНОВОЛНОВОД В ФЕРРОМАГНИТНОЙ СРЕДЕ

Ляхов Ф.А., Курин В.В.

Институт Физики Микроструктур Российской Академии Наук, Нижний Новгород, Россия

В работе рассматривается эффект Фарадея для случая неоднородной среды, представляющей из себя гиротропный ферромагнетик с цилиндрическим отверстием, заполненным негиротропным диэлектриком. Эффект усиливается по-сравнению с эффектом в однородной гиротропной среде. Его можно наблюдать в наноразмерном волноводе благодаря существованию медленных волноводных мод, не имеющих критической частоты.

Эффект Фарадея – это эффект вращения плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны при прохождении через гироэлектрическую среду. В работе рассматривается аналог этого эффекта для случая неоднородной среды, представляющей из себя безграничный ферромагнетик, рассматриваемый как гиротропная среда, с цилиндрическим отверстием радиуса a , заполненным негиротропным диэлектриком.

Известно¹, что в диэлектрическом волноводе без гиротропии первая гибридная мода (с $m = 1$) не имеет критической частоты. Такая мода может распространяться в волноводе с поперечными размерами, много меньшими длины волны света. Мы предполагаем, что свойство мод с $m = \pm 1$ сохранится и при введении слабой гиротропии во внешней среде. Благодаря гиротропии будет наблюдаться эффект Фарадея, который будет усилен за счет замедления волн в волноводе.

Усиленный эффект Фарадея может найти применение при создании носителей с повышенной плотностью записи информации: при размере ячейки порядка 10нм плотность составит 10^{14} бит/см². Также исследование эффекта Фарадея представляет интерес в рамках изучения свойств экстраординарной прозрачности тонких пленок с отверстиями³.

Введем цилиндрическую систему координат $\mathbf{r} = (\rho, \varphi, z)$ так, чтобы ось z совпадала с осью цилиндра. Уравнения Максвелла для комплексных амплитуд векторов поля имеют вид:

$$\text{rot } \mathbf{H} + ik_0 \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad \text{rot } \mathbf{E} - ik_0 \mu \mathbf{H} = 0, \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c$. Будем рассматривать ферромагнетик и диэлектрик как среды со стационарной временной дисперсией. В этом случае проницаемости внутри цилиндра, при $\rho < a$ равны $\varepsilon_1(\omega)$, $\mu_1(\omega)$, а при $\rho > a$ – $\varepsilon_2(\omega)$, $\mu_2(\omega)$,

$$\varepsilon_2(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_2 & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \eta_2 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Ферромагнетик рассматриваем как плазму в эффективном магнитном поле:

$$\varepsilon_2 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad g = -\frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega(\omega^2 - \omega_H^2)}, \quad \eta = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad (3)$$

где ω_0 – это плазменная частота, ω_H – гирочастота.

Найдем собственные волны и дисперсионное уравнение в системе². Для этого найдем собственные векторы вне и внутри цилиндра и воспользуемся граничным условием непрерывности тангенциальных компонент полей на его поверхности. Кроме того, для уравнений (1) зададим граничное условие при $\rho \rightarrow +\infty$ – условие излучения.

Решение (1) запишем в виде $\mathbf{F}(\rho, \varphi, z) = \mathbf{f}(\rho)e^{ihz - im\varphi}$. \mathbf{F} – 6-компонентный вектор, составленный из \mathbf{E} и \mathbf{H} . Выразим все компоненты полей через E_z и H_z . Вне цилиндра получим систему уравнений

$$\begin{cases} -h\mu_2 g \mathcal{E}_m H_z + ik_0(\varepsilon_2 s_2^2 - \mu_2 g^2) \mathcal{E}_m E_z + ik_0^3 \eta (s_2^4 - \mu_2^2 g^2) E_z = 0, \\ -ik_0 s_2^2 \mathcal{E}_m H_z - hg \mathcal{E}_m E_z - ik_0^3 \eta (s_2^4 - \mu_2^2 g^2) H_z = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где $\mathcal{E}_m = \frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} - \frac{m^2}{\rho^2}$ – оператор Бесселя, $s_2^2 = \varepsilon_2 \mu_2 - p^2$, $p = \frac{h}{k_0}$.

Записав решение системы (4) в виде цилиндрических функций $Z_m(qk_0\rho)$, получим дисперсионное уравнение². В качестве двух линейно независимых решений (4) возьмем функции Ханкеля. Для выполнения условия излучения выберем: $Z_m = H_m^+$, $\text{Im } q > 0$. Собственные векторы находятся в явном виде.

Дисперсионное уравнение и собственные векторы для негиротропного диэлектрика внутри цилиндра получаются аналогичным образом, результаты приведены в литературе¹.

Из условия непрерывности тангенциальных компонент поля после существенного количества алгебраических преобразований получим дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} & (n_2 - n_1)(\varepsilon_1 \mu_1 \check{J}_m^2 + \eta_2 \mu_2 \check{H}_{m1} \check{H}_{m2}) + \check{J}_m [n_1(\eta_2 \mu_1 \check{H}_{m1} + \varepsilon_1 \mu_2 \check{H}_{m2}) - \\ & - n_2(\varepsilon_1 \mu_2 \check{H}_{m1} + \eta_2 \mu_1 \check{H}_{m2})] + \frac{m}{k_0 a} [\check{J}_m (n_1 - n_2)(\mu_1 v_\varepsilon + \varepsilon_1 v_\mu) + \\ & + \check{H}_{m1}(2\eta_2 \mu_2 p w + n_2 \mu_2 v_\varepsilon - n_1 \eta_2 v_\mu) + \check{H}_{m2}(-2\eta_2 \mu_2 p w + n_2 \eta_2 v_\mu - n_1 \mu_2 v_\varepsilon)] + \\ & + \frac{m^2}{(k_0 a)^2} (n_2 - n_1)(v_\mu v_\varepsilon - (p w)^2) = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

В (7) использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \check{J}_m &= \frac{1}{s_1} \frac{J_{m+1}(s_1 k_0 a)}{J_m(s_1 k_0 a)}, \quad \check{H}_{mk} = \frac{1}{q_k} \frac{H_{m+1}^+(q_k k_0 a)}{H_m^+(q_k k_0 a)}, \quad n_k = \frac{1}{p g} (\varepsilon_2 (q_k^2 - s_2^2) + \mu_2 g^2), \\ v_\varepsilon &= \frac{\varepsilon_1}{s_1^2} - \frac{\varepsilon_2 + g}{s_2^2 + \mu_2 g}, \quad v_\mu = \frac{\mu_1}{s_1^2} - \frac{\mu_2}{s_2^2 + \mu_2 g}, \quad w = \frac{1}{s_1^2} - \frac{1}{s_2^2 + \mu_2 g}. \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнение (5) определяет дискретный спектр $h_{nm}(\omega)$. Собственные векторы $\Psi_{nm}(\rho)e^{ih_{nm}z-im\varphi}$ находятся в явном виде. Заметим, что они образуют полную ортогональную систему вектор-функций.

Перейдем к эффекту Фарадея. Рассмотрим плоско поляризованную волну, падающую по нормали на слой гиротропной среды с цилиндрическим отверстием:

$$\begin{cases} E_\rho(\rho, \varphi, 0) = E_0 \cos \varphi, E_\varphi(\rho, \varphi, 0) = -E_0 \sin \varphi, E_z(\rho, \varphi, 0) = 0, \\ H_\rho(\rho, \varphi, 0) = E_0 \sin \varphi, H_\varphi(\rho, \varphi, 0) = E_0 \cos \varphi, H_z(\rho, \varphi, 0) = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Запишем (7) в виде $\mathbf{F}(\rho, \varphi, z=0) = \mathbf{F}_0(\rho, \varphi)$. Из вида (7) следует, что разложение по собственным векторам содержит члены только с $m = \pm 1$:

$$\mathbf{F}_0(\rho, \varphi) = \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=1}^{+\infty} c_{nm} \Psi_{nm}(\rho) e^{-im\varphi}. \quad (8)$$

Коэффициенты разложения $c_{nm} = (\mathbf{F}_0, \Psi_{nm}) \|\Psi_{nm}\|^{-2}$ можно выписать в явном виде.

Рассмотрим две моды с одинаковым радиальным квантовым числом n и с $m = \pm 1$ на оси волновода, при $\rho = 0$:

$$E_\rho(0, \varphi, 0) = B_1 e^{-i\varphi} + B_2 e^{i\varphi}, E_\varphi(0, \varphi, 0) = -iB_1 e^{-i\varphi} + B_3 e^{i\varphi}, \quad (11)$$

где B_k – известные комплексные числа.

Из (11) можно видеть, что первая волна имеет циркулярную поляризацию, а вторая – эллиптическую. В итоге на выходе будет эллиптически поляризованная волна. В отсутствие гиротропии существуют две циркулярно поляризованные волны с одинаковым продольным волновым числом h . Введение гиротропии снимает вырождение по продольному волновому числу: $h_1 \neq h_{-1}$, это приводит к эффекту Фарадея. Эффект будет усиливаться по-сравнению с эффектом в однородной среде за счет медленности волноводных мод. Ожидается, что усиленный эффект можно будет наблюдать для более тонких пленок. Возможно, появится возможность использовать его в магнитооптических приборах с большей чувствительностью.

1. Л.А. Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, 440, (1988).
2. I.G. Kondrat'ev, A.V. Kudrin, T.M. Zaboronkova, *Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas*, 288, (1999).
3. F.J. Garcia de Abajo, *Rev. of Modern Phys.*, 79, №4, 1267-1290, (2007).

НИЗКОЧАСТОТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ В ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ NaCl

Штырков Е.И., Климовицкий А.Е., Курбатова Н.В.

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия

Исследовано низкочастотное неупругое рассеяние в сильно-облученных образцах NaCl. Доказано, что температурная зависимость интенсивности рассеяния может быть приписана точечным дефектам. Представленные результаты подтверждают те модели, которые были развиты в последнее время для описания, во-первых, радиолиза в сильно-облученной породе

каменной соли, и во-вторых, для описания структуры и бурных реакций разрушения в сильно-дефектных образцах NaCl.

Рамановская спектроскопия допированных, аддитивно или электролитически окрашенных кристаллов NaCl обнаружила характерные детали, отличные от тех, которые наблюдались для совершенных кристаллов¹⁻³. Эти особенности были приписаны металлическим наночастицам (Ag, Na), и они наблюдались обычно ниже фоновой граничной частоты NaCl.

Точечные дефекты, созданные в образцах NaCl (каменной соли) в результате облучения их высокоэнергетическими электронами, также активируют рамановское рассеяние, иногда далеко за границей фоновой частоты NaCl. Так как вблизи нулевой частоты имеют место несколько конкурирующих процессов рассеяния, обусловленных электронным возбуждением, в данной работе детально проанализирована именно низкочастотная часть рамановского спектра. С этой целью мы исследовали более 150 поляризованных и деполаризованных спектров в образцах NaCl:KBF₄ и NaCl:KCl с концентрацией Na от 1.1 до 12.4 мол.% с различными дозами облучения их высокоэнергетическими электронами в диапазоне температуры от 30 К до 250 К.

Так как мы наблюдали различные формы линий при разных температурах, мы считаем, что существует несколько механизмов возбуждения, активных в этом частотном диапазоне. При температуре 30-50 К мы наблюдали конкурирующие рамановские процессы, включая электронное одночастичное и плазмонное возбуждения, связанные либо с флуктуациями заряда, либо с флуктуациями спиновой плотности. При температуре выше 200 К температурная зависимость рамановского рассеяния объясняется увеличением электронного одночастичного рассеяния от высокотемпературной и невырожденной разреженной плазмы дебаевского типа (с низкой концентрацией F-центров). Мы наблюдали увеличение интенсивности рамановского рассеяния из-за возбуждения F-центров.

1. M. Ferrari, B. Champagnon, M. Barland, *J.Non-Cryst.Sol.*, **151**, 95, (1992)
2. J.C. Groote, J.R.W. Weerkamp, J. Seinen, H.W. den Hartog, *Phys. Rev.*, **B50**, №14, 9798-9802, (1994)
3. E.I. Shtyrkov, A. Klimovitskii, H.W. den Hartog, D.I. Vainshtein, *Radiation Effects and Defects in Solids*, **153**, 125-129, (2003)

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС В ТРЕХСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ

Лопатинская О.Г.*, Лопатинский А.Н.***, Поперенко Л.В.*, Миронюк Б.Н.*, Кравец В.Г.***

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченка, Киев, Украина

**Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина

***Институт проблем регистрации информации НАН Украины, Киев, Украина

В данной работе рассматривается явление поверхностного плазмонного резонанса в трехслойных наноразмерных пленках типа FeNi-плазмоноподдерживающий металл-FeNi, а также влияние толщины плазмоноподдерживающего металла на параметры поверхностного плазмонного резонанса.

Наноразмерные металлические тонкие пленки являются актуальным объектом для исследования современной оптики, так как могут использоваться для магнитной записи информации. Возможность возбуждения поверхностного плазмонного резонанса (ППР), вероятно, способна повлиять на процесс записи информации. Поэтому в пределах данной работы поставлена цель проверить возможность возникновения ППР в пленках типа FeNi-плазмоноподдерживающий металл-FeNi, а также в случае возникновения ППР исследовать влияние толщины плазмоноподдерживающего металла на параметры кривой поверхностного плазмонного резонанса (ППР-кривой).

Данные исследования проводились с помощью ППР-сенсора «Плазмон-5». В качестве объектов для исследования были трехслойные пленки следующего образца: первый слой – FeNi; второй слой – Au, Ag, или Cu разных толщин; третий слой – FeNi.

Проведенные исследования показали, что в данных структурах возможно возникновение ППР, однако соответствующие ППР-кривые имеют не совсем стандартную форму, а также положение и форма данных кривых зависит от толщины плазмоноподдерживающей прослойки. С увеличением ее толщины до 25 нм ППР-кривые становятся более мелкими, что указывает на ухудшение условий для ППР.

ОСОБЕННОСТИ РАМАНОВСКИХ СПЕКТРОВ ИОННО-СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ, ПОДВЕРГНУТЫХ ЛАЗЕРНОМУ ОТЖИГУ

Курбатова Н.В., Галяутдинов М.Ф., Степанов А.Л.

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ
РАН, Казань, Россия

Зарегистрирован спектр неупругого рассеяния света при температуре жидкого азота от наночастиц меди и серебра, сформированных в стеклянной подложке ионной имплантацией с последующим лазерным отжигом. Наблюдаемые эффекты обсуждаются с точки зрения размерного квантования в металлических наночастицах.

Нанокристаллические материалы привлекают все большее внимание исследователей. На практике большой прогресс достигнут в изучении размерного квантования электронных полупроводниковых нанокристаллов, однако в случае металлических наночастиц вследствие ограниченности экспериментальных данных имеется пробел в понимании природы и особенностей проявления квантово-размерных эффектов. Поэтому задачей настоящего исследования является синтез наночастиц различных металлов в диэлектрических матрицах и изучение низкочастотных колебаний в них методом рамановской спектроскопии.

Синтез наночастиц меди и серебра в матрице SiO_2 осуществлялся имплантацией ионов Cu^+ и Ag^+ с энергией 160 кэВ и 60 кэВ, соответственно. Ионная доза в обоих случаях составляла 5×10^{16} ион/ cm^2 при плотности тока в ионном пучке 10 мкА/ cm^2 . Для повышения однородности распределения по размерам и понижения среднего размера наночастиц была применена лазерная обработка¹. Лазерный отжиг синтезированных слоев проводился на длине волны 694 нм одиночными импульсами рубинового лазера длительностью 75 и 50 нс; плотность энергии в импульсе устанавливалась в пределах 0.85-1.4 Дж/ cm^2 . Рамановское рассеяние возбуждалось сфокусированным лучом аргонового лазера (488 нм, 100мВт). Спектры рассеяния регистрировались при температуре образцов 300К и 77К спектрометром ДФС-52 в режиме счета фотонов.

В результате проведенных измерений обнаружено, что с понижением температуры образцов до 77К в спектре комбинационного рассеяния синтезированных структур появляются линии, соответствующие низкочастотным колебаниям в МН (рис. 1). Подобные спектры зарегистрированы только в лазерно-отожженных участках образцов. В работе² утверждается, что низкочастотные пики в спектре рамановского рассеяния кварцевого стекла, имплантированного ионами серебра, связаны с поверхностными акустическими колебаниями серебряных кластеров. При этом частота новых пиков определяется отношением средней поперечной скорости звука (1660 м/с для Ag) к скорости света в вакууме и обратно пропорциональна диаметру частицы². Однако спектры, зарегистрированные нами в лазерно-отожженных образцах, очевидно не могут быть интерпретированы с этой точки зрения, т.к. это означало бы образование в результате взаимодействия с одним наносекундным лазерным импульсом нескольких групп металлических наночастиц, строго калиброванных по размеру.

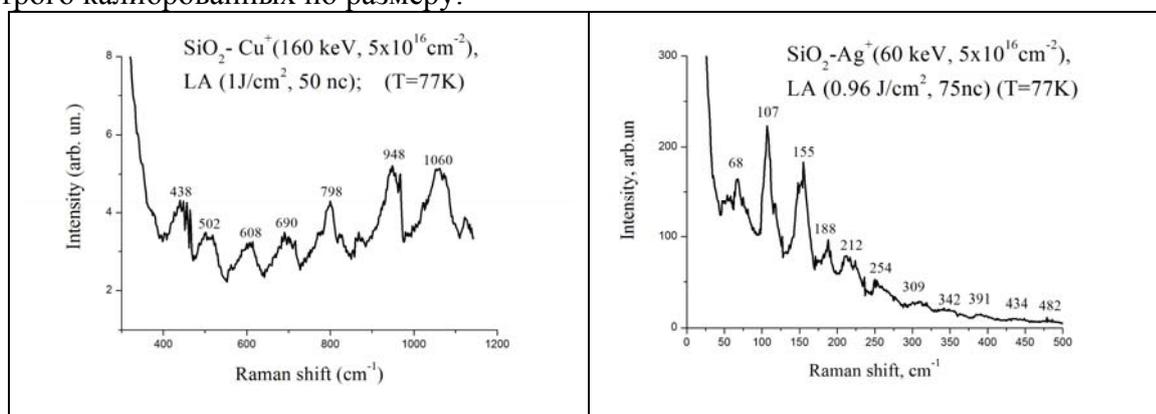


Рис. 1. Спектры рамановского рассеяния наночастиц меди и серебра, сформированных в силикатном стекле в результате ионной имплантации и последующего лазерного отжига

В работе³ было показано, что серебряные наночастицы в стекле в результате лазерного отжига не просто уменьшаются в диаметре, но очень существенно увеличивается их протяженность в глубь образца: вместо сферических частичек образуются квантовые проволоочки. Для интерпретации наблюдаемых нами низкочастотных пиков в спектре неупругого рассеяния мы прибегли к модели синфазных деформационных колебаний типа «гармошки» в металлической струне нанометрового размера. В рамках этой модели были рассчитаны частотные сдвиги в спектре рамановского рассеяния для серебряных квантовых проволок предполагаемой длины 2.5 нм. Наблюдается хорошее совпадение эксперимента с выбранной моделью для образца, отожженного с плотностью энергии 1.4 Дж/ cm^2 .

Таким образом в настоящей работе впервые получены экспериментальные данные по низкочастотным колебаниям в медных и серебряных наночастицах, регистрируемые при температурах жидкого азота. При пониженной температуре образца колебательные моды наблюдаются с высоким разрешением, что позволяет проводить количественный анализ при сопоставлениями с существующими теоретическими моделями размерного квантования в МН.

1. Степанов А.Л., Чичков Б.Н., Валеев В.Ф., Нуждин В.И., Файзрахманов И.А., *Письма в ЖТФ*, **34**, № 5, 7-14, (2008).
2. Ferrari M., Gonella F., Montagna M., Tosello C., *J. Appl. Phys.* **79**, 2055 (1996).
3. A.L. Stepanov, D.E. Hole, A.A. Bukharaev, P.D. Townsend, N.I. Nurgazizov, *Applied Surface Science*, 5463 (1998)

ELECTRICALLY CONTROLLABLE OPTICAL SWITCH BASED ON ONE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL WITH LIQUID CRYSTAL AS DEFECT LAYER

Arkhipkin V.G., Gunyakov V.A., Myslivets S.A., Zyryanov V.Ya.,
Shabanov V.F.

L.V. Kirensky Institute of Physics, SB RAS, Krasnoyarsk, Russia,
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, Russia

We experimentally demonstrate electrically controlled optical switch within narrow spectral range. The switch consists of one dimensional photonic crystal with a nematic liquid crystal defect layer, placed between two crossed or parallel polarizer's. Principle of operation is based on the interference of the ordinary and extraordinary light waves propagating through the cell due to the electrically induced coincidence of their wavelengths.

Photonic crystals (PC) have been a significant research topic the early 1990s¹⁻³. More recently, there has been an increasing emphasis on tuning the optical properties of these PC structures. One of the possible ways to create such systems is to use liquid crystal (LC) layers as the structural components. Liquid crystals are known to have a wide range of optical transparency, high birefringence, large optical nonlinearity and high susceptibility to external perturbations (temperature, electric and magnetic fields). All this makes them very promising candidates for effective control of spectral and optical properties of PCs²⁻⁷.

In this paper we propose electrically controlled optical switch based on one-dimensional photonic crystal with a nematic liquid crystal defect layer. The electro-optical cell is placed between two crossed or parallel polarizer's. Principle of operation is based on the interference of the ordinary and extraordinary light waves propagating through the cell due to the electrically induced coincidence of their wavelengths.

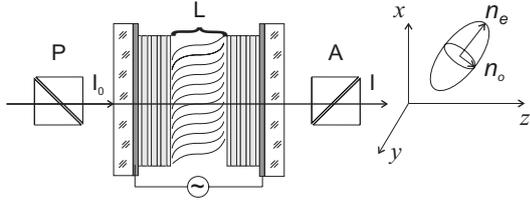


Fig. 1. Experimental cell of the one-dimensional photonic crystal with liquid crystal defect layer in crossed polarizer's: P – the polarizer, A – the analyzer

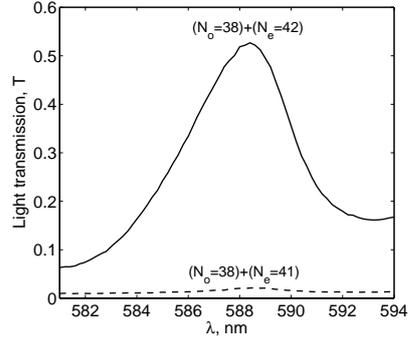


Fig. 2. Fragment of the transmission spectra of PC/LC cell layer in crossed polarizer's as function of wavelength for two different voltage $U_1 = 0.95$ V (dotted) and $U_2 = 1.23$ V (solid)

The PC lattice under study has the $(HL)^N H(D)H(LH)^N$ structure. Here H and L are the various dielectric layers with the high n_1 and low n_2 refractive indices and the thicknesses t_1 and t_2 , respectively. A lattice spacing is $t = t_1 + t_2$. The symbol D denotes the defect layer with the refractive index n_d and the thickness L . N is the number of the HL and LH bilayers.

Figure 1 shows an experimental sample. Two identical multilayer mirrors are combined so that a sandwich-like cell with a gap of about $t_d = 7.4 \mu\text{m}$ is fabricated. Each mirror consists of six zirconium dioxide (ZrO_2) layers with the refractive index $n_1 = 2.04$ and the thickness $t_1 = 55$ nm of each layer and five silicon dioxide (SiO_2) layers with the refractive index $n_2 = 1.45$ and the thickness $t_2 = 102$ nm. The nematic liquid crystal 4-n-pentyl-4'-cyanobiphenyl (5CB) with the sequence of phase transitions Cr - 22.5°C - N - 34°C - I between the crystalline, nematic and isotropic liquid phases was used as a defect layer. Nematic director \mathbf{n} was aligned homogeneously along the plane of multilayers with a rubbed polyvinylbutyral surfactant film. The refractive indices of 5CB are $n_{||} = 1.720$, $n_{\perp} = 1.536$ ⁸, where subscripts ($||$) and (\perp) refer to the direction parallel or perpendicular to \mathbf{n} , respectively. The initial orientation of \mathbf{n} was along the x -axes, while the probe radiation was polarized at 45° to this axis. To reorient the liquid crystal 800-Hz AC voltage was applied to the ITO electrodes. In this geometry the direction of \mathbf{n} was varied in the xz -plane.

A nematic deformation caused by the applied voltage (see Fig. 1) results in the decrease of extraordinary refractive index n_e of LC defect layer $n_e = n_{\perp} n_{||} \cdot [n_{||}^2 \cos^2 \theta(z) + n_{\perp}^2 \sin^2 \theta(z)]^{-1/2}$, where $\theta(z)$ is the angle between the wave vector of the extraordinary beam $\mathbf{k}||z$ and the local direction of \mathbf{n} . Ordinary refractive index $n_o = n_{\perp}$ is independent of the director tilt angle θ . The change of n_e under the action of external field results in the shift of the spectral position of defect modes. At the same time, the spectrum of ordinary wave remains invariable.

Fig. 2 shows fragment of the transmission spectra of the tunable PC/LC cell with the nematic director in the defect layer aligned at 45° relative to crossed polarizer's. Here the transmission of the optical cell is the result of interference 42-th and 41-th modes of extraordinary wave with 38-th mode of ordinary component ($\lambda_{\perp} = 588$ nm). The dotted

curve corresponds to destructive interference and solid – constructive one. Thus, at spectroscopic coincidence of orthogonally polarized defect modes of PC placed between crossed polarizer's it can be realized both the interference amplification, and quenching of intensity of radiation. The result of interference (maximum or minimum of transmission) depends on difference of mode serial numbers $N_e - N_o$ (N_e и N_o are the order of mode excited extraordinary and ordinary light respectively). The transmission has minimum when $N_e - N_o = 2k$ (i.e. even), and maximum when $N_e - N_o = 2k + 1$ (i.e. odd).

Fig. 3 shows the experimental dependences of the transmission of optical cell as function of applied voltage to ITO electrodes for the case when wavelength of the ordinary wave $\lambda_{\perp} = 453.4$ nm. According to the specific feature of Freedericksz transition [9], the transmission doesn't change up to the threshold voltage which is $U_c = 0.74$ V in our case. With further increasing of voltage the transmission of the cell is oscillating function of the applied voltage moreover a width of oscillations increases with growth of voltage. Maxima and minima of the transmission correspond to coincidence of resonance wavelength of extraordinary defect modes with wavelength of ordinary mode ($\lambda_{\perp} = 453.4$ nm). Broadening of oscillations is connected with decreasing of refractive index of extraordinary wave at increasing of voltage.

The Fig. 4 demonstrates results of simulations of the PC/LC cell transmission as a function of applied voltage using the recurrent relations method¹⁰. One can see quality agreement between the experimental and computed values.

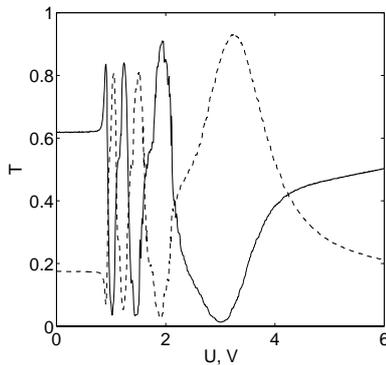


Fig. 3. The transmission of PC/LC cell as a function of voltage applied to ITO electrodes for crossed (dotted) and parallel polarizer's (solid)

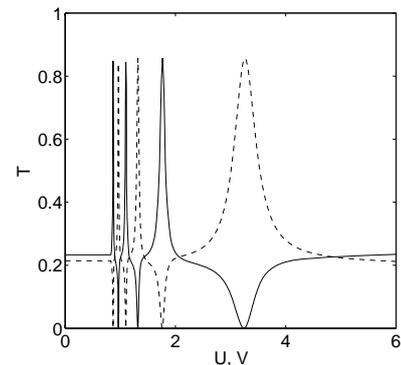


Fig. 4. Theoretical simulations of the PC/LC cell transmission as a function of applied voltage for crossed (dotted) and parallel (solid) polarizer's

It has been experimentally demonstrated that the 1D PC/LC cell placed between crossed or parallel polarizer's is able to switch over transmittance in the defect modes. It is related to the interference of the ordinary and extraordinary light waves propagating through the cell due to the electrically induced coincidence of their wavelengths. Thus, the 1D-PC cell with the switchable nematic liquid crystal defect layer and crossed polarizers can be effectively used as a light valve in the whole spectral range of the defect mode.

1. J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton: Princeton University Press, 1995.
2. K. Busch, R.B. Wehrspohn, S. Lölkes et al., *Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization*, John Wiley&Sons, 2004.

3. V.F. Shabanov, S.Ya. Vetrov, A.V. Shabanov, *Optics of Real Photonic Crystals: Liquid Crystal Defects, Irregularities* SB RAS Publisher, Novosibirsk, 2005 [in Russian].
4. H. Kitzerow, *Liq. Cryst. Today*, **11**, 3-7, (2002).
5. R. Ozaki, M. Ozaki, and K. Yoshino, *Electr. Commun. Jpn. P. 2*, **88**, 46-53, (2005).
6. V.A. Gunyakov, V.P. Gerasimov, S.A. Myslivets et al., *Tech. Phys. Lett.*, **32**, 951-953, (2006).
7. V. G. Arkhipkin, V. A. Gunyakov, S. A. Myslivets, et.al., *JETHPh*, **106**, 388–398, (2008).
8. V.Ya. Zyryanov, V.Sh. Epshtein, *Instrum and Experim Techn*, **30**, 431-433, part 2 (1987).
9. L.M. Blinov, *Electro- and Magneto-optics of Liquid Crystals*, Nauka, Moscow, 1978 [in Russian].
10. V. A. Bushuev and A. D. Pryamikov, *Kvantovaya Élektron. (Moscow)* **33**, 515-522, (2003).

LIGHT SCATTERING BY NONLINEAR BARIUM SODIUM NIOBATE CRYSTALS

Ivanova S.V.

P.N. Levedev. Physical Institute of RAS, Moscow, Russia

It was investigated the light beam scattering ($\lambda = 514.5$ nm, P=30-300 mw) passing through the doping by neodymium impurity crystal in temperature range of 20-600C. Results have been compared with structural investigations.

The temperature dependence of the laser beam scattering intensity ($\lambda = 514.5$ nm, P=30-300 mw) in the nonlinear photorefractive crystal $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (BNN) have been investigated in the temperature range of 20 – 800°. It was observed the deflection of laser beam passing through the crystal. Beam fans out in the plane determined by the beam direction and the c-axis of the crystal. The traces of the fanning beams in the crystal had a grainy structure. The fanning do not observed at the propagation of a beam along c-axis. The beam fanning and grainy structure disappeared at the temperature of about 500°C.

The samples (3x4x5mm) oriented along the crystallographic axes were placed in focused light beam. The directions of laser beam in experiments were perpendicular and parallel to the optical c-axis of crystal. The patterns of scattering light have been observed into the crystal and on the screen in far field (about 200 cm from the sample). The crystal was grown by the Czochralaki method in the (001) direction and was doped in the melt with Nd_2O_3 (0.1 wt. %). The crystal has been cut perpendicular to the main crystal axes.

Using high resolution x-ray diffraction and transmission electron microscope methods on single crystals S. Mori et al.₁ and J.M. Kiat et al.₂ have showed that the structure has a tetragonal incommensurate symmetry in the temperature range between 300 and 270°C and consists from a complicated array of two type of ferroelastic microdomains with a size of about 20 nm. and orthorhombic symmetry. Pan Xiao-qing et al. ₃ using transmission electron microscopy method discovered that the incommensurate modulation of BSN extend far into the tetragonal phase and disappears only at about 600C near the ferroelectric to paraelectric phase transition point. Optical properties of the BSN crystals by means light scattering methods have been investigated in work ₄ and observed the split of laser beam near 500°C.

In the theoretical work [5] was shown analytically that a self-bend of the beam trace inside of the crystal can be explained by existence of a speckled structure with produce a wave-front disturbance

The reversible nonlinear response of BSN crystal which was observed near phase transition of 500°C may be declared by structural incommensurate transformation. It is consistent with the structural investigation Pan Xiao-qing et al.

1. S. Mori, N. Yamamoto, Y. Koyama, Y. Uesu, *Phys.Rev.* **B 52**, 6158-6161, (1995).
2. J.M. Kiat, G. Calvarin, and J. Schneck, *Phys Rev.* **B 49**, 776-785, 1994.
3. Pan Xiao-qing, Hu Mei-chen, Yao Ming-hui, and Feng Duan, *Phys. Stat.So l (a)* **91**, 57, (1985).
4. S.V. Ivanova, *Chinese Optics Letters*, V. **6**, 143-145, (2008).
5. O.V. Loubomudrov, V.V. Schkunov, *Kvantovaja electronica*, 19, №126, 1199-1200, (1992).

БРЭГГОВСКИЕ СОЛИТОНЫ В РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С НЕПРЕРЫВНЫМ ПРОФИЛЕМ МОДУЛЯЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ

Фролова Л.В., Манцызов Б.И.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

В рамках полуклассического приближения с помощью двухволновых уравнений Максвелла-Блоха развита теория нелинейного взаимодействия когерентного интенсивного оптического излучения с резонансной периодической структурой с произвольным профилем концентрации резонансных атомов и однородной линейной функцией диэлектрической проницаемости. Получено аналитическое решение, описывающее распространение брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности в структурах с периодом равным половине длины волны.

Существование брэгговских солитонов (БС) самоиндуцированной прозрачности (СИП) было предсказано для различных типов периодических резонансных линейно поглощающих структур, или резонансных фотонных кристаллов (ФК): (а) дискретных резонансных ФК, которые состоят из набора тонких параллельных слоев, содержащих двухуровневые осцилляторы в однородной линейной матрице¹; (б) дискретных резонансных ФК с синусоидальной модуляцией линейной диэлектрической проницаемости²; (в) нелинейных ФК, легированных резонансными атомами с однородным пространственным распределением их концентрации³. Существенной особенностью БС СИП является то, что они могут формироваться при низкой интенсивности импульса ~ 10 МВт/см², тогда как для распространения БС в оптоволоконных брэгговских решетках с керровской нелинейностью⁴ необходимы интенсивности порядка 10 ГВт/см². Для исследования процессов распространения низкоэнергетических БС необходима достаточно протяженная резонансная структура, состоящая из 400 или более периодов, однако до настоящего времени изготовление подобных структур высокого оптического качества традиционными методами сопряжено с различными техническими трудностями. В связи с этим особое место занимает технология голографической

фотополимеризации⁵, которая позволяет изготавливать протяженные резонансные структуры с гармонической или какой-либо другой периодической модуляцией непрерывной функции концентрации резонансных атомов.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие когерентного оптического излучения с резонансным ФК с непрерывным профилем модуляции концентрации резонансных атомов. Для такой структуры в рамках полуклассического приближения получена обобщенная система двухволновых уравнений Максвелла-Блоха и проведено ее численное и аналитическое интегрирование. Показано, что в случае модуляции концентрации резонансных атомов с периодом, равным половине длины волны излучения, уравнения приводятся к следующей самосогласованной системе:

$$\Omega_{\tau}^{(+)}(\xi, \tau) + \Omega_{\xi}^{(+)}(\xi, \tau) = C_1 P^{(+)}(\xi, \tau) + C_0 P^{(-)}(\xi, \tau),$$

$$\Omega_{\tau}^{(-)}(\xi, \tau) - \Omega_{\xi}^{(-)}(\xi, \tau) = C_0 P^{(+)}(\xi, \tau) + C_{-1} P^{(-)}(\xi, \tau),$$

$$P_{\tau}^{(\pm)}(\xi, \tau) = n(\xi, \tau) \Omega^{(\mp)}(\xi, \tau),$$

$$n_{\tau}(\xi, \tau) = -\text{Re} \left[P^{(-)*}(\xi, \tau) \Omega^{(+)}(\xi, \tau) + P^{(+)*}(\xi, \tau) \Omega^{(-)}(\xi, \tau) \right],$$

где $\Omega^{(\pm)} \equiv 2(\tau_c \mu / \hbar) E_0^{(\pm)}$, $E_0^{(\pm)}$ – комплексные медленно меняющиеся амплитуды электрических полей прямой и обратной волн, τ_c – среднее время жизни резонансного фотона в среде, μ – дипольный момент перехода, $P^{(\pm)}(\xi, \tau) = \langle P(\xi, \tau) e^{\pm ik\xi} \rangle_{\lambda}$ – пространственно усредненный комплексный дипольный момент $P(\xi, \tau)$ резонансного атома, C_i – фурье-компоненты функции концентрации резонансных атомов, $n(\xi, \tau)$ – инверсия атома, $\xi = z / c\tau_c$, $\tau = t / \tau_c$ – безразмерные координата и время. Эта система уравнений допускает аналитические решения в виде БС СИП для различных непрерывных профилей модуляции концентрации резонансных атомов, что позволяет обобщить ряд нелинейно оптических явлений в резонансных ФК с дискретных решеток на новый широкий класс непрерывных структур. В качестве примера найдены выражения для БС в ФК с модуляцией концентрации атомов в виде степенных гармонических функций, проанализированы параметры БС (скорость, амплитуда, длительность) в зависимости от параметров структуры. Численно исследованы процессы формирования и взаимодействия БС в таких структурах.

1. Б.И. Манцызов, Р.Н. Кузьмин, *ЖЭТФ*, **91**, 65 (1986).
2. А.Е. Kozhekin, G. Kurizki, B. Malomed, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3647 (1998).
3. N. Akozbek, S. John, *Phys. Rev. E*, **58**, 3876 (1998); H.Y. Tseng, S. Chi, *Phys. Rev. E*, **66**, 056606 (2002).
4. B.J. Eggleton, R.E. Slusher, C.M. de Sterke *et al*, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1627 (1996).
5. А.А. Акаев, С.Б. Гуревич, К.М. Жумалиев, Л.И. Муравский, Т.Н. Смирнова, *Голография и оптическая обработка информации*, Наука, С.-П. (2003).

НЕЛИНЕЙНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА ДВУХАТОМНОЙ СИСТЕМОЙ

Авербух Б.Б.

Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск, Россия

Исследована индикатриса нелинейно рассеянного двухатомной системой излучения. Показано, что частотный триплет Моллоу, характеризующий спектр излучения одного атома, преобразуется в пространственно-частотную зависимость рассеянного излучения.

Интерес к системам, состоящим из нескольких двухуровневых атомов, в последнее время связан, в частности, с возможным созданием на их основе различных наноструктурных объектов. Управление работой таких устройств возможно с помощью поглощаемого и рассеиваемого такими объектами излучения.

Нелинейность взаимодействия атома с сильным когерентным падающим полем $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ приводит к тому, что в этом случае рассеяние идет не только на частоте сильного поля ω , но еще и на симметрично расположенных относительно нее частотах $\omega \pm \Delta$ (триплет Моллоу¹⁻²), где $\Delta = \sqrt{\Omega^2 + 4|V_0|^2}$, $\Omega = \omega - \omega_{mn}$ - расстройка частоты сильного поля от частоты атомного перехода ω_{mn} , $V_0 = -\mathbf{D}_{mn} \mathbf{E}_0 / \hbar$ и \mathbf{D}_{mn} - матричный элемент оператора дипольного момента атомного перехода $m - n$ между комбинирующими уровнями.

Как этот триплет проявится в пространственном распределении вероятности рассеяния системой атомов? Ответу на этот вопрос и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим систему из двух неподвижных и не взаимодействующих между собой атомов с координатами \mathbf{r}_p ($p = 1, 2, 3$), находящихся в сильном внешнем классическом монохроматическом поле \mathbf{E} . Частота ω резонансна частоте ω_{mn} атомного перехода $m - n$. Поле излучения p -го атома считаем квантованным и в точке наблюдения с координатой \mathbf{R} определим выражением

$$\mathbf{E}_p = \frac{i}{2\pi} \sum_{\mathbf{k}, \mu} \sqrt{\hbar \omega_k} \mathbf{e}_\mu [a_\mu e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} - a_\mu^+ e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}}],$$

где a_μ и a_μ^+ - операторы уничтожения и рождения рассеянного кванта с частотой ω_k , волновым вектором \mathbf{k} и поляризацией μ . Гамильтониан системы

$$H = H_{a_1} + H_{a_2} + H_E + \sum_{\mathbf{k}, \mu} \hbar \omega_k a_\mu^+ a_\mu - \mathbf{D}_1 \mathbf{E} - \mathbf{D}_2 \mathbf{E} - \mathbf{D}_1 \mathbf{E}_p - \mathbf{D}_2 \mathbf{E}_p.$$

Здесь первые четыре слагаемых соответствуют двум атомам, сильному и рассеянному полям, а последние четыре - взаимодействию атомов с этими полями. Атомы считаем одинаковыми, т.е. полагаем, что частоты ω_{mn} и ширины комбинирующих уровней γ них одинаковы ($\gamma_{m_1} = \gamma_{m_2} = \gamma_m$ и $\gamma_{n_1} = \gamma_{n_2} = \gamma_n$).

Пусть в начальный момент времени атомы находились в нижнем из комбинирующих состояний n . Тогда вероятность W того, что, испустив один квант, атомы опять окажутся в этом состоянии определяется следующим выражением

$$W = \frac{a^2 |f_\mu|^2}{\pi^3 \gamma^2} [1 + \cos(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)] F = W_1 + W_2,$$

$$\text{где } a = \frac{V_0}{\gamma}, b = \frac{\Omega}{\gamma}, c = \frac{\Delta}{\gamma}, z = \frac{\Omega_k}{\gamma}, d_{3,4} = \frac{v_{3,4}}{\gamma}, d_{5,6} = \frac{v_{5,6}}{\gamma}, f_\mu = \frac{-i}{2\pi\hbar} \sqrt{\hbar\omega_k} (\mathbf{D}_{mn} \mathbf{e}_\mu),$$

$$\Omega_k = \omega_k - \omega_{mn}, v_{3,4} = \frac{1}{2}(-\Omega - i\gamma \pm \Delta), v_{5,6} = \frac{1}{2}(-2\Omega_k + \Omega - i\gamma \pm \Delta),$$

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(2x + 2b + i)}{(2y - 2x + i)(x - d_3)(x - d_4)(x - d_5)(x - d_6)} \left[1 + \frac{a^2}{(y - x - d_3)(y - x - d_4)} \right] dx |^2 dy.$$

Функция $[1 + \cos(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)]$, зависящая от разности фаз волн, рассеянных на разных атомах, определяет пространственное распределение вероятности W .

Выражение для W содержит два слагаемых, первое из которых не имеет ярко выраженной пространственно-частотной зависимости. Частотный спектр излучения определяется выражением

$$\sum_{\mathbf{k}, \mu} W_{mn} \delta(\Omega_k - \Omega_{k'}) = \frac{\gamma_{mn} a^2}{2\pi^4 \gamma^2} F,$$

где введено обозначение $\gamma_{\nu m} = 2\pi \sum_{\mathbf{k}, \mu} |f_\mu|^2 \delta(\Omega_k - \Omega_{k'})$. Функция F , определяющая спектр рассеяния двухатомной системы, имеет максимумы на тех же частотах $\omega_1 = \omega - \Delta$, $\omega_2 = \omega$, $\omega_3 = \omega + \Delta$, что и спектр рассеяния одного атома, т.к. рассматриваемые атомы не взаимодействуют между собой. Второе слагаемое в выражении для W описывает интерференционный эффект и обладает ярко выраженной пространственно-частотной зависимостью. Максимумам вероятности соответствуют направления \mathbf{k} , удовлетворяющие соотношению $(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) = 0$. На частоте ω_2 возможен максимум при $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{20} = \mathbf{k}_0$, соответствующий рассеянию вперед (рис.1).

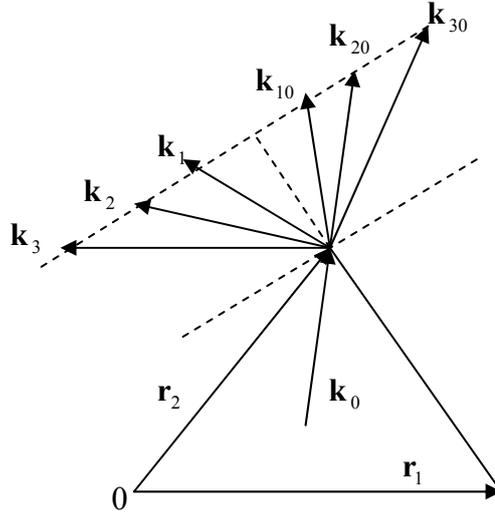


Рис.1. Направления волновых векторов падающего и рассеянного излучений

Соответствующие частотам $\omega_{1,3}$ волновые вектора $\mathbf{k}_{10,30}$ не могут быть равны \mathbf{k}_0 . Но максимумы функции $\cos(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$ возможны и при $(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})$, перпендикулярном $(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$. Кроме рассеяния вперед возможны также максимумы и в “отраженном” свете (волновые вектора $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$. При этом проекции всех волновых векторов на направление $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ должны быть одинаковыми. Отсюда

следует, что углы α между волновыми векторами \mathbf{k}_{20} и \mathbf{k}_{30} , \mathbf{k}_{20} и \mathbf{k}_{10} определяются соотношением $\alpha \approx \frac{\Delta}{\omega} \text{ctg} \alpha_0$, где α_0 - угол между векторами \mathbf{k}_{20} и $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ ($\alpha_0 \neq 0$). Если сильное поле распространяется перпендикулярно направлению $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ (т.е. $\alpha_0 = \frac{\pi}{2}$), то рассеянное излучение на всех частотах тоже распространяется перпендикулярно этому направлению. Если сильное поле распространяется по направлению $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ (т.е. $\alpha_0 = 0$), то максимум, соответствующий частоте ω_1 , невозможен, т.к. разность $k_{20} - k_{10} \cos \alpha_1$ не равна нулю ни при каком угле α_1 между векторами \mathbf{k}_{10} и \mathbf{k}_{20} .

Таким образом, частотный триплет в спектре излучения одного атома проявляется в случае системы двух невзаимодействующих атомов появлением пространственно – частотной зависимости в распределении рассеянного излучения, а также зависимостью спектра рассеянного излучения от направления распространения сильного поля. Частотный спектр рассеянного излучения в направлении, перпендикулярном $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ (при распространении сильного поля в этом же направлении) представляет собой триплет Моллоу. При распространении сильного поля в других направлениях, отличных от $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$, каждой частоте рассеянного излучения соответствует свое направление распространения, хотя надо отметить, что углы α между этими направлениями чрезвычайно малы. При распространении сильного поля в направлении $\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ спектр рассеянного излучения представляет собой дублет с максимумами на частотах ω и $\omega + \Delta$ и соответствующими направлениями распространения.

1. B.R.Mollow, *Phys. Rev.*, **188**, №5, 1969-1975, (1969).
2. F.Shuda, C.R.Jr.Stroud, M.Hercher, *J. Phys.*, **B7**, №7, L198-L202, (1974).

МИГРАЦИЯ ТРИПЛЕТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ

Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Овчинников В.А.,
Селиверстова Е. В., Тунгушбекова М.К.

Карагандинский государственный университет им. Е. А. Букетова,
Караганда, Казахстан

Приведены результаты исследования триплет-триплетного переноса энергии от молекул антрацена к молекулам нильского красного в наноразмерных пленках Ленгмюра-Блоджетт. Показано, что наблюдаемая сенсбилизированная замедленная флуоресценция молекул красителя обусловлена аннигиляцией мигрирующих триплетных экситонов.

Триплет-триплетный перенос энергии является одним из фундаментальных проблем физики конденсированного состояния. Из обменно-резонансной природы триплет-триплетного переноса энергии следует, что эффективность передачи энергии должна зависеть от расстояния и взаимной ориентации донора и акцептора энергии. Для экспериментального изучения влияния пространственной геометрии молекулярной системы на эффективность переноса энергии можно использовать

технологии Ленгмюра-Блоджетт (LB). В настоящей работе приведены результаты исследования переноса триплетной энергии между монослоями донора и акцептора, сформированных на твердой подложке методом LB.

В качестве донора триплетной энергии были выбраны молекулы антрацена, а акцептором служили молекулы красителя нильского красного. Выбор нильского красного в качестве акцептора триплетной энергии обусловлен тем, что его квантовый выход в триплетное состояние при прямом фотовозбуждении практически равен нулю.

На поверхность подложки из нелюминесцирующего кварца наносилась смешанная LB пленка антрацена и амфифильного поли(N,N-диаллил-N-октадециламин-малеиновой кислоты) при соотношении 3:1. Затем, на LB пленку антрацена наносилась смешанная LB пленка нильского красного и амфифильного полимера при соотношениях 1:9, 1:1, 3:1. В качестве субфазы использовалась бидистиллированная, деионизованная вода. Поверхностное натяжение воды составляло 72.8 дин/см при pH=5.6 и температуре 20° С. Антрацен, краситель и полимер растворяли отдельно в хлороформе. Затем их смешивали в необходимых молярных соотношениях. После этого полученную смесь наносили на водную поверхность. Перенос монослоев на подложку по Y-типу осуществлялся при давлении 39 дин/см для родамина С, 32 дин/см для нильского красного и 3 дин/см для антрацена при скорости погружения пластинки 0,02 мм/с. Число монослоев в LB пленке антрацена равнялось 10, а для красителя - 20. Измерения спектральных и кинетических характеристик образцов проводились в режиме счета фотонов. Образцы помещались в вакуумируемый оптический криостат. Фотовозбуждение осуществлялось излучением азотного лазера (длина волны излучения $\lambda=337,2$ нм, энергия в импульсе $E=3$ мДж, длительность импульса $\tau=10$ нс).

При возбуждении пленок наблюдается длительная люминесценция. Спектр состоит из полосы аннигиляционной замедленной флуоресценции мономеров ($\lambda_{\max} = 420$ нм) и эксимеров ($\lambda_{\max} = 500, 530$ нм) антрацена и полосы свечения на $\lambda_{\max} = 640$ нм, спектрально совпадающей с полосой флуоресценции нильского красного. Увеличение концентрации красителя в монослое приводит к тушению свечения донора энергии.

Увеличение числа молекул акцептора в монослое также приводит к сокращению длительности свечения антрацена. Кинетика затухания сенсibilизованного свечения нильского красного (рисунок 1) имеет неэкспоненциальный вид. Длительность свечения нильского красного зависит от концентрации красителя и составляет $\tau = 2$ мс для 10 моль% и $\tau = 1,6$ мс для 25 моль%. Наибольшая интенсивность свечения красителей наблюдается при температурах близких к температуре кипения жидкого азота.

Увеличение концентрации антрацена в монослое приводит к росту интенсивности свечения акцептора. Наибольший выход свечения акцептора наблюдается при концентрации донора 55-60 моль%.

Исследовано влияние температуры на длительное свечение донора и акцептора. Установлено, что эффективность миграции триплетных экситонов зависит от температуры вследствие неоднородного уширения триплетных уровней. Температурная зависимость интенсивности свечения акцептора также имеет сложный вид. Наибольшая интенсивность свечения красителя наблюдается при температурах близких к температуре кипения жидкого азота.

Изучено влияние внешнего магнитного поля на свойства длительной люминесценции донора и акцептора энергии. Для антрацена предельное значение

отрицательного магнитного эффекта при 0,5 Тл составляет 16,3%. На интенсивность сенсibilизованного свечения красителя магнитное поле влияет в меньшей степени. Влияние внешнего магнитного поля на сенсibilизованную люминесценцию нильского красного свидетельствует о том, что данное свечение является результатом аннигиляции триплетных экситонов. Меньшая величина магнитного эффекта по сравнению с влиянием поля на свечение антрацена может быть связана с доминирующим вкладом собственной аннигиляции триплетных экситонов красителя.

NEW METHOD FOR FILM THICKNESS MEASUREMENT

Cherevko S.A.^{1,2}

¹Department of Electronic and Electrical Engineering, Trinity College,
Dublin, Ireland

²State University of Information Technologies, Mechanics and Optics
(University ITMO), St. Petersburg, 197101 Russia

The modern silicon CMOS technologies have been used to produce electronic components on micro/nano scale over the past decade. Nowadays, these very techniques combined with current advances in nanoscience are considered as an important step towards development of nanotechnological devices. An example of such application could be the use of microelectromechanical systems based on suspended Si membranes in the fields of photonics and spintronics. The efficient characterization of top layers of such systems in a non-destructive, non-contact manner is essential for integration process.

In my work an attempt was made for estimating thickness, local temperature and stress parameters of aluminium oxide nanolayers deposited on silicon wafers using Raman and Fourier Transform Infrared (FTIR) microscopies.

Introduction

The purpose of this research is to evaluate the potential of a new non-destructive method for thin-film thickness measurement, and to demonstrate its feasibility on a number of simple structures deposited onto silicon-on-insulator wafers. The thickness information of microscale structure sample is obtained from the Raman shift induced by the temperature rise.

Experimental setup

Transmission spectra of Si membranes were measured in the range of 1.5-15 μm using an FTS 6000 Fourier Transform Infrared (FTIR) spectrometer in conjunction with a UMA 500 microscope.

Raman measurements were carried out in backscattering geometry using a Renishaw micro-Raman system 1000. Characteristics of this equipment:

- the sample is fixed on a motor driven three-dimensional stage
- the polarized light of an Ar⁺ and He-Ne lasers with wavelength 514.5 nm and 632.8 nm and power 0.25 mW on the sample were used for the Raman spectra excitation .
- the Raman spectrometer operates in 180 backscattering geometry and utilizes a grating of 1800 lines/mm
- the 50x long- and short-focus objectives lens is used to collect backscattering light.

The program software allows me to control the time of data collection, spectroscopy wavelength interval, gives ability to work with graphics and extract information from them i.e. intensity and peak positions.

Samples

Silicon membranes were fabricated on silicon-on-insulator (SOI) wafers with device layer of 250 nm using lithography and double-side etching in the Tyndall Institute (NAP 49 Grant, C. Murray, CRANN-Intel). Alumina films with thicknesses variation from 1 nm to 50 nm were deposited by means of RF magnetron sputtering of stoichiometric Al₂O₃ onto one side of the membranes and also on separate Si wafers for reference measurements.

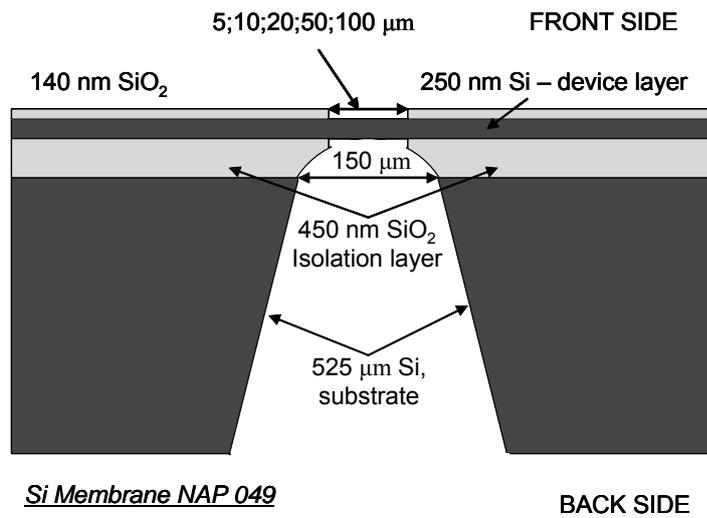


Fig.1. Schematic of bare Si membrane

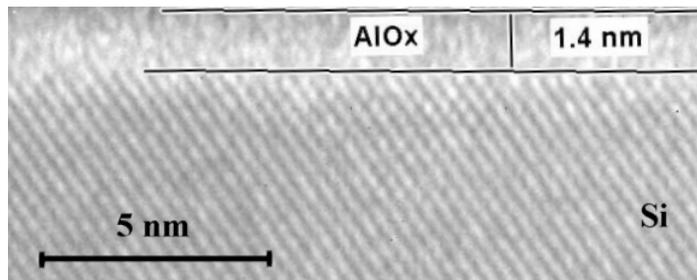


Fig.2. TEM images of AlO_x layer with thickness 1.4 nm (targeted 1 nm) deposited on a Si wafer (by courtesy of C. Murray and J. Perez-Camacho, CRANN-Intel)

There is good interface between Si and AlO_x film without significant roughness.

Lattice constant of aluminium oxide (0.273 nm) is in two times smaller than in silicon (0.543 nm). This strong lattice mismatch can lead to the sufficient stress at the AlO_x/Si interface.

Results

The thickness values of series of silicon membranes and thin films with different properties were measured.

In accordance to Eq. (1), where L is thickness, Raman technique is more sensitive to the nanometre thickness deviations than conventional reflectometry.

$$I_{RS} = I_0 \cdot S \cdot \frac{1 - \exp[-(S + 2\alpha)L]}{S + 2\alpha} \cdot (1 - R_L)(1 - R_S) \tag{1}$$

- I_0 – the intensity of incident excitation radiation
- I_{RS} – the intensity of Raman scattering
- S – the scattering efficiency of Raman process
- L – the sample thickness (assumed large so that no back-reflection occurs)
- α – the absorption coefficient for incident and scattered radiation
- R_L, R_S – the reflectivities of the incident and scattered radiation

Number of factors must be considered when applying Raman microspectroscopy for thickness measurements of nanolayers on patterned structures. Within irradiation power range, it must be verified that the Raman signal is not affected by laser heating as well as by induced stress. Significant tensile stress of bare Si membrane is compensated after deposition of AlO_x nanofilm. Figure 3 shows the measured AlO_x thickness dependence of the stress in Si wafers and membranes.

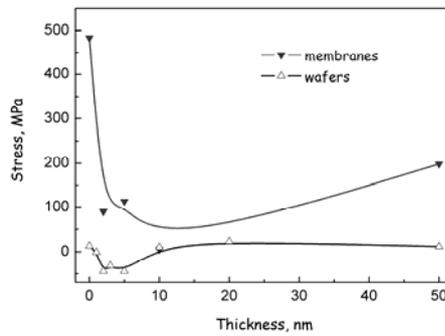


Fig. 3. Dependence of stress on thickness of AlO_x layer

Raman intensity from Si wafers covered with AlO_x nanofilms shows significant increase with the thickness of the nanofilms as it shown in Fig.4.

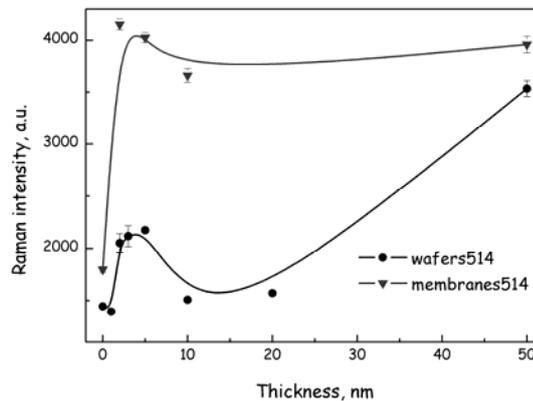


Fig.3. Dependence of Raman intensity on thickness of AlO_x layer

Raman intensity from Si membranes is two times higher than from Si wafers (Fig.4, upper curve). In this case equation (1) is not valid anymore and detailed analysis of excitation and scattered intensities inside the cavity is required.

The obtained data then was processed using such programmes as Origin, Excel, Grams AI, Win-IR. For the calculation of reflection and transmission/absorption spectra for two- and three-layer structures, the Transfer Matrix Method was used together with varying the layer thickness and refractive indices.

These methods show a lot of potential if a wider sample set of before and after deposition measurements can be taken. A noiseless peak would be ideal for curve fitting but is unrealistic. The amount of noise seen in these measurements denies us from making predictions with a good degree of accuracy but this could be resolved by obtaining better experimental data.

Conclusion

FTIR microspectroscopic technique was successfully applied for thickness measurements of AlOx nanofilms: the refractive index of nanofilm can be estimated. For the characterization of films with thickness below 10 nm the quality of Si/AlOx interface must be considered in details.

When Raman was used, it was suggested to calculate the thickness of the films according to the paper¹ but certain problems appeared since the authors of¹ did not take into account: temperature and mechanical stress. An attempt was made to take into account the temperature effect by using the Stokes to anti-Stokes intensities ratio. The estimated temperatures using this method were negative, a result that we can not explain so far.

Further research must be carried out in order to investigate various effects of Raman scattering in Si membrane.

Acknowledgements

Author thanks Prof. A.V. Baranov of University ITMO, Russia, and Dr. T.S. Perova and Dr. V.A. Melnikov of TCD, Ireland for useful discussions.

1. Xiaoming Wu, Jianyuan Yu, "Micro-Raman measurement of thickness in microelectromechanical silicon structures", *J. Micromech. Microeng.* **17**, 1114-1120, (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В МЕТАЛЛ- ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ ДЛЯ СОЗДАНИЯ БИОСЕНСОРОВ

А.В. Нащекин, А.И. Сидоров*, О.А. Усов, П.Н. Брунков, Р.В. Соколов
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург
194021,

* Государственный Оптический Институт им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург 199034

Одним из перспективных методов создания биосенсоров, позволяющих контролировать состав и особенности биохимических реакций, является определение сдвига частоты плазмонного резонанса (ПР) за счет взаимодействия биологических объектов с поверхностью металл-диэлектрических наноструктур. В работе рассмотрены два различных технологических метода получения портативных сенсоров: создание на поверхности металл-диэлектрика упорядоченных массивов металлических наноструктур и формирование металлических нанокластеров в приповерхностных слоях фототермохромных стекол.

Создание оптических биосенсоров (БС) с высокой чувствительностью и разрешением для обнаружения и количественного анализа химических и биологически активных веществ одна из актуальных задач, связанная с

необходимостью контроля биологических процессов, анализа эффективности лекарственных средств и мониторинга окружающей среды. Наряду с традиционными БС, использующими характеристические спектральные полосы макромолекул, значительное внимание уделяется разработке рефрактометрических БС, основанных на плазмонном резонансе, при котором концентрация и параметры процессов в биообъектах определяются по сдвигу резонансной частоты, связанному с изменением показателя преломления этой среды^{1,2}. В данной работе использованы два различных технологических подхода для получения плазмонных наноструктур: создание на поверхности металл-диэлектрика упорядоченных массивов наноструктур (Cr, Au, Ag, Ni) и формирование массивов металлических наночастиц в приповерхностных слоях фототермохромных стекол³⁻⁵. Для изготовления металлических наноструктур на диэлектрических подложках (SiO₂, стекло, кварц) мы использовали оптическую литографию для создания маркерных знаков и электронно-лучевую литографию для формирования массива элементов в позитивном резисте полиметилметакрилате (ПММА), вакуумное термическое нанесение металлов (Au/Ti) и реактивное ионное травление. Процесс электронной литографии осуществлялся на стандартном растровом электронном микроскопе (РЭМ) CamScan Series 4 DV100, оборудованном программно-аппаратным комплексом «Nanomaker» г. (Interface Ltd., г.Черноголовка). Полученные структуры имели размеры порядка длины волны или менее: 300-600 нм. На Рис.1 показаны примеры созданных металлических структур.

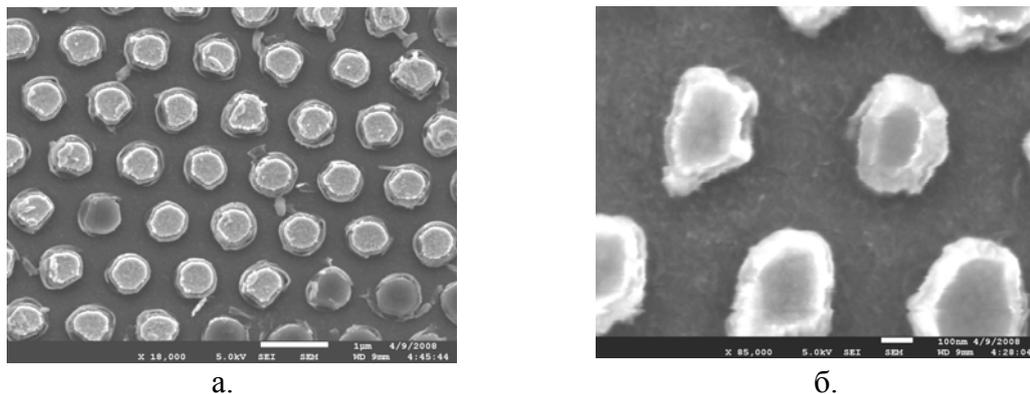


Рис. 1. РЭМ изображения Au/Ti структур на стеклянной подложке с подслоем хрома (30 нм).
Период - 1100 нм, размер - 650 нм – а, период - 520 нм с размером - 310 нм – б

Наряду с БС, основанными на поверхностных плазмон-поляритонах, в данной работе рассматривается БС, основанный на плазмонном резонансе в металлических нанокластерах, образующихся в фототермохромных (ФТХ) стеклах под действием облучения и последующей термообработки⁴⁻⁵. Подобные БС имеют ряд преимуществ, например: более широкий выбор металлов для создания БС, т.к. нет прямого контакта исследуемой среды с металлом. В данной работе образцы ФТХ стекол, полученные по методике⁵ и содержащие нанокластеры Ag или Cu, были облучены при комнатной температуре электронным пучком: энергия электронов 20 кэВ, ток зонда 2 нА, площадь облучения 270x350 мкм². В процессе последующей термообработки при 540 С свободные электроны в образцах захватываются металлическими ионами, а нейтральные атомы выпадают в виде кластеров серебра или меди⁵. Результаты облучения показаны на Рис.3. Формирование металлических дендритов связано с неоднородным стеканием электрического заряда по поверхности стекла (пробой) в результате облучения электронами.



Рис. 3. Оптические изображения облученных электронами областей с металлическими нанокластерами в стеклах: AgBr (слева), CuCl (в середине и справа). Размер области 270 x 350 мкм². Образование Ag нанокластеров происходит при отжиге 540 С в течение 2 часов

Спектры пропускания образца с нанокластерами серебра, образовавшихся в приповерхностном слое ФТХ стекла, показаны на Рис.4. Предварительный анализ показывает, что пик на длине волны 520 нм связан с поверхностным плазмонным резонансом кластеров серебра со средним диаметром 10 нм. Предполагается экспериментальное определение этих параметров методом рентгеновской дифракции, а также оптимизация технологии с целью контроля размеров кластеров и расстояния между ними.

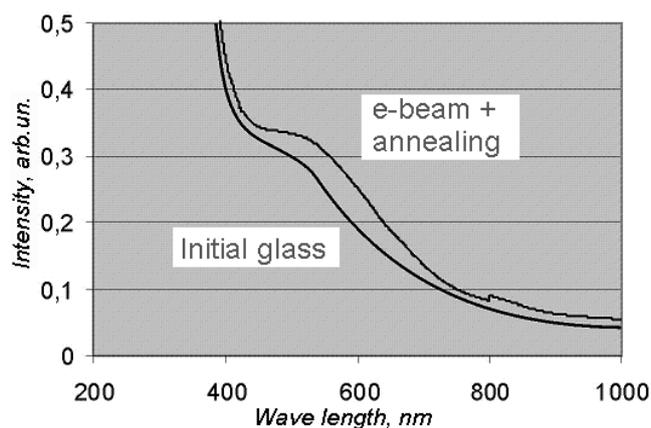


Рис. 4. Спектры пропускания плазмонных структур до (1) и после отжига и обработки электронным лучом (2). Пик на длине волны $\lambda = 520$ нм соответствует плазмонному резонансу в серебряных нанокластерах размером 10 нм

Таким образом, анализ плазмонных наноструктур, полученных на основе двух различных технологических методов, а именно: создание на поверхности металл-диэлектрик упорядоченных массивов наноструктур (Cr, Au, Ag, Ni) и формирование массивов металлических наночастиц в приповерхностных слоях фототермохромных стекол, показывает, что подобные наноструктуры и используемые технологии перспективны для создания портативных БС.

Работа поддержана грантом Президиума РАН-10155 (25.03.2008) “Фундаментальные науки-медицине” и грантом Президента РФ НШ-2951.2008.2.

1. J. Homola. *Chem. Rev.*, **108**, 462-493, (2008).
2. N.G. Khlebtsov, V.A. Bogatyrev, L.A. Dykman, and B.N. Khlebtsov, *Russian Nanotechnology*, **2**, №3-4, 69-86, (2007).
3. A.V. Nashchekin, N.V. Nikanorov, O.A. Podsvirov, A.I. Sidorov, O.A. Usov, and V.A. Tsekhomskii, *Technical Physics Letters*, (2008), to be published.

4. Dotsenko A.V., Glebov L.B., Tsekhomsky V.A., *Physics and Chemistry of Photochromic Glasses*, CRC Press LLC, (1998).
5. N.V. Nikanorov, E.I. Panysheva, I.V. Tunimanova, and A.V. Chukharev, *Glass Physics and Chemistry*, **27**, №3, 241-249, (2001).

Секция 4 Бистабильность, самоорганизация и хаос в оптике

FROM GLASS CERAMICS TO GLASS AND BACK: THE FAST LASER-INDUCED MODIFICATION OF STRUCTURE AND PROPERTIES

Veiko V.P., Yakovlev E.B., Nikonorov N.V., Novikov B. Yu., Ageev E.I.
Saint-Petersburg State University of Informational Technologies, Mechanics
and Optics, Saint-Petersburg, Russia

Glass–ceramics (GCs) usually have glass structure doped with microcrystals that are responsible for main properties: mechanical, chemical, optical etc. As for optical properties, GCs are non–optical materials due to strong scattering in the optical range. Different laser technologies for modification of structure of GCs has been developed.

The amorphization of glass–ceramics under local laser action is considered. Short and local laser heating is accompanied by structure changing. The most important feature of that process is hardening of glass structure due to high rates of cooling $\partial T/\partial t \sim 10^3\text{--}10^4$ K/s provided by thermoconductivity mechanism.

So, heating of GCs with use of a laser radiation transforms crystalline phase in to glassy. It results in a change of following physical and chemical properties of the irradiated area: density, volume, viscosity, hardness, transparency, refraction, etc. The most important thing is that optical transparency of GC drastically increases in visible and near IR range due to the appearance of new glassy structure. Variation of laser treatment conditions (power, exposure, wavelength from IR to UV) as well as selection of composition of GCs allows to control mentioned characteristics. We used composition of GCs with crystalline phases of $\text{TiO}_2\text{--SiO}_2$ (Sital ST–50). Crystalline and glassy phases have different diffusion coefficient and rates of etching. It allows to modify the refractive index and the surface relief of optical elements. The changes in mechanical properties of GCs were investigated and mechanical weaknesses of irradiated zone were discovered. The other important feature is a difference in the specific volumes of ordered–disordered phases which can be used to develop reversible actuators.

As a result of above mentioned research mini– and micro–optical and micro–mechanical components based on two GCs have been fabricated and demonstrated: lenses and lens arrays, waveguides and other waveguiding components, gratings, integrated diaphragms, micro–actuators, microfluidic devices etc. Different ways to expand possibility to form mini– and microoptical components by local laser heating is demonstrated: combine action with plasma jet, using of additional glass and ceramic powders and so on.

The work was supported by Grant of Leading Scientific school of Russian Federation (NSH.5967.2006.8), RFBR Grant (07–02–00887), State Contract RNP 2.1.1.784.

1. V.P. Veiko, Q.K. Kieu, *Proc. SPIE*, **5399**, 11–20, (2004).
2. V.P. Veiko, N.V. Nikonorov, P.A. Skiba, *Optical journal*, **73**, №6, 64–70, (2006) (in Russian).

ДИНАМИКА ЛАЗЕРНОГО ИНДУЦИРОВАННИЯ ДЕФЕКТОВ ПРИ МНОГОФОТОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В ОПТИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ

Касымджанов М.А.^{*}, Курбанов С.С.^{**},
Захидов Э.А.^{**}, Рахимов Р.Ю.^{**}

^{*}Ташкентский химико-технологический институт, Ташкент, Узбекистан

^{**}Отдел Теплофизики АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Показано, что при распространении периодически повторяющихся импульсов N₂-лазера ($\lambda=337$ нм) в оптических стеклах их интенсивность уменьшается от импульса к импульсу и через определенное время $\tau_{уст}$ устанавливается стабильное значение. Найдено, что $\tau_{уст}$ зависит от чистоты, типа и структуры стекла.

Исследование механизмов изменения показателя преломления прозрачных материалов при многофотонном поглощении лазерного излучения вызывает большой интерес за последние 10-15 лет. Это связано с тем, что такой способ генерации дефектов в оптических стеклах даёт возможность создавать трехмерные оптические устройства, как волноводы, дифракционные решетки, демультимплексоры, фотонные кристаллы и т.д. За это время было выполнено много интересных работ, посвященных различным аспектам процесса лазерного индуцирования дефектов: зависимости от дозы и интенсивности облучения, длины волны и температуры, типа стекол и примесного состава. В первых работах, посвященных исследованиям механизмов наведения дефектов,¹⁻³ считалось, что причиной изменения показателя преломления является возникновение в зоне проводимости электронной плазмы при многофотонном поглощении света. Энергия этой плазмы передается решетке стекла, что в конечном счете приводит к появлению дефекта, например к разрыву связи Si-O и переориентации атомов в фокальной области. Параллельно с этим появились другие работы⁴, в которых дополнительной причиной возникновения дефектов в стеклах считается захват электронов в ловушки, приводящий к появлению объемных зарядов и электрических полей $E \sim 10^4 \div 10^5$ В/см. Возникновение таких полей оказалось главным условием для появления второй гармоники $\lambda=530$ нм в волоконных световодах, облучаемых интенсивным излучением неодимового лазера ($\lambda=1060$ нм) в течение времени более 10 часов. Таким образом, стало ясно, что многофотонное поглощение лазерного излучения приводит к целому каскаду явлений, определяющих в конечном счете стабильность возникающих при этом дефектов и основанных на них оптических устройств.

Настоящая работа посвящена исследованию динамики наведения дефектов в оптических стеклах при их облучении периодически повторяющимися импульсами УФ излучения N₂-лазера ($\lambda=337$ нм, $P \sim 15$ кВт, $\tau=10^{-8}$ сек, частота повторения $5 \div 1000$ Гц). Исследовались силикатные стекла К8 (SiO₂ до 69 вес.%), К1082 (SiO₂ до 70 вес.%), Ф1087 (SiO₂ до 70 вес.% и PbO до 20 вес.%), фосфатное стекло ФК11 (P₂O₅ до 68 вес.%) и кварцевое стекло типа КИ. Излучение лазера фокусировалось внутрь образца и на выходе измерялась его интенсивность от импульса к импульсу (рис. 1).

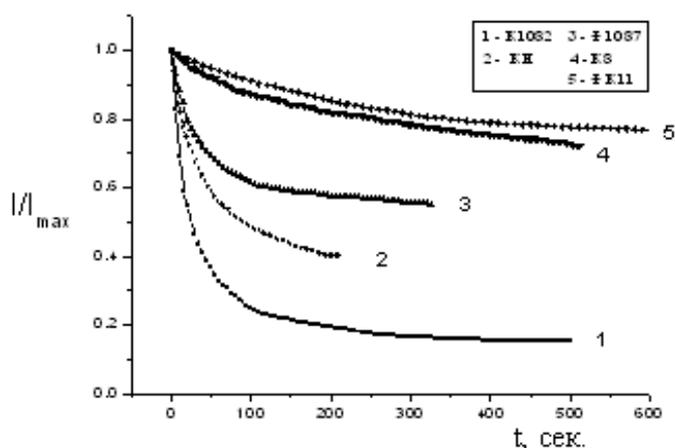


Рис. 1. Изменение интенсивности возбуждающего УФ излучения на выходе образца от импульса к импульсу

Как видно, характер изменения интенсивности одинаков для всех типов стекол: от импульса к импульсу она уменьшается и стремится к определенному стационарному значению, но скорости этих изменений различны. Такое поведение интенсивности выходного излучения связано с постепенным накоплением новых центров поглощения от импульса к импульсу и их фотообесцвечивания, т.е. наблюдается два конкурирующих процесса. Стационарного уровня интенсивность достигает, когда скорости генерации центров поглощения и фотоотжига ловушек электронов выравняются, т.е. когда достигается динамическое равновесие этих двух процессов.

Также из рис. 1 видно, что для различных стекол времена достижения стационарного состояния различны: данные для стекол Ф1087 и К8 получены при частоте повторения лазерного излучения в 40 Гц, а для стекол К1082, FK11 и кварцевого стекла КИ при 1000 Гц. При этом в многокомпонентных стеклах происходит двухфотонное поглощение, а в кварцевом стекле КИ - трехфотонное (ширина его запрещенной зоны E_g около 8,5 эВ, энергия фотона возбуждающего излучения 3,7 эВ). На рис. 2 показана зависимость времени установления стационарного значения интенсивности выходного излучения от числа импульсов возбуждающего излучения, прошедших за это время через образец для всех изученных пяти типов стекол.

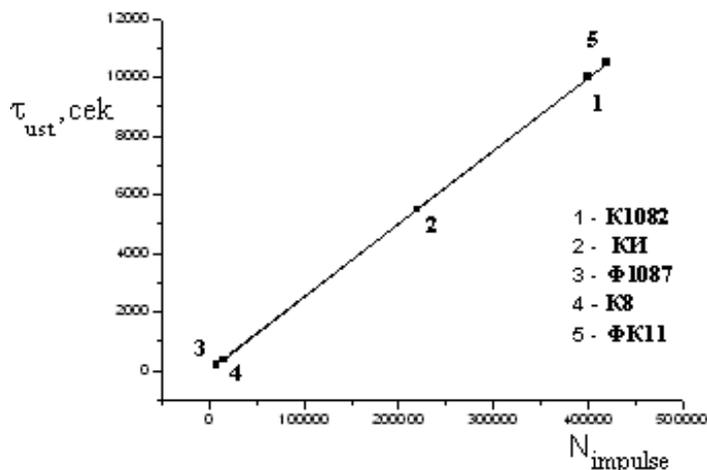


Рис. 2. Зависимость времени установления стабильного значения поглощения от количества импульсов лазерного излучения для пяти типов стекол

Здесь за время установления взято время достижения скоростей изменения интенсивности $I_{\text{вых}}$ численного значения $\partial I_{\text{вых}} / \partial t = 0.02$. Как видно, значения $\tau_{\text{уст}}$ для этих стекол ложатся на одну прямую, причем чем чище образец и чем меньше значение параметра $\Delta E = n\hbar\omega - E_g$ (n – количество одновременно поглощаемых фотонов), тем выше по прямой расположены точки. Здесь за ширину запрещенной зоны стекол приняты следующие значения: КИ – 8,5 эВ, К1082 – 5,5 эВ, ФК11 – 5 эВ, К8 – 4,5 эВ и Ф1087 – 4 эВ. Такое расположение точек на прямой в первом приближении может найти следующее объяснение. Т.к. поглощение лазерного излучения в нашем случае есть внутренний двухфотонный фотоэффект (для кварцевого стекла типа КИ - трехфотонный), параметр ΔE можно рассматривать как кинетическую энергию свободного электрона, возникающего в зоне проводимости стекла в результате многофотонного поглощения. Чем больше значение ΔE , тем больше скорость электронов, с которой они отлетают от места поглощения лазерного излучения и тем меньше вероятность обратного их возвращения к «своей» дырке и рекомбинации с ней. Соответственно, быстрее растет количество ловушек, захвативших эти электроны и превратившихся в центры окраски. Поэтому в стеклах с большим ΔE потери растут быстрее и стационарное состояние достигается быстрее. Указанная закономерность не соблюдается только для К1082 и ФК11. На прямой, согласно нашему предположению, точка 1 (К1082) должна лежать после точки 5 (ФК11). Но здесь надо учитывать один момент – ФК11 является фосфатным стеклом, а остальные стекла являются силикатными. Это означает, что на процесс установления стационарного значения интенсивности выходного излучения влияют не только примесный состав, но и структура стекла.

1. Л.В. Келдыш, *ЖЭТФ*, т.20, 1307, (1965).
2. A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, G. Simon, *Phys.Rev.B* **61**, 11437, (2000).
3. B.C. Stuart, M.D. Feit et al., *Phys.Rev.B* **53**, 1749, (1996).
4. V. Dominic, J. Feinberg, *J.Opt.Soc.Am. B* **11**, №10, 2016-2022, (1999).

Секция 5 Когерентные процессы взаимодействия света с веществом

ФАЗОЛУЧЕВЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ВОЛНОВЫЕ ПОВЕРХНОСТИ В ОПТИКЕ НЕПОГЛОЩАЮЩИХ БИАНИЗОТРОПНЫХ СРЕД

Фурс А.Н., Барковский Л.М.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Получены общие соотношения между фазовыми нормальными, векторами рефракции и лучевыми векторами плоских волн в линейных непоглощающих бианизотропных средах. Показано, что лучевые векторы являются нормальными к поверхностям рефракции, а векторы рефракции — нормальными к лучевым поверхностям. Найдена верхняя граница 108 для порядка уравнения лучевой поверхности.

Волновые поверхности использовались уже Френелем для объяснения двойного лучепреломления на основе механистической теории света¹. С помощью характеристических и указательных поверхностей, к которым относятся эллипсоид Френеля, оптическая индикатриса, поверхности показателей и лучевых скоростей и другие, дается наглядное истолкование оптических явлений, наблюдаемых в кристаллах^{2,3}.

В настоящее время для описания линейных оптических свойств однородных сред, таких как двупреломление, дихроизм, гиротропия, оптическая активность, невязанность, используются уравнения связи вида^{4,5}

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\omega)\mathbf{E} + \alpha(\omega)\mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = \beta(\omega)\mathbf{E} + \mu(\omega)\mathbf{H}, \quad (1)$$

где комплексные тензоры ε , μ , α и β связывают между собой индукции и напряженности электромагнитного поля частотой ω . Среда, относящаяся к наиболее общему классу линейных сред, описываемых уравнениями (1), называется бианизотропной. Известно, что для плоских волн в непоглощающих анизотропных диэлектриках ($\mu = 1$, $\alpha = \beta = 0$, ε — действительный симметричный тензор) выполняется принцип дуализма или двойственности²⁻⁴, при помощи которого возможен простой переход от фазовых соотношений к лучевым и наоборот. Остается ли в силе этот принцип для волн в бианизотропных средах?

Для ответа на данный вопрос рассмотрим непоглощающие бианизотропные среды с малой дисперсией, для которых $\varepsilon^+ = \varepsilon$, $\mu^+ = \mu$, $\beta = \alpha^+$, где знак $^+$ обозначает эрмитовское сопряжение тензора. Уравнение нормалей для плоских волн в таких средах имеет вид⁴ $f(\mathbf{m}) = 0$, где $\mathbf{m} = n\mathbf{n}$ — вектор рефракции, n — показатель преломления, \mathbf{n} — единичный вектор фазовой нормали, а

$$f(\mathbf{m}) = \det \rho, \quad \rho = (\mathbf{m}^\times - \alpha^+) \varepsilon^{-1} (\mathbf{m}^\times + \alpha) + \mu. \quad (2)$$

В (2) \mathbf{m}^\times — антисимметричный тензор, дуальный вектору \mathbf{m} ($\mathbf{m}_{ac}^\times = e_{abc} m_b$, e_{abc} — полностью антисимметричный тензор 3-го ранга). Уравнение $f(\mathbf{m}) = 0$ имеет 4-ю степень относительно n и является также уравнением поверхности

рефракции N (поверхности показателей преломления). Эта поверхность состоит из двух полостей, что соответствует распространению вдоль заданного направления \mathbf{n} двух изонормальных волн с разными фазовыми скоростями $v = c/n$.

Усредненные по времени вектор Умова-Пойнтинга и плотность энергии волны даются выражениями

$$\mathbf{S} = \frac{c}{16\pi}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}), \quad w = \frac{1}{16\pi}(\mathbf{E}^* \mathbf{D} + \mathbf{H}^* \mathbf{B}). \quad (3)$$

Лучевая поверхность S представляет собой геометрическое место концов лучевых векторов $\mathbf{p} = \mathbf{u}/c$, начала которых совмещены в одной точке. Здесь $\mathbf{u} = \mathbf{S}/w$ — лучевая скорость. Используя соотношения (3) и уравнения Максвелла в виде $\mathbf{m} \times \mathbf{E} = \mathbf{B}$, $\mathbf{m} \times \mathbf{H} = -\mathbf{D}$, нетрудно убедиться в том, что

$$\mathbf{mS} = cw, \quad \mathbf{mp} = 1, \quad \mathbf{nu} = v \quad (4)$$

аналогично случаю обычных анизотропных сред. Векторы \mathbf{H} и \mathbf{E} , входящие в выражение для потока энергии \mathbf{S} , находятся из уравнений $\rho\mathbf{H} = 0$ и $\mathbf{E} = \gamma\mathbf{H}$, где $\gamma = -\varepsilon^{-1}(\mathbf{m} \times \alpha)$. В то же время геометрическая нормаль к поверхности N есть $\mathbf{N} = \partial f / \partial \mathbf{m}$. Выполнив несложные вычисления, устанавливаем, что

$$S_a \propto N_a = e_{abc}(\gamma\bar{\rho} - \bar{\rho}\gamma^+)_{cb}, \quad (5)$$

где $\bar{\rho}_{ab} = e_{cdb}e_{fga}\rho_{cf}\rho_{dg}/2$ — тензор, взаимный^{4,6} к ρ . Таким образом, направление переноса энергии в бианизотропной среде определяется нормалью к поверхности N . В результате взаимосвязь между векторами \mathbf{m} и \mathbf{p} представляется в виде

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{S}}{\mathbf{mS}} = \frac{\mathbf{N}}{\mathbf{mN}} = \frac{\partial f / \partial \mathbf{m}}{\mathbf{m} \partial f / \partial \mathbf{m}}. \quad (6)$$

Дифференцируя уравнение нормалей по волновому вектору \mathbf{k} , и учитывая, что $\mathbf{m} = c\mathbf{k}/\omega$, в отсутствие дисперсии получаем

$$v_{ga} \equiv \frac{\partial \omega}{\partial k_a} = -\frac{(\partial f / \partial m_b)(\partial m_b / \partial k_a)}{(\partial f / \partial m_d)(\partial m_d / \partial \omega)} = c \frac{\partial f / \partial m_a}{m_d \partial f / \partial m_d} = u_a, \quad (7)$$

т. е. групповая \mathbf{v}_g и лучевая \mathbf{u} скорости волн одинаковы. Аналогично, записав вектор рефракции в виде $\mathbf{m} = c\mathbf{n}/v$, имеем $\mathbf{u} = \partial v / \partial \mathbf{n}$. С учетом последнего из уравнений (4) $\mathbf{n} \partial v / \partial \mathbf{n} = v$.

Полученные выше фазолучевые соотношения совпадают с аналогичными соотношениями в теории упругих волн в анизотропных средах⁶. Вводя криволинейные координаты на поверхности S , и рассматривая симметричный планальный тензор $\sigma_{ab} = \partial u_a / \partial n_b = \partial u_b / \partial n_a = \partial^2 v / \partial n_a \partial n_b$, $\sigma \mathbf{n} = \mathbf{n} \sigma = 0$ так, как это сделано в⁶, заключаем, что нормаль \mathbf{N}_S к лучевой поверхности параллельна вектору рефракции: $\mathbf{N}_S \parallel \bar{\sigma} \mathbf{n} \parallel \mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$. Принимая во внимание (4), устанавливаем также, что поверхность обратных показателей преломления V (поверхность скоростей v/c) является подерой лучевой поверхности S .

Из соотношения (6) следует, что порядок лучевой поверхности может превышать 4. Иными словами, уравнение поверхности S не может быть получено из уравнения поверхности N простым использованием принципа двойственности,

как это было в случае непоглощающих анизотропных сред. Действительно, запишем уравнение поверхности N в виде

$$f(\mathbf{m}) = K_{bcdf} m_b m_c m_d m_f + L_{bcd} m_b m_c m_d + M_{bc} m_b m_c + G_b m_b + H = 0, \quad (8)$$

где тензоры K , L , M , вектор \mathbf{G} и скаляр H сложным образом выражаются через материальные тензоры ε , μ и α . Подставляя (8) в (6) и учитывая, что $\mathbf{m} = \mathbf{m}/(\mathbf{m}\mathbf{p}) = \mathbf{n}/(\mathbf{n}\mathbf{p})$, приходим к следующей системе уравнений ($a = 1, 2, 3$)

$$(4Hp_a p_b p_c p_d + G_a p_b p_c p_d + 3G_b p_a p_c p_d + \bar{M}_{ab} p_c p_d + 2M_{bc} p_a p_d + \bar{L}_{abc} p_d + L_{bcd} p_a + \bar{K}_{abcd}) n_b n_c n_d = 0, \quad (9)$$

где $\bar{K}_{abcd} = K_{abcd} + K_{bacd} + K_{bcad} + K_{bcd a}$, $\bar{L}_{abc} = L_{abc} + L_{bac} + L_{bca}$ и $\bar{M}_{ab} = M_{ab} + M_{ba}$. Исключая из системы (9) переменные n_1, n_2, n_3 , получаем уравнение поверхности S в виде $R(\mathbf{p}) = 0$, где $R(\mathbf{p})$ — результат системы.

Согласно математической теории исключения⁷ порядок этого уравнения не превышает $4 \cdot 3^3 = 108$. Однако фактическая степень данного уравнения даже в случае низкосимметричных бианизотропных кристаллов триклинной системы может быть значительно ниже. Например, немагнитные гиротропные кристаллы классов симметрии $3, \bar{3}, 4, \bar{4}, 4/m, 6, \bar{6}, 6/m$, а также магнитоактивная плазма характеризуются эрмитовым диэлектрическим тензором⁴

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \mathbf{c} \otimes \mathbf{c} + i g \mathbf{c}^\times, \quad (10)$$

где $\mathbf{c}^2 = 1$, $\mathbf{c} \parallel x_3$, g — параметр гирации, а $\mu = 1$, $\alpha = \beta = 0$. Поверхность рефракции осесимметрична, и ее сечение плоскостью $x_1 x_3$ описывается уравнением

$$f(\varepsilon, \mathbf{m}) = (m_1^2 + m_3^2)(\varepsilon_1 m_1^2 + \varepsilon_3 m_3^2) - [\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \varepsilon_3) - g^2] m_1^2 - 2\varepsilon_1 \varepsilon_3 m_3^2 + (\varepsilon_1^2 - g^2) \varepsilon_3 = 0. \quad (11)$$

Уравнение лучевой поверхности получается из (6) и (11), и, как показывают аналитические расчеты с использованием систем компьютерной алгебры, его порядок относительно компонент p_1 и p_3 лучевого вектора равен 12-и. Ясно, что в предельном случае $g = 0$ (негиротропные одноосные кристаллы) принцип двойственности должен выполняться. Действительно, в этом случае уравнение поверхности S факторизуется, при этом выделяются сомножители порядка 4, и данное уравнение принимает вид $f(\varepsilon^{-1}, \mathbf{p}) = 0$.

Невыполнение принципа двойственности в оптике бианизотропных сред связано с тем, что практически для всех направлений \mathbf{n} поляризация изонормальных волн эллиптическая. Это означает, что выражение для усредненного потока энергии $\mathbf{S} = c \mathbf{E} \times \mathbf{H} / (8\pi)$, используемое при выводе данного принципа, уже неприменимо (см. (3)).

1. О. Френель. *Избранные труды по оптике*. М.: ГИТТЛ, (1955).
2. М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. М.: Наука, (1973).
3. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. *Основы кристаллофизики*. М.: Наука, (1975).
4. Ф.И. Федоров. *Теория гиротропии*. Мн.: Наука и техника, (1976).

5. A. Lakhtakia (ed). *Selected Papers on Natural Optical Activity*. SPIE Milestone Series, **MS15**. Bellingham, Washington: SPIE Optical Engineering Press, (1990).
6. Ф.И. Федоров. *Теория упругих волн в кристаллах*. М.: Наука, (1965).
7. Б. Ван-дер-Варден. *Современная алгебра*. М.: Гостехиздат, (1947).

КВАДРУПОЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ВИХРЬ В ОКРЕСТНОСТИ ОСТРИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ КАТАСТРОФЫ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ И АНАЛИЗ

Осипов В.Ю.* **, Бузников А.А.**

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

**Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет “ЛЭТИ”, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано волновое поле структурно- стабильной дифракционной каустики, формируемое при фокусировке коллимированного лазерного пучка с помощью двухкомпонентного кристаллооптического элемента из одноосных кристаллов. Вблизи острия такой каустики (дифракционной катастрофы) обнаружен хорошо выраженный локализованный квадрупольный оптический вихрь, состоящий из 4 изолированных оптических вихрей с топологическими зарядами -1, +1, +1, -1.

При фокусировке коллимированного лазерного пучка с помощью двухкомпонентного кристаллооптического элемента (ДКЭ) из одноосных кристаллов в области фокуса формируется структурно-стабильная оптическая каустика, так называемая дифракционная катастрофа^{1,2}. ДКЭ состоит из двух склеенных между собой плоско-выпуклой и плоско-вогнутой компонент, вырезанных из одноосных кристаллов исландского шпата, с различной ориентацией оптических осей \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 в компонентах (рис.1). При наклонном падении коллимированного пучка на входную грань ДКЭ на выходе имеем сходящийся пучок, состоящий из двух компонент излучения с волновыми векторами \mathbf{k}_3^{oe} и \mathbf{k}_3^{ee} , и коллимированный пучок, состоящий из компонент излучения с волновыми векторами \mathbf{k}_3^{oo} и \mathbf{k}_3^{eo} . Здесь записи *oe*-, *oo*-, *ee*- и *eo*- означают четыре возможных типа трансформации волн на сферической границе раздела: обыкновенной *o*- и необыкновенной *e*- волн из компоненты I ДКЭ в *o*- и *e*- волны в компоненте II ДКЭ. При нормальном падении коллимированного лазерного пучка, поляризованного в *y*-направлении, на выходе остается лишь один сходящийся *y*- поляризованный пучок с волновым вектором $\mathbf{k}^e = \mathbf{k}_3^{oe} = \mathbf{k}_3^{ee}$. Анизотропия показателя преломления для *e*-волны в компоненте II ДКЭ обуславливает астигматизм сходящегося пучка. В результате на выходе ДКЭ волновой фронт сходящегося излучения деформирован двумя типами aberrаций: сферической aberrацией и астигматизмом. При этом параксиальная астигматическая разность (~0.8 мм) примерно на один порядок меньше, чем параметр продольной сферической aberrации ($\delta s' \approx -10$ мм) для луча с края эффективно открытой апертуры ДКЭ. Это, как показано в работе², и является причиной возникновения во внутренней области каустики сложной “кристалло-подобной” ячеистой структуры поля.

Трехмерная структура поля дифракционной катастрофы экспериментально изучена по большому набору поперечных дифракционных изображений,

регистрируемых на фоточувствительную среду. Внутренняя область поля дифракционной катастрофы, характеризуемая “кристалло-подобной” нитевидной структурой, снаружи ограничена четырехгранной пирамидой², вершина которой совпадает с эффективным параксиальным фокусом F_0 , а ребра совпадают с

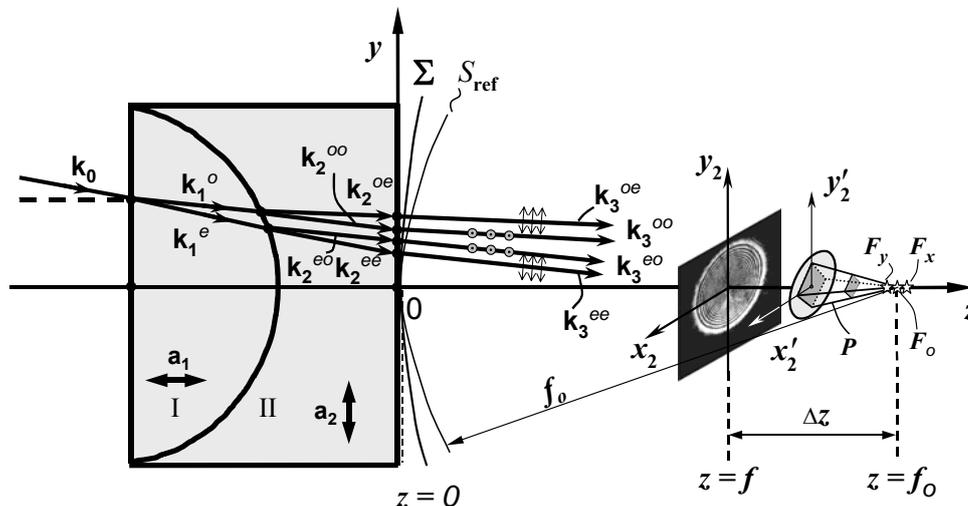


Рис.1. Схема формирования поля дифракционной катастрофы при фокусировке коллимированного лазерного пучка с помощью ДКЭ

оггибающими каустики, где интенсивность поля максимальна. Анализ дифракционного интеграла для сходящегося волнового фронта Σ , описанного выше, показал, что зона, находящаяся внутри четырехгранной пирамиды P , характеризуется $5^{\text{и}}$ – лучевой интерференцией парциальных волн. Т.е. в каждую точку этой области приходят 5 геометрооптических парциальных волн, исходящих из пяти различных точек с апертуры исходного сходящегося волнового фронта.

С помощью операторной методики, описанной в работе³, выявлены дислокационные линии, пронизывающие поле дифракционной катастрофы по всей ее протяженности. Дислокации являются геометрическим множеством точек, где амплитуда поля в точности обращается в ноль, а значение фазы испытывает $+2\pi$ или -2π - скачки при обходе дислокационной линии по замкнутому контуру в поперечной области. Из всей совокупности протяженной сети дислокационных линий можно выделить протяженные дислокационные линии, петляющие в пространстве сложным образом, и замкнутые компактно- локализованные дислокационные линии (контура), являющиеся так называемыми дипольными оптическими вихрями. Здесь имеется в виду, что каждой винтовой дислокации может быть приписан одиночный изолированный оптический вихрь с локальной геликоидальной структурой волнового фронта в окрестности продольной направляющей дислокационной линии. Кроме того, в каустической зоне обнаружено несколько пространственно- локализованных квадрупольных оптических вихрей. Один из таких квадрупольных вихрей, “рожденный” позади факельного острия каустики, и состоящий из 4 изолированных парциальных оптических вихрей с топологическими зарядами $[-1 \ +1 \ +1 \ -1]$, показан на рис.2 для целого набора поперечных сечений поля с различными параметрами дефокусировки. Здесь подразумевается, что в некоторой точке S_0 (фото 1 рис.2) “рождаются” одновременно 4 парциальных изолированных оптических вихря V_1, V_2, V_3, V_4 с топологическими зарядами $-1, +1, +1, -1$; затем они расходятся друг от друга в поперечной плоскости (фото 2-5), и по мере дальнейшего распространения в $\pm z$ - направлении снова, как это показано на фото 6-8, начинают

сближаться для каждой из двух пар вышеперечисленных вихрей с зарядами $(-1, +1)$ и $(+1, -1)$.

Таким образом, “рождаясь” одновременно в одной точке пространства 4 изолированных вихря эволюционируют и затем аннигилируют как 2 изолированных

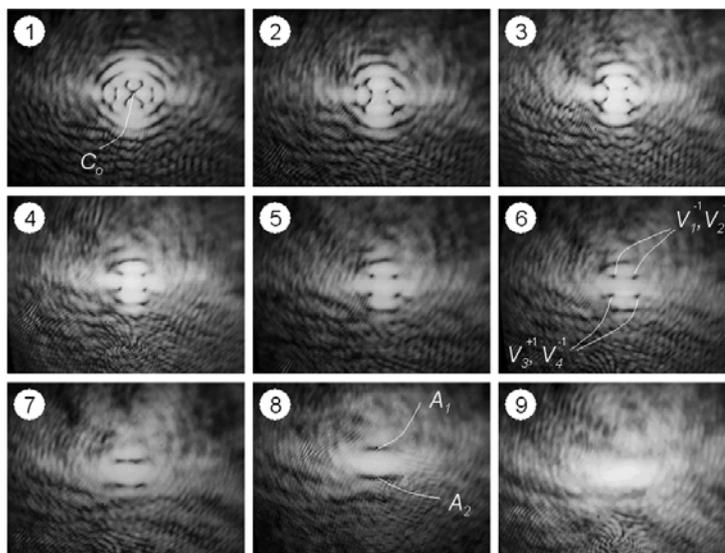


Рис.2. Дифракционные картины вблизи острия дифракционной катастрофы, формируемой при фокусировке лазерного пучка с помощью ДКЭ. Дефокусировка, $-\Delta z$, мм: 1- 1.0; 2- 0.8; 3- 0.6; 4- 0.5; 5- 0.4; 6- 0.3; 7- 0.2, 8- 0.1; 9- 0. Изображения регистрировались с помощью $40\times$ - микробиоъектива и передающей телевизионной трубки типа видикон

дипольных вихря с зарядами $(-1, +1)$ и $(+1, -1)$ в двух различных точках пространства A_1 и A_2 . На рис.2 каждому из 4 изолированных вихрей соответствует “провал” интенсивности, где амплитуда поля обращается в ноль, а значение фазы не определено. Из серии кадров, приведенных на рис.2, отчетливо видна пространственная эволюция 4 изолированных вихрей, от их точки “рождения” C_0 до попарной аннигиляции в точках A_1, A_2 пространства. Рассчитанная структура дислокационных линий также обнаруживает квадрупольный вихрь вблизи острия дифракционной катастрофы и полностью совпадает с экспериментальными результатами. Протяженность анализируемого квадрупольного вихря составляет около 1 мм, а поперечные размеры не превышают 50 мкм. Используемая конструкция ДКЭ может быть использована для получения квадрупольного оптического вихря в ряде технических и исследовательских задач.

1. M.V. Berry, C. Upstill. *Progress in optics*. Ed. by E.Wolf. North-Holland, **18**, 257-346, (1980).
2. В.Ю. Осипов, *Автометрия*, № 5, 48 – 60, (1996).
3. В.Ю.Осипов, *Оптический журнал*, **66**, № 12, 32- 35, (1999).

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ ОТ СВЕРХТОНКОГО ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКЕ ПОЛНОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Обухов А. Е.

Московский государственный горный университет. 119991 Москва.
Россия.

В работе показывается, что при изменении плотности мощности, частоты следования и длительности импульсов накачки, вследствие инициирования в системе электронно-возбужденных состояний (ЭВС) нескольких разных по скорости каналов интеркомбинационной конверсии (ИКК), для любых молекул на несколько порядков уменьшается абсолютный квантовый выход флуоресценции. Приведена формула для расчета требуемой скорости нарастания фронта импульса накачки (ФИН), при которой возможна генерация излучения молекулами в данных условиях. Установлено, что скорость нарастания ФИН, характеристики синглетных и триплетных ЭВС и спектро-энергетические параметры молекул должны всегда оптимизироваться в данных агрегатных состояниях. Приведены практические примеры.

1. СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ.

Методом ЛКАО-МО ССП КВ ЧПДП/S с учетом факторизации пространственных и спиновых функций определены матричные элементы оператора спин-орбитального взаимодействия между всеми типами синглетных и триплетных ЭВС по формуле:

$$\left\langle S_k^* \left| \hat{H}_{S0} \right| T_m^{\pm 1} \right\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_A \xi_A \left[i \left\{ \sum_{n \nu} (C_{n\nu}^A C_{\nu z}^A - C_{\nu z}^A C_{n\nu}^A) \cdot I - \sum_{w l} (C_{w-l}^A C_{l-z}^A - C_{wz}^A C_{l-l}^A) \cdot J \pm \right. \right. \quad (1)$$

где параметры $I = \sum_l (C_{l-n}^k C_{l-\nu}^m - C_{l-\nu}^k C_{l-n}^m)$ и $J = \sum_w (C_{w-n}^k C_{l-\nu}^m - C_{l-n}^k C_{w-n}^m)$, w, l

занятые в основном состоянии МО, n, ν – виртуальные МО, $C_{n\nu}, C_{\nu y}$ – коэффициенты МО-ЛКАО, C^k, C^m – коэффициенты разложения по КВ k -го СС и m -го ТС, суммирование по А учитывает атомы, имеющие р-АО, в данном случае в моделях методов ЧПДП/S или ППДП/S.

Методами ППП/S и ЧПДП/S для всех молекул определено положение и интенсивность спектров как поглощения (переходы $S_0 \rightarrow S_n^*$) и наведенного поглощения (переходы $S_1^* \rightarrow S_i^*$ и $T_1 \rightarrow T_i$) в диапазоне частот (100000–5000) см^{-1} (рис. 1 (а) и (б)). Эти механизмы определяют скорость формирования роста

наведенных активных потерь в ЭВС молекул за время фронта импульса накачки.

Предложено рассчитывать требуемую длительность ФИН (крутизну) по модернизированной формуле ¹:

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

где $\sigma_{31}^{gen}(\nu^{osc})$, $\sigma_{3SS}^{reabs}(\nu^{osc})$ и $\sigma_{2TT}^{reabs}(\nu^{osc})$ сечения вынужденного испускания и наведенного поглощения на длине волны генерации излучения, а также сечения $\sigma_{31}^{abs}(\nu^{exit})$, $\sigma_{3SS}^{reabs}(\nu^{exit})$ и $\sigma_{2TT}^{reabs}(\nu^{exit})$ на длине волны лазерной накачки. на длине волны лазерной накачки. Увеличение влияния наведенного поглощения в каналах накачки и генерации всегда приводит к уменьшению от 100 мкс до 100 фс.

(а)

(б)

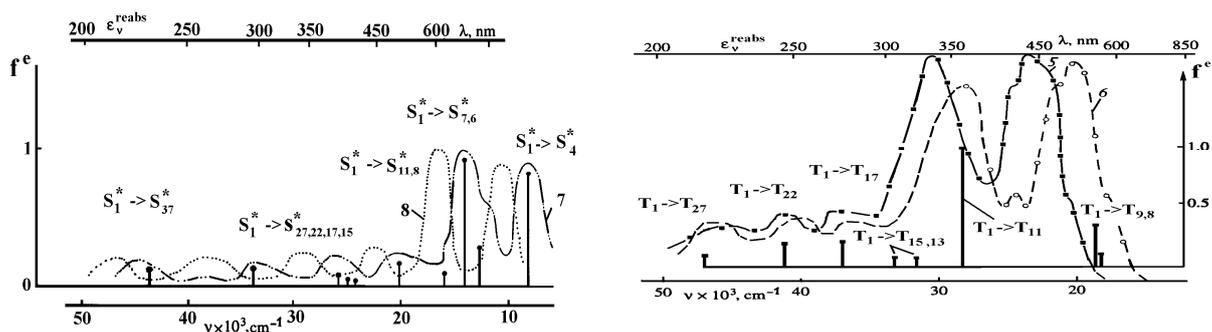


Рис. 1. (а) – Пример спектров наведенного синглет-синглетного ($S_1^* \rightarrow S_i^*$) поглощения (7, 8), формирующийся за время 10^{-13} с под действием импульса накачки до акта испускания кванта света в растворе этанола (7) и парах (8) и (б) – наведенного триплет-триплетного ($T_1 \rightarrow T_i$) поглощения (5, 6) формирующийся за время (10^{-12} - 10^{-13}) с в результате инициирования электронных ЭКВ переходов $S_1^* \rightarrow S_i^*$, а затем переходов ИКК между синглетными с промежуточными триплетными ЭВС $S_i^* \approx T_f^\alpha$ в растворе этанола (5) и парах (6) для 2,5-дифенил-1,3-оксазола (POP).

Получено пять вариантов относительного расположения частот переходов, формирующих широкие полосы УФ поглощения и флуоресценции, предельного усиления и генерации излучения по отношению к полосам наведенного накачкой $S_1^* \rightarrow S_i^*$ и $T_1 \rightarrow T_i$ перепоглощения в рядах: а) моно-, б) би-, в) три- и пентациклических - г) биазолов и д) бисоксазолов и оксадиазолов. Установлено, что: 1). Для моноциклических молекул все типы переходов перекрываются в области вакуумного УФ спектра $60000 - 80000 \text{ см}^{-1}$. 2). Начиная с бициклических соединений с любыми циклами полосы наведенного перепоглощения $S_1^* \rightarrow S_i^*$ и $T_1 \rightarrow T_i$ расположены ближе к ИК области $(5-12) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, а полосы наведенного

перепоглощения на переходах $T_1 \rightarrow T_i$ перекрываются с полосой флуоресценции. Поэтому, при сравнении численных значений сечения вынужденного испускания и наведенного перепоглощения на длине волны генерации излучения, генерация не получена даже при мощностях накачки 35 - 100 МВт/см². Для таких соединений требуемая длительность фронта импульса накачки уменьшается до $< 0,001$ нс. 3). Для новых три- и пентациклических соединений, например, при замене бензольного цикла на фурановый либо тиофеновый, наблюдается либо полное, либо частичное перекрывание полосы предельного усиления и наведенной реабсорбции $T_1 \rightarrow T_i$.

Методами квантовой химии найдено, что в нижних нижних S_1^* и T_1 ЭВС лазерных молекул активные осцилляторы (химически связанные группы атомов в структуре соединения) при делокализации энергии возбуждения когерентны как с полем накачки и генерации излучения, так и между собой. Таким образом, характеристики ЭВС: абсолютный квантовый выход и время жизни стоксовой люминесценции, коэффициент преломления и дисперсия среды, модовый режим, диапазон перестройки и порог генерации, величина колебательного разогрева, механизмы фотоионизации и термодеструкции, сближение констант скоростей нарастания коэффициента усиления и наведенных накачкой активных потерь в ЭВС молекул и другие параметры нелинейно зависят от свойств накачки в разных средах.

В результате исследования разработаны физические основы спектрально-расчетного метода, который позволяет одновременно оптимизировать геометрическое строение, характеристики ЭВС и переходов и формировать требуемые спектро-энергетические свойства соединений и их комплексов в разных условиях.

1. Obukhov A. E. *The Physical Principles of Simulating the Structure and Photophysical Properties of Complex Heteroaromatic Compounds by Means of the LCAO MO SCF Methods* // Laser Physics, 7, №.5, 1102–1131, (1997).

КИНЕТИКА ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Максименко В.А., Данилова Е.В., Груша А.В., Левковский И.Н.

ГОУ ВПО «Дальневосточный государственный университет
путей сообщения», Хабаровск, Россия

В работе приведены результаты экспериментального исследования кинетики фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) в направлении прошедших лучей в кристаллах ниобата лития, легированных железом и родием, при различных интенсивностях пучка накачки. Рассматривается возможность определения величины фотопроводимости кристаллов ниобата лития, легированных фоторефрактивными примесями по времени достижения интенсивности ФИРС максимума.

Оптические и фотоэлектрические свойства ниобата лития можно изменять в широком диапазоне путем варьирования его состава за счет легирования или изменения стехиометрии¹. Изучение временных характеристик ФИРС способствует выявлению факторов, влияющих на кинетику фотоиндуцированного рассеяния, и, в

конечном счете, получению дополнительной информации о влиянии примесей на свойства кристаллов.

Одной из важных характеристик оптических кристаллов является величина фотопроводимости, а также вид зависимости фотопроводимости от интенсивности падающего излучения. Прямое определение фотопроводимости является весьма непростой задачей ввиду малых ее величин. В данной работе нами рассматривается возможность определения фотопроводимости легированных кристаллов ниобата лития из анализа временных зависимостей интенсивности ФИРС.

Нами было проведено экспериментальное исследование зависимости мощности лазерного пучка P , прошедшего кристалл, от времени облучения для различных уровней интенсивности пучка накачки.

Для проведения исследований выбраны кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,03 вес. %), $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,05 вес. %) и $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$ (0,01 вес. %), для которых нами были получены зависимости мощности P_s ФИРС от времени при интенсивностях пучка накачки в диапазоне $1 \div 7$ кВт/см².

По известным значениям мощности пучка накачки и максимальной мощности ФИРС $P_{s\text{max}}$ нами был рассчитан коэффициент преобразования ФИРС в исследуемых кристаллах, проведена оценка величины удельной фотопроводимости σ_{ph} и найден характер зависимости σ_{ph} от интенсивности пучка накачки в вышеуказанном диапазоне значений интенсивностей.

Полученные результаты для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$ удовлетворительно согласуются с литературными данными¹ и могут быть описаны в рамках двухцентральной модели переноса заряда.

1. Н.В.Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н.Маврин, В.Т. Калинин, *Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны*, М.: Наука, 2003, 255 с.

ОСОБЕННОСТИ МОДИФИКАЦИИ СВОЙСТВ КРЕМНИЯ КОГЕРЕНТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА

Закиров А.С., Мамадалимов А.Т.*

Отдел теплофизики АН РУз, Ташкент, Узбекистан

*Узбекский национальный университет, Ташкент, Узбекистан

Исследованы особенности диффузии примесных атомов в кремнии при лазерном воздействии как в непрерывном, так и в импульсном режимах обработки. Использование импульсного излучения дало возможность исследовать кинетику диффузии примесей и образования дефектов путем варьирования параметров излучения. Обсуждаются возможные механизмы диффузии примесей в кремний, в результате которого существенно меняются фотоэлектрические и емкостные свойства исходного кремния.

Успешное применение мощных лазерных импульсов для восстановления нарушенных ионной имплантацией полупроводниковых слоев [1,2], явилось началом бурно развивающегося научно-технического направления - импульсной модификации свойств материалов. Проведенные в последние годы исследования показали, что взаимодействие лазерного излучения с полупроводниками включает

целый ряд аспектов, из которых едва ли не самым актуальным является влияние облучения на систему точечных дефектов, определяющих различные свойства полупроводниковых материалов и приборов. При этом наибольший интерес представляют процессы перестройки и образования новых дефектов. Можно назвать, по крайней мере, три причины повышенного интереса к этим процессам. Во-первых, они оказались тесно связанными с деградацией полупроводниковых приборов и лазеров. Во-вторых, выяснилось возможность их практического использования для целенаправленного изменения различных свойств полупроводниковых материалов. И, наконец, в третьих, механизмы этих процессов до сих пор остаются невыясненными, так что изучение влияния облучения, вызывающего возбуждение электронной подсистемы кристалла, на процессы образования и перестройки дефектов в кристаллической решетке позволяет выявлению специфических особенностей воздействия лазерного излучения.

При фотонном лазерном воздействии, помимо сильной фотоионизации, возникают и другие факторы: высокотемпературный нагрев, возникновение термоупругих и электрических полей, ударная волна и т.д., которые могут оказать влияние на диффузию примесных атомов. Какой из этих факторов является доминирующим при лазерно-стимулированной диффузии, остается пока не ясным.

Поэтому в данной работе особенности диффузии примесных атомов в кремнии изучались при лазерном воздействии как в непрерывном, так и в импульсном режимах обработки. Использование импульсного излучения дает возможность исследовать кинетику диффузии примесей и образования дефектов путем варьирования параметров излучения.

В качестве исходных образцов были использованы образцы кремния *p*- и *n*-типа, с удельным сопротивлением $\rho = 10$ и 100 Ом.см, соответственно. Диффузия золота производилась из слоя толщиной ~ 0.4 мкм, напыленного в вакууме на поверхность пластин. ЛО проводилась непрерывным излучением ($\lambda = 1.06$ мкм) с применением сканирующего устройства, что позволило равномерно обработать всю поверхность пластин. А осаждение никеля на поверхность кремния осуществлялся химическим путем. Толщина пленки никеля составляла $\sim 1.5 \cdot 10^4$ нм. Отжиг поверхностного слоя кристаллов производился импульсным лазером с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм и длительностью импульса $\tau = 5$ мс. Плотность энергии падающего излучения контролировалось прибором ИЭ-2. Воздействию лазерного излучения подвергались также контрольные образцы, без примеси. Для емкостных измерений создавались барьеры Шоттки, так что дополнительной термообработки при этом не производилось. Распределение атомов примеси по глубине после ЛО определялось при послойном снятии поверхности и измерении удельного сопротивления, а другие параметры - измерениями фотопроводимости (ФП) и фотоемкости (ФЕ) в сочетании нейтронно-активационным анализом. Последнее позволило судить о достоверности информации, касающиеся соотношения электрически активных и неактивных атомов внедренной примеси в кремнии.

На основании проведенных исследований обнаружены и установлены следующие особенности и закономерности диффузии при стимулированной когерентным излучением лазера: 1) диффузия наблюдается при достаточно высокой интенсивности лазерного излучения и следовательно высоких температурах; 2) профили распределения концентраций описываются *erfc*- функцией и достигают достаточно глубоких слоев, которую можно легко регулировать с изменением количества обработок; 3) скорость введения доноров в *p*-Si превышает скорость введения акцепторов в *n*-Si, однако концентрация активных центров с глубокими

уровнями золота в n-Si больше, чем в p-Si; 4) фоточувствительность кремния, легированного лазерным излучением выше, чем термически легированных образцов; 5) диффузия при ЛО не сопровождается образованием вакансионных комплексов (вакансия-кислород, вакансия-мелкая примесь); 6) центры никеля возникают не зависимо друг от друга и с различной концентрацией, когда как центры золота создаются одновременно, из чего следует, что центры никеля соответствуют двум различным атомам, а золота одному атому в двух зарядовых состояниях. Обсуждаются возможные механизмы диффузии примесей в кремний, в результате которого существенно меняются фотоэлектрические и емкостные свойства исходного кремния.

1. Джафаров Т.Д., М., 136 с (1984)

2. Двуреченский А.В., Качурин Г.А., Нидаев Е.В., М., Наука, 208 с (1982)

МЕТОД ВИЗУАЛИЗАЦИИ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТЕНЗОРА КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $\Delta\chi^{(2)}$ В КРИСТАЛЛЕ KTiOPO_4 (КТР)

Якобсон В.Э.

ФГУП НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург,
Россия

Описывается метод визуализации локальных неоднородностей тензора квадратичной нелинейной восприимчивости $\Delta\chi^{(2)}$ в кристалле KTiOPO_4 . При обнаружении в кристаллах КТР локальных изменений показателя преломления Δn установлена полная корреляция предложенного метода и дифракционно-теневого метода исследования оптической однородности.

Разработан новый метод, позволяющий выявлять в кристалле KTiOPO_4 (КТР) монодоменные области. Он заключается в просмотре полированных заготовок в расходящемся ИК лазерном пучке в режиме ГВГ. Выйдя из образца с высокой нелинейно-оптической однородностью, луч второй гармоники (ВГ) образует на экране хорошо видимую картину чередующихся ровных светлых и тёмных полос (рис. 1). Черные полосы соответствуют тем направлениям распространения лазерного излучения в образце, в которых отсутствует ГВГ, светлые - экстремумам ВГ порядка m . Визуализация вторичных максимумов ВГ возможна благодаря высокой нелинейности и большой ширине углового синхронизма в КТР. В случае прохождения расходящегося ИК лазерного луча сквозь полидоменную область в кристалле на экране наблюдаются искривлённые полосы или светлые и чёрные пятна (рис. 2). Аналогично тому, как искажение интерференционных полос позволяет оценивать оптическую однородность, т.е. величину Δn , так искажение «полос второй гармоники порядка m » — нелинейную однородность материала. Чувствительность метода исследования неоднородностей определяется порядком наблюдаемого максимума.

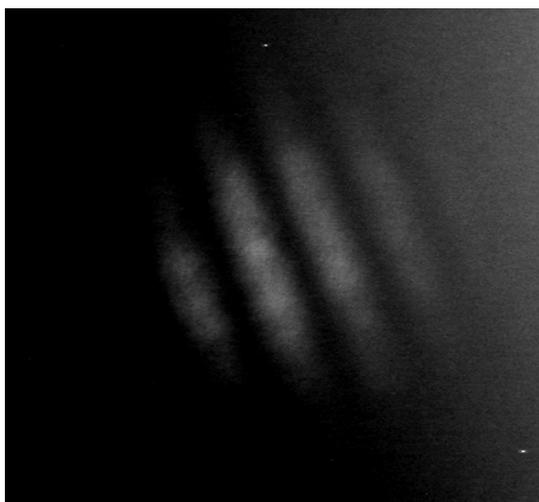


Рис.1. Участок кристалла КТР с высокой нелинейно-оптической однородностью

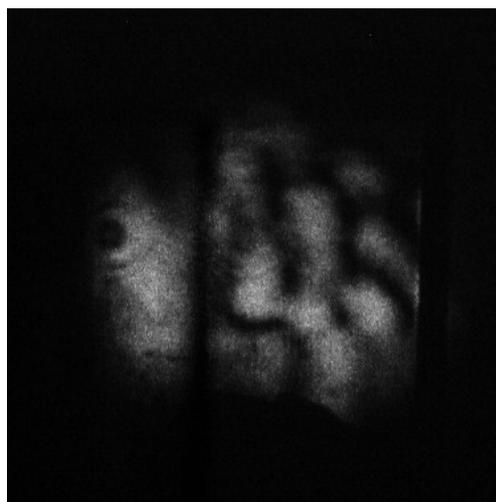


Рис.2. Участок кристалла КТР низко нелинейно - оптического качества

Методика одинаково хорошо чувствует как наличие в материале доменов, так и оптические неоднородности, связанные с локальным изменением показателя преломления сегнетоэлектрика Δn . Показано, что при обнаружении в кристаллах КТР локальных изменений показателя преломления Δn , наблюдается полная корреляция предложенного метода с широко известной дифракционно-теневой методикой¹. Однозначно судить об однородности нелинейно-оптического преобразования в образце кристалла КТР позволяет анализ наблюдаемой на экране картины искажений линий вторичных минимумов и максимумов излучения ВГ, возникающей в результате прохождения сквозь образец расходящегося ИК лазерного пучка в режиме ГВГ.

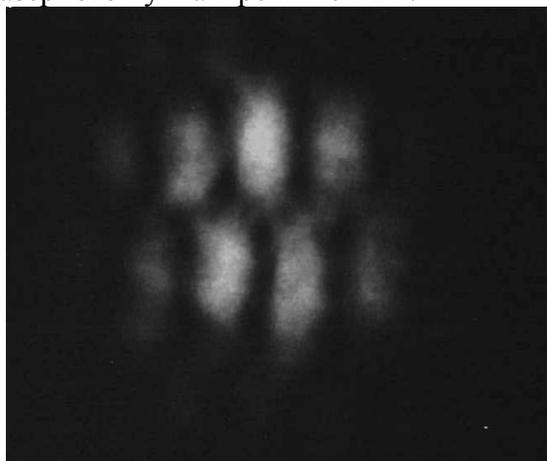


Рис.3. Результат прохождения в режиме ГВГ расходящегося ИК излучения через участок кристалла КТР, сложенный двумя доменами



Рис.4. Результат прохождения в режиме ГВГ расходящегося ИК излучения через участок кристалла КТР, содержащий тонкую свиль

Методика была реализована как на импульсном, так и на непрерывном лазере на $YAG:Nd^{+3}$.

1. В.С. Доладугина, Е. Е. Березина, *Рост кристаллов*, **5**, 391, М. Наука, (1965).

ЗАПИСЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Сюй А.В., Антонычева Е.А.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Для кристаллов ниобата лития, легированных фоторефрактивными примесями железа и меди, обнаружена характерная ориентационная и поляризационная зависимости контраста записи изображения.

Кристаллы ниобата лития обладают широким спектром физических свойств: пироэлектрическими, пьезоэлектрическими, электрооптическими, фотоэлектрическими, нелинейно-оптическими.

Запись, обработка, хранение и передача оптической информации с использованием фоторефрактивных сред является хорошо исследованной областью оптики. Подавляющее большинство работ по записи оптической информации в фоторефрактивных кристаллах произведено с использованием когерентного, лазерного излучения.

Использование некогерентного широкополосного излучения для записи изображения имеет только лишь редкие упоминания в литературе, в то время как использование некогерентного широкополосного излучения открывает новые горизонты научных исследований и расширяет круг практического использования фоторефрактивных кристаллов.

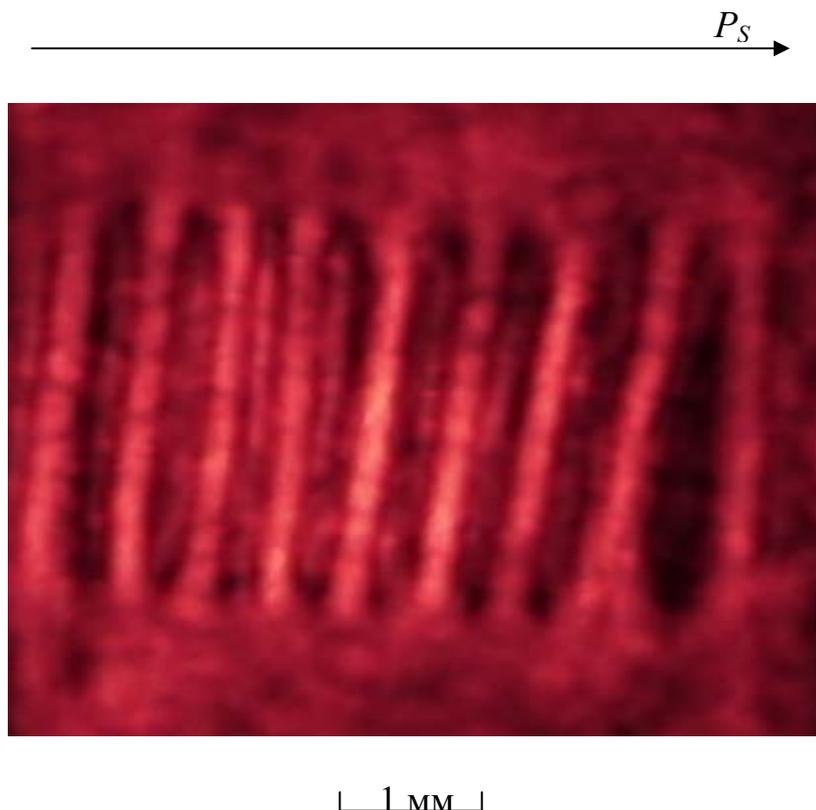
Целью данной работы является выявление ориентационной и поляризационной зависимостей контраста записи изображения от некогерентного широкополосного излучения в легированных кристаллах ниобата лития.

Излучение от лампы накаливания ПЖ-1000 (с электрической мощностью 1000 Вт) фокусируется на входную грань кристалла в пятно вида параллельных нитей накаливания с размерами в плане 5×5 мм².

Считывание (визуализация) изображения производится методом фазового контраста. А также визуализация изображения производится в параллельных пучках лазерного излучения.

Изображение записывается в фоторефрактивном кристалле наилучшим образом, когда световое пятно имеет форму полосы, ориентированной перпендикулярно полярной оси кристалла. В этом случае фотоиндуцированные поля достигают максимального значения, а следовательно максимального значения достигает изменение показателя преломления.

Контраст изображения в значительной степени зависит от поляризации падающего излучения и ориентации световой полосы.



Изображение нити накаливания полученное в поляризованном свете в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,3 % вес.)

1. Rauber A. Chemistry and Physics of Lithium Niobate. Current Topic in Materials Science / Eds. E. Kaldis. – Amsterdam: North-Holland. – 1987. – V. 1. – P. 481-501.
2. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. – М.: Наука, 1982. – 632 с.
3. Abrahams S.C. Properties of Lithium Niobate. – NY., 1989. – 234 p.
4. Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. (М.: Наука, 1992, 208 с.).
5. Кузьминов Ю.С. *Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития* (М.: Наука, 1987, 262 с.).
6. Kling A., Soares J.C., DaSilva M.F. Insulating Materials for Optoelectronics. New Developments / Eds. F. Agullo-Lopez. – NY.: World Sci Publishing, 1995. – P. 175.

СВОБОДНАЯ И ВЫНУЖДЕННАЯ ВОЛНЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК В КРИСТАЛЛАХ

Л.В.Алексеева, И.В. Повх, Е.А. Антонычева, В.А. Лебедев,
В.И.Строганов

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Показано, что при смешении оптических частот ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) при нарушенных условиях фазового синхронизма преобразованное излучение генерируется в виде свободной и вынужденной волн.

В ряде случаев в нелинейной оптике используются системы, в которых при генерации оптических гармоник условия фазового синхронизма ($\Delta K=0$) нарушены. Эффективность преобразования уменьшается обратно пропорционально $\Delta K \neq 0$. Появляются характерные особенности в поведении лучей преобразованного излучения, особенно при наклонном падении на нелинейную оптическую среду. В случае генерации оптических гармоник из среды выходит два луча – свободная и вынужденная гармоники, пространственно разделенные. Теоретические и экспериментальные исследования представлены в работах [1÷2].

При смешении световых лучей с разными частотами ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) возникает вопрос правомерности использования понятия - свободной и вынужденной волн для преобразованного излучения на частоте ω_3 .

Показано, что и в этом случае решение нелинейного волнового уравнения записывается в виде двух волн – свободной и вынужденной. При смешении эти волны, при наклонном падении, также пространственно разделяются.

В эксперименте для разделения преобразованных лучей ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) используется кварцевая призма с преломляющим углом 30° . На одну из граней падают лучи с разных сторон от нормали с частотами ω_1 и ω_2 с углами падения 5 и 40 градусов. Результаты по разделению свободной и вынужденной волн на частоте ω_3 в большей степени зависят от диаметра смешиваемых лучей (с частотами ω_1 и ω_2). Если диаметр лучей достаточно большой и область пересечения лучей попадает на выходную грань кварцевой призмы, то регистрируются свободные и вынужденные волны на частоте ω_3 . В этом случае на экране наблюдается две точки, соответствующие лучам. Если же диаметр лучей таков, что область пересечения лучей с частотами ω_1 и ω_2 не попадает на выходную грань кварцевой призмы, то генерируется только свободная волна с частотой ω_3 .

1. Самарин В.И., Сорокин С.В., Строганов В.И. Возбуждение гармоник вне синхронизма в нелинейных средах пучками излучения конечной апертуры // Оптика и спектроскопия.–1974.–Т.36.–№4.–С.758-763.

2. Кривошеков Г.В., Никулин Н.Г., Строганов В.И., Тарасов В.М., Самарин В.И. Возбуждение свободной и вынужденной гармоник в «нелинейной» призме // Оптика и спектроскопия.–1971.–Т.31.–№6.–С.981-984.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РОСТА ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ ЭКСПОНИРОВАНИИ КОМПОЗИЦИИ ПОЛИМЕР– ПОЛУПРОВОДНИК– СОЛЬ МЕТАЛЛА ИЗЛУЧЕНИЕМ РАЗЛИЧНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА

Штарев Д.С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В представленной работе показано неоднозначное воздействие на светочувствительную композицию света различного спектрального состава. Обнаружены различия в спектрах диффузного отражения поверхностей композиций, экспонированных различными линиями ртутного спектра. Описаны кинетики роста этих линий.

Светочувствительная композиция, которая исследовалась в работе, представляет из себя композицию поливинилового спирта (ПВС) и оксида цинка (ZnO), пропитанную хлоридом висмута (BiCl₃). При этом последний компонент вносился в композицию из одномолярного водного раствора. Воздействие на такую композицию света ультрафиолетового и рентгеновского диапазона приводит к тому, что на ее поверхности протекают процессы прямого почернения, то есть к изменению окраски поверхности светочувствительного материала. В ряде работ процессы прямого почернения под действием ультрафиолетового света в данной и аналогичных композициях исследовались достаточно разносторонне. Ранее было показано, что существенное значение на возникающую окраску оказывает спектральный состав излучения, которым экспонировалась композиция. Различия в окраске говорят о том, что различный спектральный состав экспонирующего излучения приводит к образованию различных продуктов фотостимулированных реакций.

Наиболее приемлемой методикой для регистрации окраски поверхности композиции является регистрация спектров диффузного отражения (СДО) в диапазоне длин волн от 200 до 800 нм. В данной работе приводятся экспериментальные данные по исследованию кинетики роста линий поглощения в спектрах СДО при экспонировании композиции ПВС-ZnO-BiCl светом различного спектрального состава.

Регистрировались СДО спектрофотометром Spekord-40. Экспонировалась светочувствительная композиция светом ртутной лампы ДРТ-250 со светимостью 0,105 Вт/см² у поверхности композиции в течение 50 секунд. Для получения различного спектрального состава экспонирующего излучения использовались стандартные светофильтры.

При экспонировании композиции ПВС-ZnO-BiCl₃ интегральным светом ртутной лампы происходит рост полос поглощения с максимумами на: 417, 478 и 554 нм. Скорость роста этих линий хорошо описывается логарифмической зависимостью 1. Это свидетельствует о наличии на характеристической кривой фотоматериала линейного участка, что является желательным при его использовании. Логарифмическая зависимость роста полос поглощения характерна для галогенсеребряных фотоматериалов. Таким образом, обнаруженная зависимость может говорить о схожести фотохимических превращений в исследуемой светочувствительной композиции и галогенсеребряных материалах.

$$\Delta R = A \ln t + B. \quad (1)$$

Отдельные линии получались из ртутного спектра при помощи различных комбинаций светофильтров. Экспонирование линиями 303 – 346 нм вызывает рост трех линий поглощения с максимумами на: 441, 536 и 676 нм. Кинетика роста этих линий описывается линейной зависимостью

$$\Delta R = At + B. \quad (2)$$

При облучении композиции излучением с длиной волны 365 нм появляются полосы поглощения с максимумами на: 417, 493 и 554 нм. Две из перечисленных полос поглощения соответствуют полосам, возникающим при экспонировании композиции интегральным светом ртутной лампы. При этом рост полос поглощения происходит пропорционально времени экспонирования, то есть также описывается уравнением 2.

Воздействие на композицию излучения длиной волны 405 нм не приводит к изменению спектров диффузного отражения даже при значительных временах экспонирования. Длительное воздействие на композицию излучения длиной волны 436 нм (10000 с) приводит к появлению полос поглощения с максимумами на: 417 и 503 нм.

Полученные экспериментальные данные позволяют сделать следующие выводы. Воздействие излучения различного спектрального состава приводит к образованию различных продуктов фотостимулированных реакций, что подтверждается появлением различных полос поглощения в спектрах СДО. Существование как линейной, так и логарифмической зависимости скорости нарастания окраски говорит о реализации различных механизмов формирования видимого изображения. Так, логарифмическая зависимость роста полос поглощения характерна для галогенсеребряных фотоматериалов. В свою очередь линейная скорость нарастания поглощения проявляется при фотостимулированном дефектообразовании, для которого характерен захват биографическими дефектами свободных фотоносителей, генерируемых при поглощении света, с образованием т.н. центров окраски.

КОНОСКОПИЧЕСКИЙ МЕТОД КАЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ КРИСТАЛЛОВ ВНЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ

К.А. Рудой

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В работе показано, как можно сравнивая коноскопические картины кристаллов качественно оценить их оптическую активность в направлениях отличных от направления оптической оси

В ходе эксперимента в коноскопических картинах кристалла парателлурифта выявлено, что при скрещенных поляризаторе и анализаторе изогирь нависают на одном и том же угловом расстоянии от центра картины, независимо от толщины исследуемой пластинки. Диаметр же изохром увеличивается при уменьшении толщины пластинки. В результате этого в коноскопических картинах «толстых» пластинок изогирь начинают нависать только со второй, третьей изохромой (рис. 1а,б). В картинах тонких пластинок (пластинки, которые поворачивают вектор

поляризации менее чем на 90 град.), изогиры нависают на расстоянии от центра картины до первой изохромы (рис. 1в).

Данный факт интерпретируется следующим образом: угловой диаметр коноскопической картины, где отсутствуют изогиры, характеризует оптическую активность в данном кристалле и не зависит от толщины кристалла.

Анализ выражения (1), определяющего распределение интенсивности в коноскопической картине для случая, когда поляризатор и анализатор скрещены ($\alpha - \beta = 90^\circ$), подтверждает установленный факт:

$$J = [\sin^2 2\alpha \sin^2(\Delta_s / 2)] + [\cos^2 2\alpha \sin^2 2\gamma \sin^2(\Delta_s / 2)], \quad (1)$$

где $J = I / I_0$, I – интенсивность прошедшего света, I_0 – максимальная интенсивность прошедшего света, α – угол поворота поляризатора от начала отсчета, β – угол поворота анализатора от начала отсчета, Δ_s – разность фаз, вносимая кристаллической пластинкой, γ описывает оптическую активность ($k = \operatorname{tg} \gamma$ – эллиптичность собственных волн в кристалле, $\sin 2\gamma = 2k / (1 + k^2)$).

Таким образом, сравнивая коноскопические картины кристаллов разной толщины с неизвестными оптическими свойствами, можно качественно охарактеризовать оптическую активность для направлений, отличных от направления оптической оси.

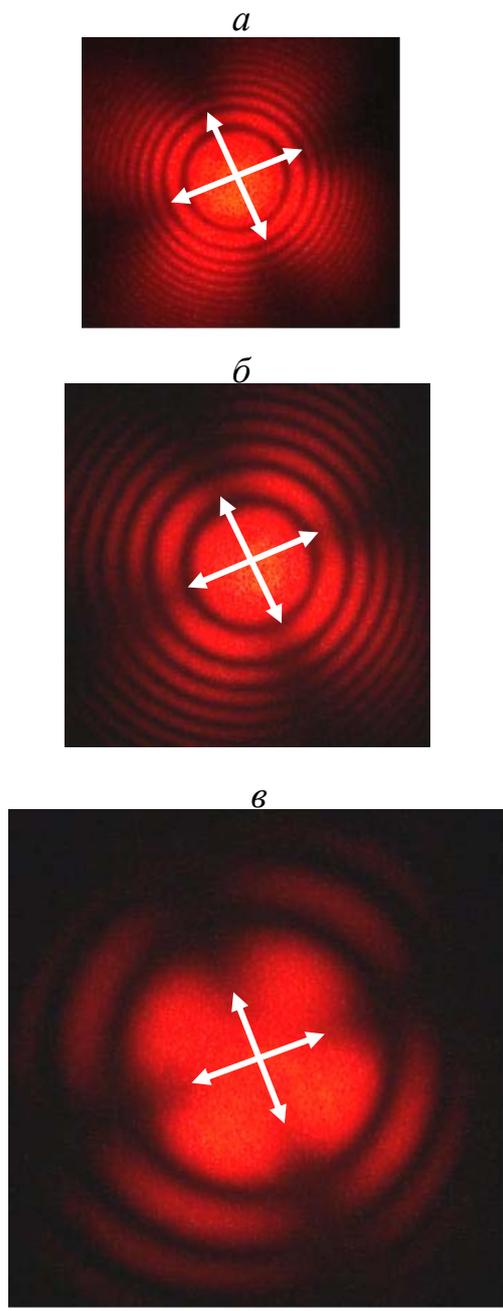


Рис.1. Коноскопические картины для кристалла парателлури́та. Поляроиды скрещены. Толщина пластинок, мм: а – 3.055; б – 1.24; в – 0.366

ВЛИЯНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВИД «МАЛЬТИЙСКОГО КРЕСТА»

Пикуль О.Ю., Коваленко Л.Л.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В работе показано, что на вид «мальтийского креста» в коноскопической картине влияет угловое распределение интенсивности излучения в падающем на кристалл сходящемся пучке. При необходимости, по виду «мальтийского креста» в коноскопической картине можно оценить структуру используемого сходящегося пучка.

Ниже показано, что на вид коноскопической картины влияет угловое распределение интенсивности излучения в падающем на кристалл сходящемся пучке.

Интенсивность излучения в падающем пучке распределена по Гауссу, то есть

$$I = I_0 e^{-k\beta^2}, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность излучения по оси пучка; k – коэффициент, характеризующий распределение интенсивности излучения в пучке; β – радиальный угол (угол падения луча на пластинку).

На рис. 1 приведено распределение интенсивности излучения для трех случаев, отличающихся значением коэффициента k . В случае $k = 0$ интенсивность излучения в пучке распределена равномерно.

После прохождения сходящимся пучком лучей системы, состоящей из поляризатора, кристаллической пластинки и анализатора, интенсивность излучения I_1 определяется выражением

$$I_1 = I_0 e^{-k\beta^2} \frac{1}{2} (1 - \cos \Delta) \sin^2 2\varphi, \quad (2)$$

где Δ – разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, зависящая от угла падения β ; φ – азимутальный угол, отсчитываемый, например, от оси пропускания поляризатора (от одной из ветвей «мальтийского креста» на коноскопической картине).

Выражение (2) позволяет построить коноскопическую картину в полярных координатах, откладывая угол падения луча β по радиус-вектору. Угол φ – азимутальный угол (угол поворота радиус-вектора).

На рис. 2 приведены коноскопические картины при некоторых упрощающих предположениях. Черные окружности соответствуют минимумам коноскопической картины ($\Delta = 2\pi n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$). При увеличении толщины кристаллической пластинки диаметр этих окружностей уменьшается.

При построении «мальтийского креста» (рис. 2) предполагалось, что граница видности картины $I_1/I_0 = 0,05$. То есть значения интенсивности на коноскопической картине $I_1/I_0 < 0,05$ изображены черным цветом; значения $I_1/I_0 > 0,05$ изображены белым цветом.

Хорошо видно, что при равномерном распределении интенсивности по углу угловая ширина «мальтийского креста» является наименьшей ($I_1/I_0 = 0,05$; $\Delta\varphi = 0,5^\circ$) и не зависит от значений β (рис. 2, а).

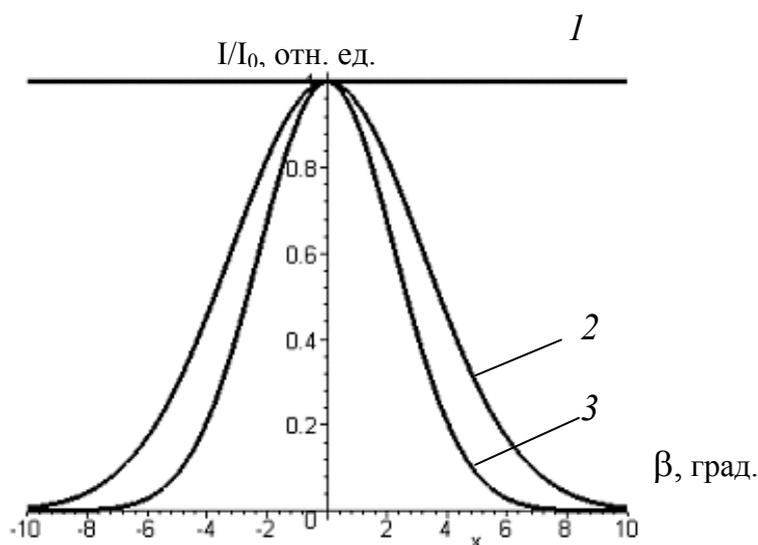


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения в сходящемся пучке. Значения коэффициента k : 1 – 0,0; 2 – 0,05; 3 – 0,1

Чем быстрее спадает интенсивность излучения по углу в сходящемся пучке, тем шире «мальтийский крест» (рис. 2, б, в). Ширина и вид «мальтийского креста» не зависят от толщины кристаллической пластинки.

Расчет границ «мальтийского креста» ($I_1/I_0 = 0,05$) реализован на основании выражения (2), преобразованного к следующему виду:

$$\sin 2\varphi = (I_1 / I_0 e^{-k\beta})^{1/2}. \quad (3)$$

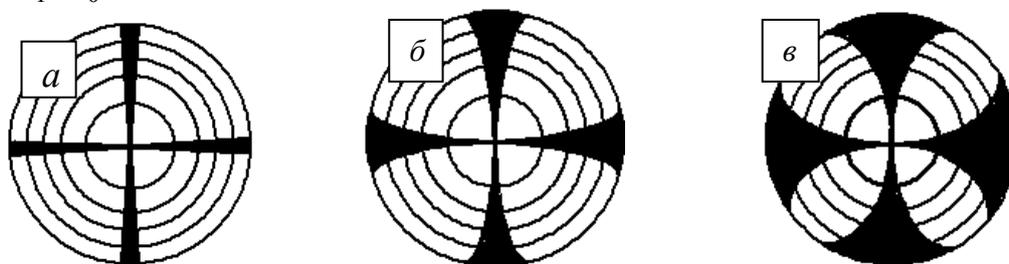


Рис. 2. Коноскопические картины, рассчитанные для пучков излучения с разным угловым распределением интенсивности. Коэффициент k : а – 0; б – 0,05; в – 0,1

ЭФФЕКТ ИМБЕРТА-ФЕДОРОВА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ

Новицкий А.В.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Теоретически изучено полное внутреннее отражение электромагнитных (векторных) бесселевых пучков. Аналог бокового сдвига луча (эффекта Имберта-Федорова) вводится и для цилиндрически симметричных решений уравнений Максвелла. Исследован вопрос о преобразовании

интенсивности электромагнитного пучка в результате полного внутреннего отражения.

Боковое смещение луча было предсказано теоретически в 1955 году Ф.И. Федоровым^{1,2}. Он заметил, что падающая волна будет выходить из плоскости падения при полном внутреннем отражении, если она имеет произвольную эллиптическую и круговую или специфическую линейную поляризацию. Позднее, в 1968 году, К. Имберт³ экспериментально обнаружил это явление, которое получило название эффекта Имберта-Федорова. В данной работе изучается поведение бесселева пучка при полном внутреннем отражении.

Существует некоторая специфика в обобщении эффекта Имберта-Федорова на случай цилиндрически симметричных пучков, так как в этом случае нет плоскости падения. В то же время, есть возможность для сравнения плотностей потока энергии (векторов Пойнтинга) для плоских и цилиндрически симметричных эванесцентных волн (волн в среде, от которой происходит отражение). В результате такого анализа было получено соответствие продольного смещения плоскотоволнового луча азимутальному потоку энергии эванесцентного бесселева пучка и бокового смещения луча радиальному потоку энергии бесселева пучка. При этом азимутальный поток энергии присутствует при любых поляризациях падающей цилиндрической волны, а радиальный поток зависит от поляризации излучения.

Эффект Имберта-Федорова объясняет преобразование интенсивности бесселева пучка при полном внутреннем отражении (например, от профиля J_0^2 к J_2^2). Более подробные результаты работы опубликованы в статье⁴.

1. Федоров Ф.И., *Доклады АН СССР*, **105**, 465-468 (1955).
2. Федоров Ф.И., *Теория гиротропии*, Минск: Наука и техника, (1976).
3. Imbert C., *Compt. Rend.*, **267**, B1401 (1968).
4. Novitsky A.V. and Barkovsky L.M., *J. Opt. A*, **10**, 075006 (2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА НА АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКЕ

Люшилин А.Л., Смеликова И.Н.

Дальневосточный государственный университет
путей сообщения, Хабаровск, Россия

Исследованию одного из типов электрооптических модуляторов на основе акустооптической ячейки посвящена данная научная работа.

Акустооптический эффект, заключается в том, что при распространении света в среде, в которой присутствует ультразвуковая волна, происходит дифракция света.

Дифракцию света на ультразвуковых волнах качественно можно объяснить следующим образом. Ультразвуковая волна, распространяясь в твердом теле или жидкости, создает локальные сжатия и разрежения среды. Вследствие эффекта фотоупругости из-за механических напряжений возникают изменения диэлектрической проницаемости, а, следовательно, изменения показателя преломления среды. Таким образом, в среде образуются периодические слои с отличающимися показателями преломления. Эти слои движутся со скоростью звука

и следуют друг за другом на расстоянии половины длины звуковой волны. При прохождении света через такую слоистую структуру возникает дифракция

С помощью акустических волн можно управлять любыми параметрами световой волны: амплитудой, частотой, фазой, поляризацией. Из всего возможного многообразия акустооптических модуляторов к настоящему времени детально исследованы и находят применение лишь некоторые виды. Наиболее важный вид таких устройств – широкополосные модуляторы, в которых используется бегущая звуковая волна. Принцип их действия основан на зависимости интенсивности прошедшего через ячейку светового излучения от амплитуды упругой волны. В соответствии с рисунком 1 схема модулятора включает генератор высокочастотных электрических колебаний (1) и акустооптическую ячейку АОЯ (2). Электрические колебания модулируются по амплитуде информационным сигналом $S(t)$ и затем поступают на пьезопреобразователь (3). Частота несущих колебаний выбирается равной центральной частоте преобразователя. В ячейке возбуждается упругая амплитудно-модулированная волна, на которой дифрагирует световой пучок (4). Режим бегущих акустических волн создается поглотителем (5). Дифракционные модуляторы традиционно делят на две группы: раман-натовские и брэгговские, рисунок 1.

Раман-натовские модуляторы работают на частотах ультразвука, не превышающих обычно 10 МГц, и используют раман-натовский режим дифракции. При изменении амплитуды упругой волны модулируется интенсивность всех максимумов. Если рабочими максимумами являются боковые (6), то в фокальной плоскости выходной линзы (7) располагается экран (8), задерживающий непродифрагированный свет. Используется и другая схема модулятора, где через отверстие в экране пропускается нулевой дифракционный максимум, являющийся рабочим, а остальные – задерживаются.

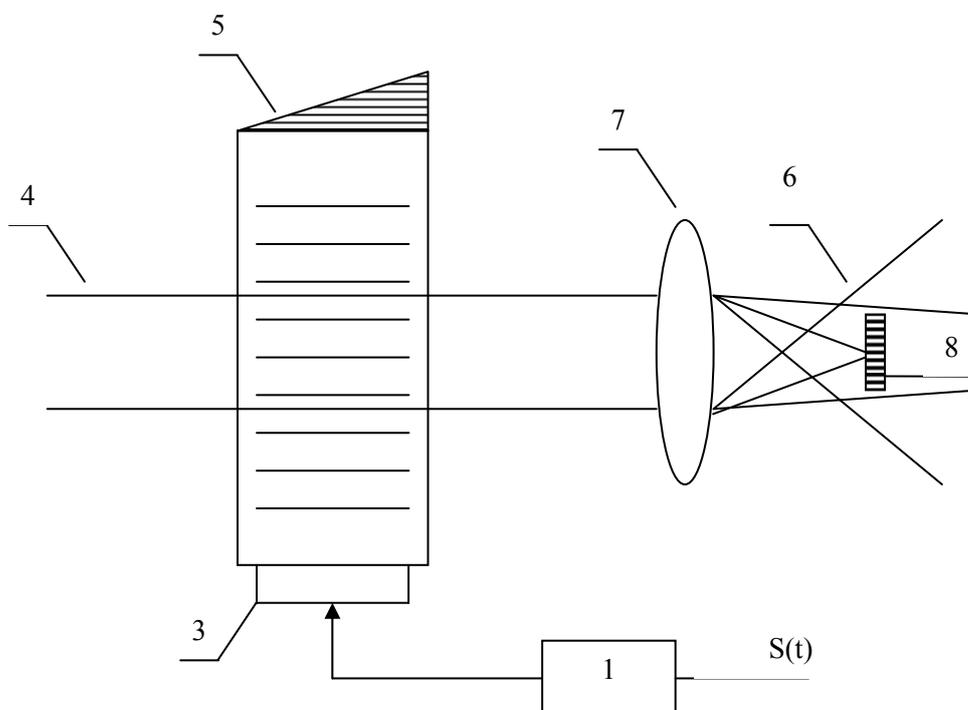


Рис 1. Акустооптический модулятор при дифракции Рамана-Ната

В процессе изучения электрооптического преобразователя на основе акустооптической ячейки была использована экспериментальная установка,

структурная схема которой представлена на рисунке 2. В качестве оптической среды в акустооптической ячейке использовалось кварцевое стекло с тетраэдрной структурой кристаллической решетки (SiO_4). Ячейка закреплялась на юстировочном столике (6), для удобства замеров величины угла падения пучка света на кристалл.

Ультразвуковой сигнал с выхода высокочастотного генератора (2) подавался на разъем акустооптической ячейки (5). Для введения звуковой волны в кристалл на одном из его торцов приклеен пьезопреобразователь. Источником монохроматического света служил гелий-неоновый лазер (4), работающий в непрерывном режиме на длине волны $\lambda = 0,6328$ мкм. Световой пучок поступал на кристалл (звукопровод) акустооптической ячейки под определенным углом (углом Брэгга). Результат взаимодействия акустической и оптической волн в звукопроводе в виде дифракционной картины наблюдался на экране (Э). Рассеянное излучение регистрировалось при помощи фотодиода (7), питающегося от источника (8). Сигнал с фотоприемника поступал на вход осциллографа (9).

Для проведения исследований акустооптической ячейки в режиме внешнего модулятора мощность высокочастотного генератора модулировалась по амплитуде с помощью генератора импульсов (1) в диапазоне частот от 100 Гц до 1 МГц.

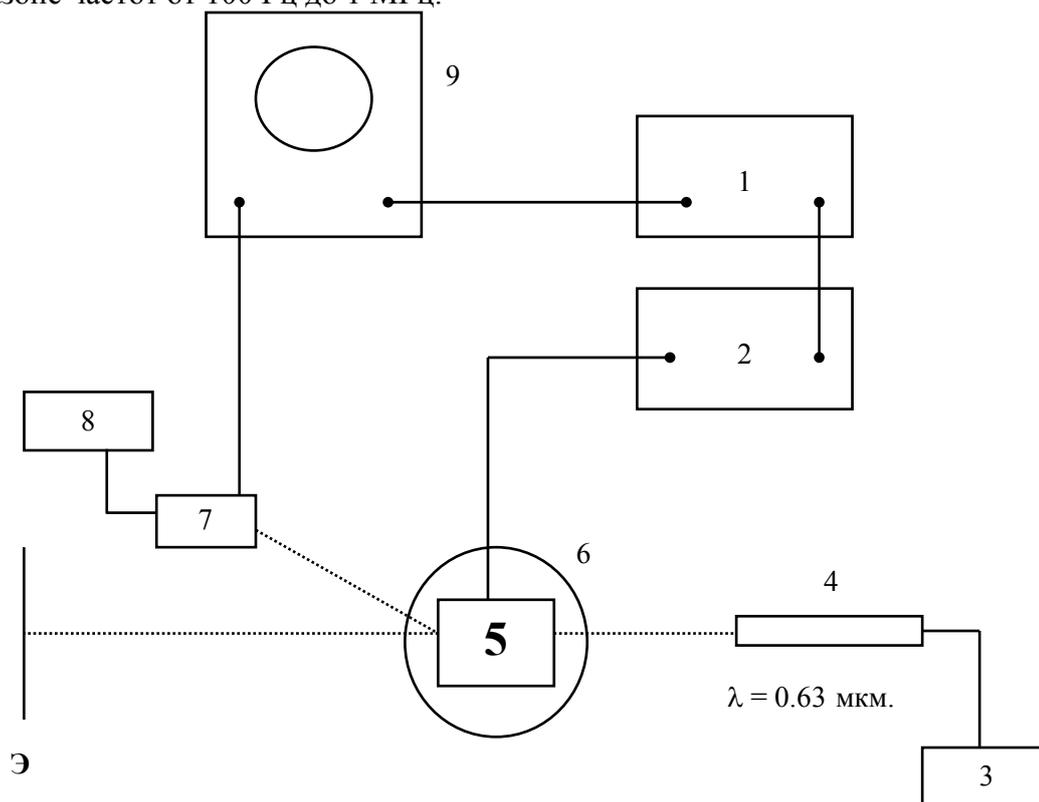


Рис. 2. Структурная схема экспериментальной установки исследования

1. А.Г. Ярив, *Введение в оптическую электронику*, **34**, 475, (1983).
2. В.И. Балакший, *Физич. основы акустооптики*, **135**, 170-200, (1985).

ОСЦИЛЛЯТОРНАЯ МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВРАЩЕНИЯ

Костина Г.В., Ливашвили А.И., Моисеева О.В., Якунина М.И.
Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В рамках моделей связанных нелинейных классических осцилляторов получено выражение для нелинейной части оптического вращения плоскости поляризации.

Дисперсия нелинейного оптического вращения изучалась нами в рамках модели классических нелинейных осцилляторов, разнесенных на конечное расстояние $d \approx \lambda$, и связанных диполь-дипольным взаимодействием с потенциальной энергией:

$$U_{вз} = \frac{q^2 xy}{d^3} \cos \theta,$$

где: q - заряд осциллятора, d - расстояние между зарядами; θ - угол между направлениями колебаний осцилляторов ($0 < \theta < \pi/2$).

Такая система осцилляторов, образуя структурную единицу вещества (каждая следующая пара вдоль оси OZ повернута на некоторый угол относительно предыдущей), моделирует среду с винтовой симметрией. При этом мы пренебрегаем взаимодействиями между осцилляторами.

Система уравнений (в нормальных координатах), описывающих динамику осцилляторов, на которые воздействуют световые волны с право (лево) циркулярными поляризациями, имеет вид

$$\begin{cases} \frac{d^2 Q_1}{d\tau^2} + \gamma_1^2 Q_1 + \frac{\varepsilon}{\sqrt{2}} (Q_1^2 + Q_2^2) = \frac{\tilde{E}_0}{\sqrt{2}} [\cos(\omega\tau/\omega_0) + \cos(\theta \pm (\omega\tau/\omega_0 - \varphi))] \\ \frac{d^2 Q_2}{d\tau^2} + \gamma_2^2 Q_2 + \frac{\varepsilon}{\sqrt{2}} Q_1 Q_2 = \frac{\tilde{E}_0}{\sqrt{2}} [\cos(\omega\tau/\omega_0) - \cos(\theta \pm (\omega\tau/\omega_0 - \varphi))] \end{cases}$$

где: $\gamma_{1,2}^2 = 1 \mp \frac{\alpha}{\omega_0^2}$, $\alpha = \frac{q^2 \cos \theta}{d^3 m}$ - параметр связи осцилляторов, $\varphi = \frac{2\pi \cdot \bar{n} \cdot d}{\lambda}$ -

угол запаздывания фазы, вызванный прохождением волной расстояния d , \bar{n} - усредненный показатель преломления среды, λ - длина световой волны,

$\varepsilon = \frac{\beta \cdot \alpha^2}{\omega_0^2}$ - малый параметр, включающий параметр нелинейности осцилляторов β ,

$\tilde{E}_0 = \frac{q \cdot E_0}{m \cdot \omega_0^2 \cdot d}$, ω_0 - собственная частота осцилляторов.

Решение этой системы находилось методом последовательных приближений по параметру ε . Из полученных решений для Q_1 и Q_2 определялись показатели преломления, зависящие от направления кривой поляризации и далее вычислялся

угол поворота плоскости поляризации $\rho_{NL}(\omega)$ - его линейная часть. Полученное выражение содержало резонансные слагаемые на частотах $\omega, 2\omega, 3\omega$ (в приближении ε^2), а также слагаемое на нулевой частоте.

1. S. Changrasekhar, *Physika*, **45**,342,(1965)
2. С.А. Ахманов, В.И Жариков, *Письма в ЖЭТФ*, **6.8**..644. (1967)
3. Н.И.,Желудев, А..Д. Петренко, *Кристаллография*т.**29**. 6,1045. (1984.)

ОСОБЕННОСТИ ВЕКТОРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ СВЕТОВЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Литвинова М.Н., Строганов В.И., Гаранькова И.А.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В работе приведены результаты расчета спектра преобразованного излучения с учетом векторных взаимодействий световых волн при преобразовании ИК-излучения в кристалле ниобата лития.

При расчете спектра преобразованного широкополосного расходящегося излучения в кристаллах необходимо учитывать векторные нелинейно-оптические взаимодействия и взаимодействие волн с волновыми векторами k_1 и k_2 ($\omega_1 \neq \omega_2$), которые располагаются несимметрично относительно волнового вектора k_3 преобразованной волны.

Интенсивность преобразованного широкополосного излучения с учетом векторных взаимодействий по всем возможным направлениям, в пределах углового интервала падающего ИК-излучения, для случая, когда ось падающего пучка направлена под углом θ_0 относительно оптической оси кристалла, определяет результирующий спектр на выходе нелинейно-оптического преобразователя¹⁻²:

$$I_3(\omega_3) = A \int_{\theta-\alpha}^{\theta+\alpha} \int_0^{\alpha} \int_0^{\omega_3/2} I_1(\omega_1) I_2(\omega_2) \frac{\sin^2(\Delta k z / 2)}{(\Delta k / 2)^2} d\Omega d\alpha' d\theta'. \quad (1)$$

В отрицательном кристалле для двух плоских волн с волновыми векторами k_1 и k_2 , распространяющихся в разных направлениях, условия векторного синхронизма могут быть выполнены для разных ориентаций плоскости падения лучей относительно кристаллографических осей кристалла и для разных типов взаимодействия.

Расчет проводился для $oo \rightarrow e$ взаимодействия (волны основной частоты имеют поляризацию обыкновенной волны, а генерируется волна с поляризацией необыкновенной волны) и для $oe \rightarrow e$ взаимодействия (взаимодействуют обыкновенная и необыкновенная волны, а генерируется необыкновенная волна).

Расчет проведен для случая, когда волновой вектор k_3 волны второй гармоники направлен вдоль нормали к оптической оси кристалла ($\varphi_3 = \pi/2$).

На рис. 1 представлены спектры преобразованного излучения, рассчитанные с учетом векторных взаимодействий. Спектральная ширина ИК-излучения 0,67–1,7 мкм, расходимость падающего пучка равна 5° .

Увеличение расходимости падающего пучка приводит к увеличению числа возможных векторных взаимодействий при выполнении условий фазового

синхронизма для частот $\omega_3 < 2\omega_0$. При этом происходит расширение спектра преобразованного излучения в область длинных волн.

В случае реализации $oo \rightarrow e$ взаимодействия теоретический спектр имеет максимум при $\lambda_{\text{max}} = 0,53$ мкм (длина волны фазового синхронизма в направлении $\theta_c = 84,8^\circ$) и расположен в области длин волн 0,48–0,55 мкм (рис. 1, а).

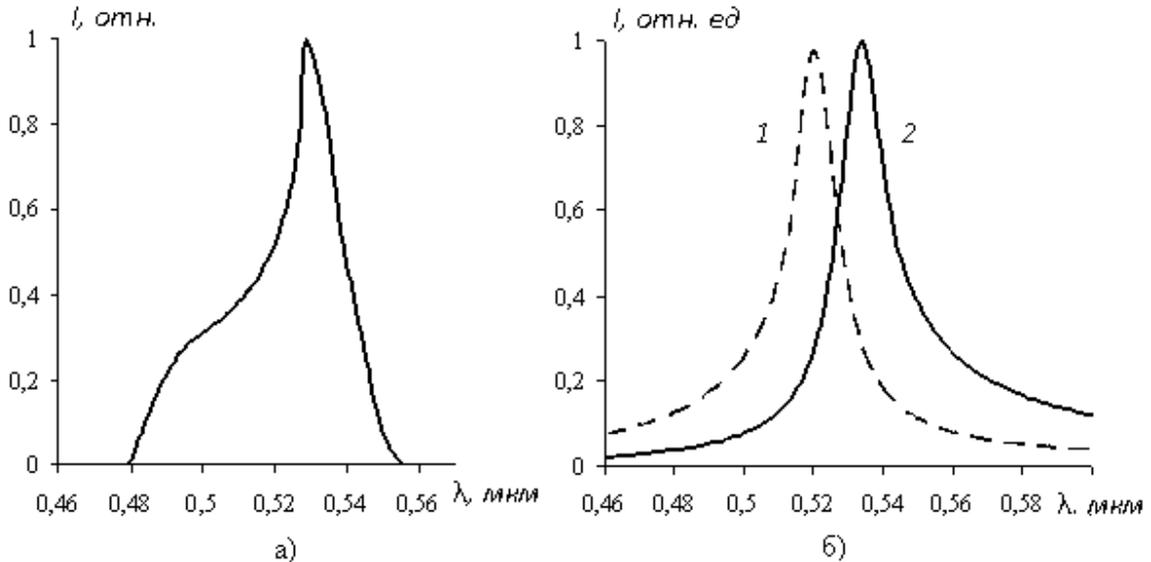


Рис. 1. Теоретические спектры преобразованного ИК–излучения в кристалле LiNbO_3 толщиной 10 мм; взаимодействие: а) $oo \rightarrow e$ (длина волны синхронизма 0,53 мкм); б) $oe \rightarrow e$, кривые: 1 – $o(\lambda_2)e(\lambda_1) \rightarrow e(\lambda_3)$; 2 – $o(\lambda_1)e(\lambda_2) \rightarrow e(\lambda_3)$; $\lambda_1 < \lambda_2$

Спектр преобразованного излучения для $oe \rightarrow e$ взаимодействия зависит от поляризации взаимодействующих волн. Если излучение с частотой ω_1 ($\lambda_1 > \lambda_2$) имеет поляризацию обыкновенной волны $o(\lambda_1)e(\lambda_2) \rightarrow e(\lambda_3)$, спектр преобразованного излучения расположен в длинноволновой области относительно $\lambda_0 = 0,53$ мкм (рис. 1, б). Если излучение с частотой ω_1 ($\lambda_1 > \lambda_2$) имеет поляризацию необыкновенной волны $o(\lambda_2)e(\lambda_1) \rightarrow e(\lambda_3)$, то спектр преобразованного излучения расположен в коротковолновой области относительно $\lambda_0 = 0,53$ мкм. Спектр преобразованного излучения состоит из двух спектров, расположенных по обе стороны от λ_0 .

Таким образом, при преобразовании ИК–излучения от монохроматического источника в кристалле ниобата лития в спектр преобразованного излучения вносят вклад одновременно три взаимодействия $oo \rightarrow e$, $o(\lambda_1)e(\lambda_2) \rightarrow e(\lambda_3)$ и $o(\lambda_2)e(\lambda_1) \rightarrow e(\lambda_3)$.

1. Г.В. Кривошеков и др., *Журнал прикладной спектроскопии*, **30**, № 5, 884–889, (1979)

2. М.Н. Литвинова и др., *Труды X конференции по физике полупроводниковых, диэлектрических и магнитных материалов*, Владивосток: ИАПУ ДВО РАН, 2006

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ЗУБА НА ОСНОВЕ ТЕПЛОВОЙ МОДЕЛИ

Сетейкин А. Ю., Храмцов И. И.

Амурский государственный университет, г. Благовещенск, Россия

В работе представлено описание процесса лазерной абляции, основные этапы его моделирования методом конечных элементов на основе тепловой модели протекания процесса.

Явление лазерной абляции представляет собой совокупность физико-химических процессов, приводящих к удалению вещества с поверхности или из объёма твёрдого тела. Несмотря на широкое прикладное применение в медицине, процесс лазерной абляции не имеет должного теоретического обоснования неоднородных биологических сред.

В данной работе моделируется лазерная абляция участка зуба. Предполагается тепловая природа процесса абляции. По достижении участком среды определённого порога, происходит разрыв химических связей и удаление вещества с образованием газового облака, уменьшающего интенсивность лазерного излучения. Для определения меры деструкции вещества используется закон Аррениуса о скорости протекания химической реакции.

Расчёт модели производится методом конечных элементов. Суть метода сводится к разбиению рассматриваемой области на геометрически простые элементы, в пределах которых производится приближённое решение методом взвешенных невязок. В пределах конечного элемента можно предположить однородность среды, на границах вводятся условия непрерывности температурного поля и теплового потока.

В настоящий момент предложена математическая модель лазерной абляции. Созданы программные модули для расчёта температурного поля трёхмерной области и определения количества вещества, удалённого в процессе лазерной абляции. Получены и обрабатываются результаты расчетов.

УМНОЖЕНИЕ ЛУЧЕЙ В СИСТЕМЕ ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНЫХ ПРИЗМ

И.С. Филиппова

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Показано, что при особом расположении оптической оси кристалла относительно трехгранной отражающей призмы, при падении одного луча из призмы выходит четыре луча. Несколько неожиданным оказалось, что последовательное использование двух таких призм приводит к значительному увеличению числа лучей, выходящих из призм. Их может быть 8 или 16. В оптической связи это свойство может быть использовано для разделения одного канала связи на несколько или объединения большого числа каналов в один.

Эксперимент проводился на призмах, изготовленных из кристаллов кальцита и парателлурита. На рис. 1 а, б показано расположение призм и ход лучей при проведении эксперимента. Z_1 , Z_2 – оптические оси кристалла для первой и второй призм.

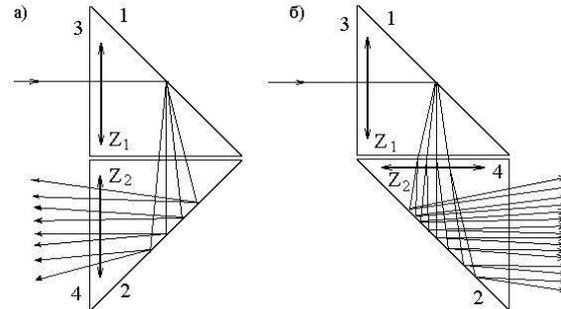


Рис. 1. Расположение призм и ход лучей через систему при проведении эксперимента. Z_1 , Z_2 – оптические оси кристалла для первой и второй призм. Оптические оси расположены в плоскостях граней 3 и 4 под углом 45° к плоскости рисунка.

Удвоение лучей в системе из двух анизотропных призм происходит каждый раз, когда изменяется положение плоскости главного сечения для распространяющихся лучей. Оптические системы, состоящие из трех или более четырехлучерасщепляющих призм, позволяют разделить один луч на заданное количество лучей в зависимости от числа призм, составляющих систему и их взаимного расположения. Число лучей на выходе из такой системы легко задать, учитывая, что удвоение лучей происходит в случае изменения положения плоскости главного сечения для распространяющегося излучения. Изменение поляризации падающего излучения, приводит к изменению интенсивности и числа лучей на выходе из системы двух призм.

Количество, порядок выхода и поляризации лучей, прошедших систему из двух или нескольких призм зависит от взаимного расположения призм в системе. При повороте одной из призм вокруг вертикальной оси число лучей на выходе их системы остается неизменным, но меняется угловое расстояние между лучами на экране в вертикальном и горизонтальном направлении. При повороте одной из призм вокруг горизонтальной оси число лучей на выходе из системы меняется (рис. 2 а, б). С увеличением угла поворота второй призмы интенсивность восьми появившихся лучей возрастает и достигает максимума при повороте призмы на 90° . Это является следствием нарушения параллельности между осями.

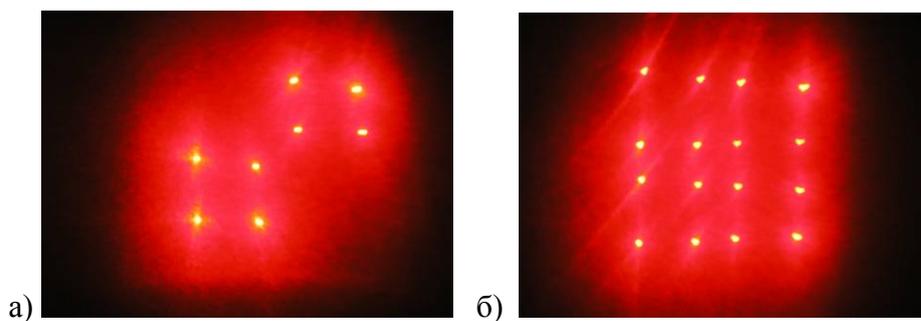


Рис. 2. Изменения расположения лучей, выходящих из системы призм при изменении угла падения α излучения на отражающую грань первой призмы. Угол между оптическими осями призм: а - 0° ; в - 90° .

Рассмотрено влияние оптического знака призм, составляющих систему, на порядок выхода лучей из системы и их поляризацию. Геометрическое расположение выходящих из системы призм лучей сильно зависит от оптического знака призм, составляющих систему. Влияние оптического знака призм, на порядок выхода лучей из системы обусловлено различием в величине углов отражения обыкновенных и необыкновенных лучей для кристаллов разных знаков, а так же изменением величины и направления сноса необыкновенных лучей (направление сноса зависит от оптического знака кристалла, а величина сноса, от величины двулучепреломления кристалла).

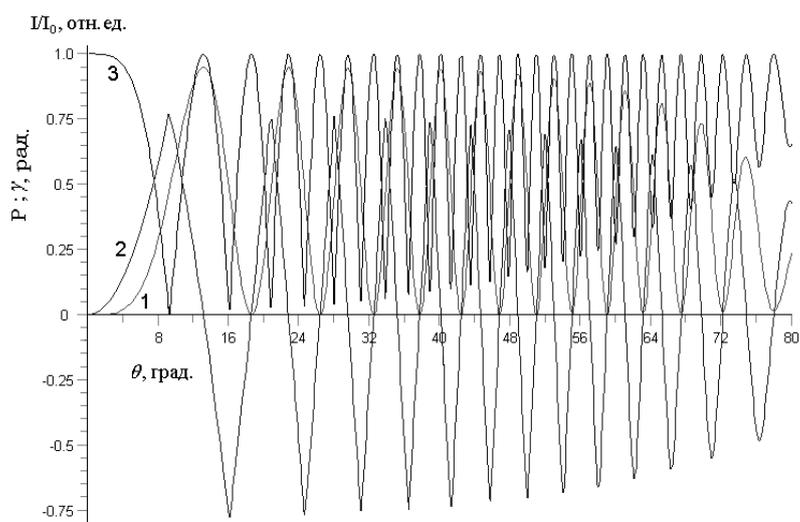
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНКУ

Андреев П.С., Пикуль О.Ю., Строганов В.И.

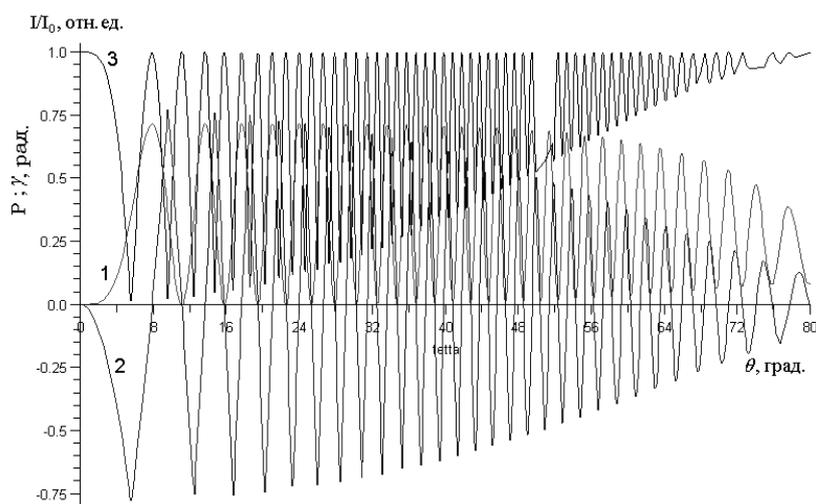
Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Для управления эллиптичностью излучения целесообразно использовать плоскопараллельную кристаллическую пластинку произвольной толщины с оптической осью перпендикулярной плоскости пластинки. Для изготовления таких пластинок можно использовать кристаллы MgF_2 . Приведены характеристики (степень поляризации, эллиптичность, пропускание) пластинок, изготовленных из кристаллов MgF_2 и $LiNbO_3$.

Для непрерывного изменения эллиптичности излучения может использоваться плоскопараллельная пластинка любой произвольной толщины, изготовленная из оптического кристалла. Управление эллиптичностью излучения производится за счет поворота плоскопараллельной пластинки. Оптическая ось кристаллической пластинки перпендикулярна плоскости пластинки, а проходящее излучение направлено по нормали или под небольшим углом относительно нормали к пластинке. Как показали расчеты, результаты которых приведены на рис. 1, наиболее целесообразно изготовить кристаллическую пластинку с расположением оптической оси, вдоль нормали к пластинке. В этом случае первоначальная разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами отсутствует ($n_o - n_e = 0$). Расчеты (Рис. 1) выполнены для пластинок одинаковой толщины $d=1$ мм для двух кристаллов MgF_2 и $LiNbO_3$



Фторид магния



Ниобат лития

Рис. 1. Рассчитанная зависимость интенсивности I/I_0 (1), степени поляризации P (3) и эллиптичности γ (2) от угла θ . $\alpha = 45^\circ$. Оптическая ось перпендикулярна входной грани пластинки.

Сравнивая показатели преломления для кристаллов (MgF_2 , LiNbO_3), можно сделать вывод, что MgF_2 наиболее предпочтителен, так как разность ($n_o - n_e$) гораздо меньше – по сравнению с кристаллом ниобата лития, что для кристалла MgF_2 приводит к большим значениям апертурно - угловой характеристики θ_a ($\theta_a \sim 9^\circ$; для кристалла $\text{LiNbO}_3 \sim 5^\circ$). Кроме того, значительно меньшие коэффициенты преломления для MgF_2 по сравнению с LiNbO_3 приводят к меньшему Френелевскому отражению излучения от пластинки, что приводит к меньшим значениям ошибок измерения.

ЭФФЕКТ СЕЛЕКЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУКТУР НАКАЧКИ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ НА СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СРЕДЫ

Башаров А.М., Знаменский Н.В., Орлов Ю.В., Шашков А.Ю.
РНИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Экспериментально обнаружена чувствительность сверхизлучения ионов празеодима в кристалле трехфтористого лантана к поперечной структуре накачки при ее наклонном падении на сверхизлучающий кристалл. Предложено простое объяснение результатов эксперимента и применение эффекта к системе оптической памяти на основе фотонного эха.

Экспериментально изучена генерация сверхизлучения ионами празеодима в матрице трехфтористого лантана при возбуждении перехода $^3H_4 - ^3P_0$ иона празеодима. Сверхизлучение регистрировалось на частоте перехода $^3P_0 - ^3H_6$ иона празеодима. Описание основных элементов экспериментальной установки дано в работе [1]. В ходе экспериментов было замечено, что при наклонном падении накачки на грани кристалла (угол 10°) при частичной экранировке поля накачки, компонента сверхизлучения, ортогональная полированным граням, исчезала, при этом поперечная структура поля наклонной компоненты изменялась. Схема хода лучей и снимок поля СИ в отсутствие экранировки приведены на рисунке 1.

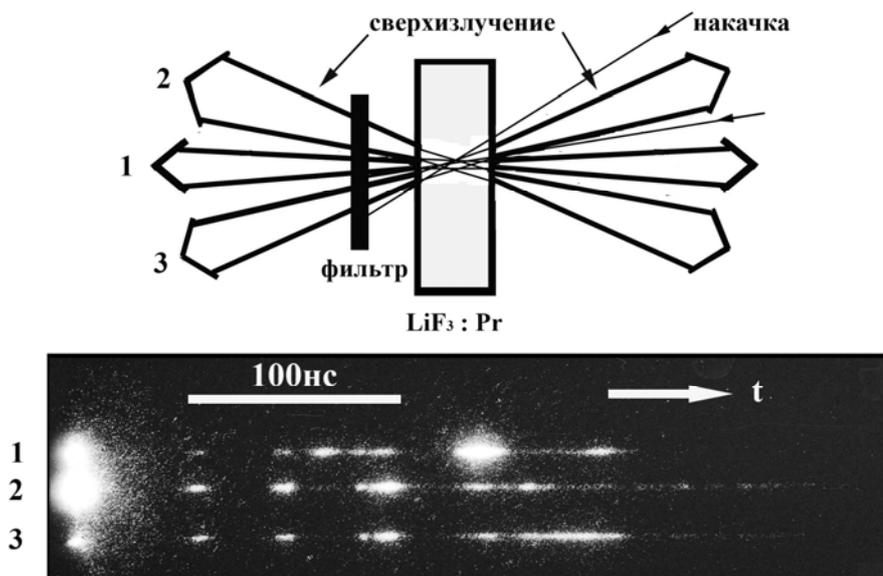


Рис. 1. Схема распространения лучей накачки и СИ в отсутствие экранировки. Внизу представлены развертка во времени всех каналов СИ. Масштаб и направление времени показано на хронограмме. Треки первых, самых мощных пиков в каналах 1 и 2 сильно пересвечены.

Временная структура сверхизлучения состояла из пиков разной интенсивности, длительности и интервалов следования. Объяснение стохастической природы сверхизлучения дано в работе [2]. Природа стохастического режима сверхизлучения связана со структурой уровней празеодима в матрице трехфтористого лантана и сохраняется при наклонном падении накачки.

Результатом экранировки явилось подавление генерации сверхизлучения в направлении, перпендикулярном граням кристалла, причем общая картина

генерации лучей сверхизлучения и поперечной структуры поля сверхизлучения имеют вид, представленный на рисунке 2.

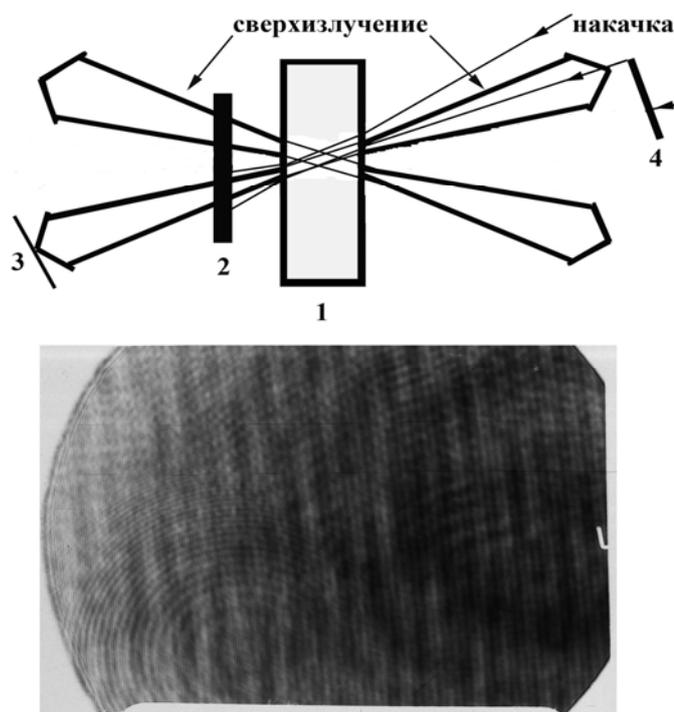


Рис. 2. Схема распространения лучей накачки и СИ при частичной экранировке накачки. Внизу снимки структуры поля СИ. 1- кристалл $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$, 2 – светофильтр, 3 - фотопленка, регистрирующая СИ под углом к граням кристалла, 4 – маска, частично экранирующая луч накачки.

На основе модели среднего поля сверхизлучения дано объяснение исчезновению сигнала сверхизлучения при частичной экранировке поля накачки, наклонно падающей на грань сверхизлучательного кристалла, наблюдаемого на эксперименте. Это позволяет говорить об эффекте селекции поперечных структур накачки при наклонном падении на сверхизлучательные среды, пленочные и резонаторные структуры. Импульс накачки сечением прямоугольной формы можно рассматривать как логические «нет» и «да», либо как 0 и 1 бит информации в зависимости от ориентации сечения относительно плоскости падения. Рассмотрена схема формирования фотонного эхо в сверхизлучающих средах и на основе исследованного эффекта предложена модель оптической памяти.

1. А.М. Башаров, Г.Г. Григорян, Н.В. Знаменский, Э.А. Манькин, Ю.В. Орлов, А.Ю. Шашков, Т.Г. Юкина, *ЖЭТФ*, 129, 239-253, (2006).
2. А.М. Башаров, Н.В. Знаменский, А.Ю. Шашков, *Опт.и спектр.*, 104, 279-286, (2008).

ВЛИЯНИЕ ФАЗЫ НИЗКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА

Абрамов И.Е., Андреев А.В.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Москва, Россия

Показана возможность управления динамикой радиационного распада трехуровневого атома V типа посредством радиочастотного поля резонансного низкочастотному атомному переходу. Предлагаемый метод основан на зависимости времени задержки импульса генерации от фазы радиочастотного поля. Исследована зависимость параметров импульса генерации от амплитуды и фазы радиочастотного поля. Полученные результаты представляют несомненный интерес для развития схем генерации коротковолнового излучения (рентгеновского и гамма диапазонов).

Интерес в изучении нестационарных когерентных процессов в многоуровневых средах в последние двадцать лет только возрастает. И это обусловлено тем многообразием эффектов, которые возникают в данных системах, и возможностями, которые открываются при их использовании. Например, в спектроскопии и магнитометрии высокого разрешения, квантовых вычислениях, лазерном охлаждении и т.д. Управление динамикой излучения в многоуровневых средах посредством изменения фазы управляющего поля открывает новые возможности, к примеру: фазовый контроль спонтанного излучения¹ или безынерционного усиления².

Одной из основных проблем в разработке схем генерации когерентного гамма излучения является сложность одновременного сочетания требований к интенсивности накачки и величине коэффициента усиления³. Величина неоднородного уширения ядерных переходов составляет $\Delta\omega = 10^5$ Гц, поэтому если время жизни изомерного состояния превышает 10^{-5} с, то коэффициент усиления начинает падать с ростом времени жизни верхнего уровня лазерного перехода. Указанное ограничение накладывает весьма жесткие требования на интенсивность источников накачки, которые не могут быть реализованы известными на сегодняшний день механизмами возбуждения ядер. Поэтому возможность управления временем задержки импульса генерации представляет несомненный интерес для указанной проблемы.

Настоящая работа посвящена исследованию процесса генерации трехуровневой среды в зависимости от параметров управляющего поля. Рассматривается V-конфигурация трехуровневой среды (см. рис. 1) под действием управляющего поля, резонансного низкочастотному переходу. На основе системы укороченных уравнений Максвелла и уравнений для матрицы плотности проведено численное моделирование динамики генерации излучения. Результаты численного моделирования демонстрируют сложную зависимость параметров генерируемых импульсов от амплитуды и фазы управляющего поля. На рис. 2 изображена зависимость максимального значения интенсивности генерируемых импульсов от параметров управляющего поля при определенном соотношении времен релаксации и величины дипольных моментов переходов. Характерной особенностью данных зависимостей, а следовательно и коэффициента усиления для переходов 3-1 и 3-2,

является минимальное значение коэффициента усиления в секторах с фазой a_{12} около 0 и π . Сам факт провала коэффициентов усиления для a_{23} и a_{13} объясняется явлением когерентного пленения населенностей. Исследована симметрия наблюдаемых зависимостей от соотношения времен релаксации и дипольных моментов переходов.

Результаты проведенного численного моделирования динамики радиационного распада трехуровневого атома показывают принципиальную возможность управления временем задержки импульса генерации между изомерным и основным уровнями ядер посредством изменения фазы радиочастотного поля резонансного частоте перехода между выбранными зеемановскими подуровнями верхнего лазерного уровня.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-00448).

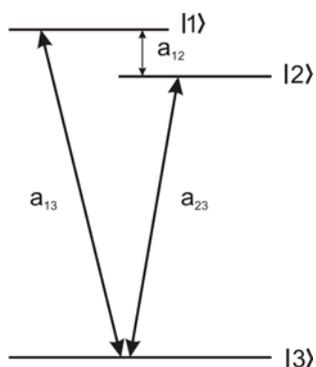


Рис. 1 Схема уровней энергии V-конфигурации трехуровневой среды

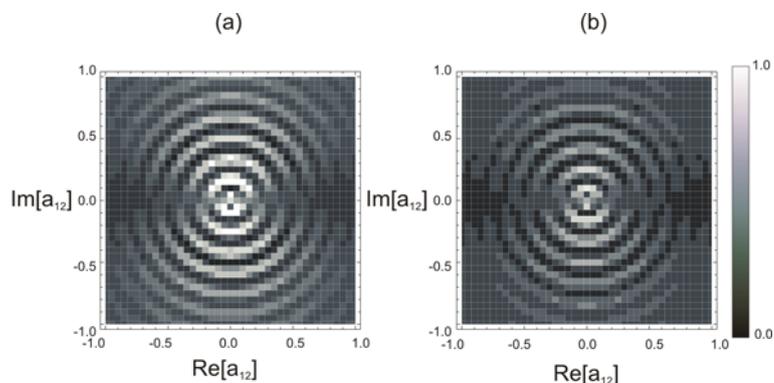


Рис. 2 Зависимость максимальной интенсивности генерируемых импульсов a_{13} (a) и a_{23} (b) от величины управляющего поля a_{12} (в относительных единицах)

1. E. Paspalakis, P.L. Knight, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 293-296, (1998).
2. M.A. Antón, O.G. Calderón, F. Carreño, *Phys. Rev. A*, **69**, 023801, (2004).
3. G.C. Baldwin, J.C. Solem, *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 1085-1117, (1997).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФОТОЭФФЕКТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ДЛЯ ФОТОНОВ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ:

$$E_g < h\nu \leq 10 E_g$$

Ивахно В.Н.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

Российской Академии Наук

194021 Санкт-Петербург Россия

Предлагаются новые формула и способ нормирования при определении квантового выхода фотоэффекта, создаваемого фотонами энергий до $10 E_g$, учитывающие как оптически возбужденные электроны, так и путем ионизации горячими электронами.

Наиболее достоверные экспериментальные данные по квантовому выходу внутреннего фотоэффекта в полупроводниках могут быть получены при его

регистрации p-n переходами ввиду отсутствия при этом в материале внешних электрических и магнитных полей. Естественно, при соответствующем выборе глубины залегания последнего и фотовольтаическом режиме работы. В измерениях обычно используется формула, приводимая в [1]:

$$\eta = \frac{I_{ph}}{e(1-R)N_{ph}\beta}, \quad (1)$$

где η - квантовый выход фотоэффекта. I_{ph} - фототок «короткого замыкания»;

e - заряд электрона, R - коэфф. отражения, N_{ph} - поток фотонов.

β - коэфф. собирания фоторожденных электронов.

К сожалению, в формуле (1) не учитывается, что ввиду $h\nu \gg E_g$ при оптическом возбуждении рождаются горячие электроны, способные создавать ударной ионизацией новые электронно-дырочные пары. Но еще более важно – в ней не учитывается нормировка квантового выхода и отсутствуют данные по энергии, начиная с которой подключается ударная ионизация и величина η должна превзойти 1. Поэтому при анализе экспериментальных данных за уровень, соответствующий $\eta=1$, вынужденно принимается «полочка» фоточувствительности, появляющаяся на зависимости $\eta=f(h\nu)$ при энергиях фотонов $h\nu > E_g$, ввиду квантовой природы фотоэффекта. Такой шаг недостаточно обоснован и ведет к некорректным толкованиям экспериментов по фотоэффекту [1,2]. Кстати заметим, что ударная ионизация может не только увеличить, но и уменьшить фоточувствительность на p-n переходе (но не квантовый выход). Поэтому формула (1) требует усовершенствования.

Нормирование квантового выхода при оптическом возбуждении.

Для фотонов с энергиями $h\nu \leq 10 E_g$ гамильтониан взаимодействия с кристаллом можно представить в виде:

$$H = H^c + H^v + H_{pph} + H_d + H_{pl}. \quad (2)$$

Здесь H^c – взаимодействие со свободными электронами,

H^v – «-» с валентными электронами,

H_{pph} – «-» с решеткой кристалла,

H_d – «-» с дефектами (примесями, дислокациями),

H_{pl} – взаимодействие с плазмонами.

Слагаемые формулы (2) весьма трудно определяются, но в области $h\nu \leq 2 E_g$ им могут быть сопоставлены коэфф. поглощения соответственно: $\alpha_c \simeq 0,1 \div 1 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_v = 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{pph} \simeq 0,1 \div 1 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_d \simeq 0,1 \div 1 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{pl} \leq \simeq 0,1 \div 0,1 \text{ см}^{-1}$.

Отсюда видно, что взаимодействие с валентными электронами в 10^3 и более раз превосходит остальные. Поэтому при определении уровня соответствующего нормировке, т.е. где $\eta=1$, взаимодействие с другими квантовыми системами можно не учитывать и нормировку проводить по уровню фоточувствительности, достигаемому для фотонов с энергией $(1,2 \div 2) E_g$, но не более. Это подтверждается экспериментами, проведенными для полупроводников: Si, Ge, InSb, PbS и др. [3-5]. В них также показано, что при энергиях фотонов $h\nu \geq 2 E_g$ уже наступает ударная ионизация горячими электронами и, как показано ниже, она должна учитываться при нормировке.

Разделение возбужденных электронов p-n переходами.

Вероятность разделения оптически рожденных электронов p-n переходами в формуле (1) учитывается коэффициентом β . Однако в ней вовсе не учитывается

влияние ударной ионизации. Это ведет к неточностям в нормировке при анализе зависимости $\eta=f(h\nu)$, а также при определении абсолютной величины η (см., например, [1] и особенно [2]). Последнее ведет к принципиальным ошибкам.

Действительно, фотоны с энергией в окрестности $h\nu = 2 E_g$ могут рождают горячие электроны с энергией $= E_g$, которые способны, согласно [3-5], ударно ионизовать, создавая новые свободные электроны. Но после этого их энергия стремится к 0 и вероятность разделения таких электронов p - n переходом также $\rightarrow 0$, хотя число свободных электронов увеличилось. Поэтому формула (1) должна быть дополнена параметром $\gamma(h\nu)$, учитывающим вероятность разделения свободных носителей после акта ударной ионизации. С учетом этого, формула (1) принимает вид:

$$\eta = \frac{J_{ph}}{e(1-R)N_{ph}\beta} \cdot \frac{1}{\gamma[r_e(E_e), r_h(E_h)]}, \quad (3)$$

где r_e, r_h – время жизни электронов и дырок после ударной ионизации, E_e, E_h – их энергии в c -зоне и v -зоне соответственно.

Абсолютная величина параметра γ должна быть в пределах $0 < \gamma \leq 1$ и будет зависеть от геометрии p - n перехода, как и коэфф. β , но поскольку они относятся к разным явлениям, то специфика их должна быть. Например, от величины $h\nu$. Величину γ можно определить экспериментально для $h\nu=2E_g$ по глубине минимума, который проявляется на зависимости $\eta=f(h\nu)$ и располагается даже ниже нормировочного уровня на величину $\leq 0,2$. В таком варианте γ будет равна 0,8 или ближе к 1.

Без учета параметра γ на экспериментальных зависимостях $\eta=f(h\nu)$ при $h\nu \gg E_g$ и активном подключении ударной ионизации могут наблюдаться не только возрастания, но даже спады. В фотодиодном режиме и p - i - n структурах [2,5], при понижениях температуры, когда объемный заряд на переходах растягивается, роль фактора $\gamma(h\nu)$ еще возрастает. Это обязательно должно учитываться при измерениях квантового выхода фотоэффекта и регистрации p - n переходами фотонов большой энергии $h\nu \leq 10 E_g$, а также при оптической накачке энергии в полупроводники.

Итак, на зависимости $\eta=f(h\nu)$ должны наблюдаться последовательно:

- постоянство в интервале $1,2 E_g < h\nu < 2 E_g$ (берется за нормировку),
- затем спад в окрестности $2 E_g$ (даже η при участии экситонов),
- подключение ударной ионизации в окрестности $h\nu = 2 E_g$, выход на уровень $\eta > 1$,
- при $h\nu \geq 3 E_g$ - рост интенсивности ионизации (электронами и дырками), возможен вновь провал фоточувствительности, но не η при учете $\gamma(h\nu)$,
- $h\nu = 3 E_g \div 10 E_g$ – сложная зависимость, определяемая структурой энергетических зон электронов, электрон-фононными взаимодействиями и стохастическим характером деления энергий электронов.

Данный ход η соответствует случаю постоянства поверхностной рекомбинации на полупроводнике.

1. В.С. Вавилов, Действие излучений на полупроводники, Москва, ФМ, с. 70-78, 1963.

2. O. Christensen, J.Appl.Phys. 47, 689, 1976.

3. В.Н. Ивахно, Д.Н. Наследов, Письма в ЖЭТФ, 12, 345, 1970; ФТП 6, 1612, 1972; ФТТ 14, 578, 1972.

4. Э.И. Заварицкая, Е.Т.Сокол, Письма в ЖЭТФ, 53, 196, 1991.

5. Н.С. Барышев и др., ФТП 8, 301, 1974; 8, 593, 1974.

КООПЕРАТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЛИНЕЙНЫХ МОЛЕКУЛ

Гавриленко Е.А., Зайцев А.И.

РГПУ им. А.И. Герцена, С-Петербург, Россия.

Исследован сверхизлучательный распад локализованных возбуждений в линейной цепочке двухуровневых атомов. Показано, что энергия возбуждения излучается не полностью. Остаточная часть возбуждения формирует волны поляризации, распространяющиеся от областей локализации возбуждения к краям цепочки.

Целью настоящей работы является исследование сверхизлучения локализованных возбуждений цепочки атомов. Для описания этого явления будем использовать полуклассический подход, согласно которому состояние атомов описывается квантовомеханически с помощью одночастичных матриц плотности $\hat{\rho}^{(k)}$, а поле классически. Взаимодействие атомов с полем учитываем в электродипольном приближении. Учет дискретности расположения атомов требует отказа от привычного непрерывного представления и учета полного поля, действующего на атомы. Электромагнитное поле, действующее на k -ый атом, представляет собой суперпозицию полей $\vec{\Sigma}_{lk}$, создаваемых в узле k всеми остальными атомами l , и поля самодействия $\vec{\Sigma}_s$ (внешнее поле отсутствует). Электрическое поле, испускаемое атомом l , будем рассматривать как излучение классического диполя с электрическим дипольным моментом \vec{d}_l , равным среднему квантовомеханическому дипольному моменту атома. Будем учитывать только поперечное затухание недиагональных элементов матрицы плотности, поскольку именно оно может существенно повлиять на рассматриваемые эффекты. Используя приближение медленно меняющихся амплитуд и введя $Z_k = 1/2(\rho_{22}^{(k)} - \rho_{11}^{(k)})$ -инверсия k -ого атома, имеем

$$\dot{R}_k = i \sum_{l \neq k} \Omega_{lk} R_l Z_k + \sum_l \gamma_{lk} R_l Z_k - \Gamma R_k, \quad (1)$$

$$\dot{Z}_k = -1/2i \sum_{l \neq k} \Omega_{lk} (R_l R_k^* - R_l^* R_k) - 1/2 \sum_l \gamma_{lk} (R_l R_k^* + R_l^* R_k), \quad (2)$$

$$\Omega_{lk} = \gamma_0 \frac{3}{2} \left[\left(\frac{1}{(kr_{lk})^3} - \frac{1}{kr_{lk}} \right) \cos k_0 r_{lk} + \frac{1}{(kr_{lk})^2} \sin k_0 r_{lk} \right], \quad (3)$$

$$\gamma_{lk} = \gamma_0 \frac{3}{2} \left[\left(\frac{1}{kr_{lk}} - \frac{1}{(kr)^3} \right) \sin k_0 r_{lk} + \frac{1}{(kr)^2} \cos k_0 r_{lk} \right]. \quad (4)$$

В системе (1,2) $\gamma_{kk} = \gamma_{00}$, γ_{00} - радиационная константа спонтанного излучения, учет диагонального элемента соответствует включению поля самодействия и

необходим для сохранения баланса энергии. Члены с γ_{lk} обеспечивают радиационный распад возбуждений системы, в то время как Ω_{lk} отвечает за когерентный обмен возбуждениями между атомами. Для линейной эквидистантной цепочки $r_{lk} = a|l - k|$, a - расстояние между атомами.

Далее представлены результаты расчетов для области возбуждения из 21 атома, помещенной в цепочку из 128 атомов (масштаб времени – единицы γ_0^{-1}).

Анализируя процесс, происходящий в исследуемой системе, стоит выделить 3 стадии развития (рис. 1, 2). Первая стадия соответствует области роста импульса сверхизлучения ($t < t_1$). Уширение области возбуждения на этой начальной стадии практически не происходит. Характер процесса на этой стадии практически не отличается от сверхизлучения полностью возбужденной линейной цепочки.

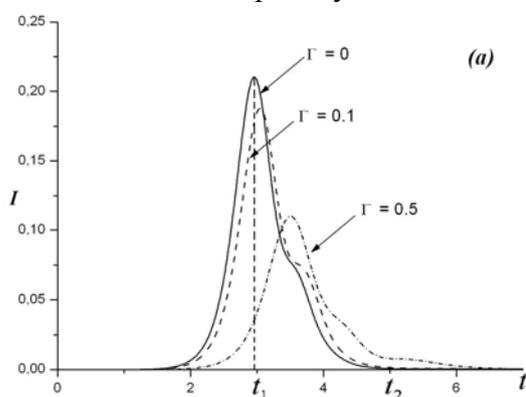


Рис. 1. Импульс сверхизлучения

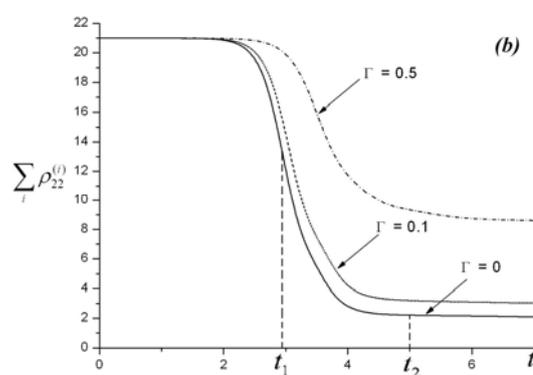


Рис. 2. Кинетика суммарной населенности

Первая стадия соответствует области роста импульса (до $t = t_1$) (рис.1,3), уширение области возбуждения на этой начальной стадии практически не происходит. В течении второй стадии ($t_1 < t < t_2$) происходит некоторое расширение области локализации (в 1.5-2 раза) и формируется ее пространственная структура. К моменту ее окончания интенсивность импульса близка к нулю. Однако в этот момент времени часть первоначального возбуждения (до 20%) осталась в цепочке в слабоизлучающем (темном) состоянии (рис 2). На первых двух стадиях создается импульс СИ.

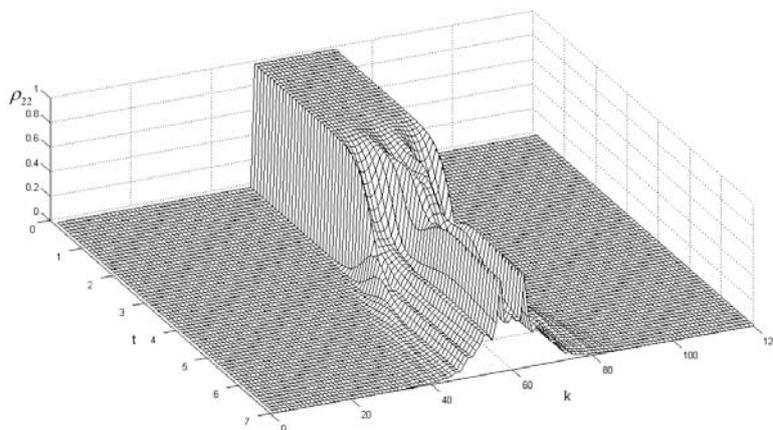


Рис. 3. Развитие кооперативного процесса. Пространственный профиль кинетики недиагонального элемента.

Кооперативный характер процесса делает его чувствительным к поперечному уширению, описывающему процессы, вызывающие сбой фазы недиагонального элемента матрицы. Как видно из рис. 1-3, влияние поперечного уширения на процесс генерации импульса СИ носит стандартный характер и приводит к его редукции (ослаблению), увеличению задержки и длительности импульса, а так же к затягиванию излучения остаточного возбуждения на хвосте импульса СИ.

На третьей стадии развития процесса ($t > t_2$) остаточное возбуждение формирует волны поляризации (волны возбуждения), распространяющиеся от областей остаточного возбуждения к краям цепочки (рис. 4).

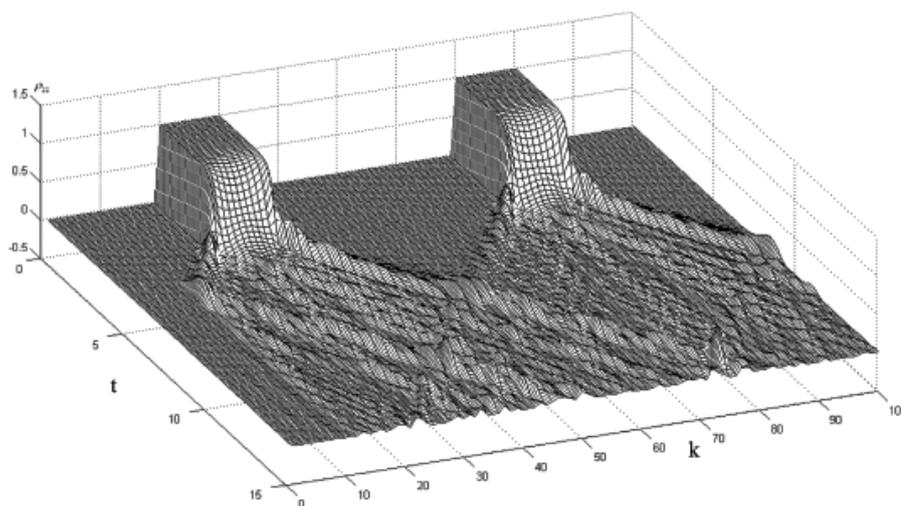


Рис. 4. Распространение волн поляризации по цепочке атомов.

Волнам, распространяющимся по цепочке, присущи стандартные для волн явления. Так, если волна дошла до края цепочки, то она отразится от края (рис.3, справа). Отражение происходит и от довольно крупного дефекта (рис. 3). На рис.3 так же наблюдается интерференция в области встречи волн от различных областей возбуждения. Таким образом, можно сказать, что кинетика остаточного возбуждения имеет достаточно стандартное волновое поведение.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ВКР-УСИЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

Шамров Н.И., Логинов Д.В.

Мордовский государственный университет
имени Н.П. Огарева, (8342) 49-05-46, nik_shamrov@mail.ru

Рассматривается поведение импульсов накачки и Стокса большой интенсивности в кристалле $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$. Численно решены соответствующие одномерные уравнения Максвелла-Блоха. Исследуется зависимость параметров импульсов на выходе от их значений на входе в комбинационный усилитель.

До сих пор взаимодействие волн накачки и Стокса в комбинационном усилителе в основном исследовалось в случае пренебрежимо малого отклонения населенностей рамановских уровней от равновесных значений. Хорошо известно, что если при этом формы входных импульсов подобны, их эволюция в образце, а также динамика волн поляризованности описывается известным аналитическим решением [1]. В реальности обеспечить эти условия не всегда возможно. Поэтому область применимости такого решения при анализе взаимодействия волн в ВКР-активной среде весьма ограничена.

В настоящей работе рассматривается усиление стоксова импульса в поле более мощного лазерного импульса. При этом на входе стоксов импульс либо запаздывает относительно импульса накачки, либо синхронизирован с ним. Кроме того, интенсивность стоксова сигнала может быть весьма высокой, что сопровождается изменением населенности среды по мере его прохождения через нее. Описание основано на системе одномерных уравнений Максвелла-Блоха для нестационарного ВКР и включает уравнения для амплитуд волн накачки и Стокса, недиагонального элемента матрицы плотности и разности населенностей рамановских уровней [2]. Рассматривается численное решение этих уравнений.

В качестве объекта моделирования используется кристалл $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ длиной несколько сантиметров, атомы которого в исходном состоянии не возбуждены [3]. Длительности исследуемых импульсов составляют десятки пикосекунд, что на порядок превышает время поперечной релаксации в соответствующих переходах. Форма импульсов – гауссова. Интенсивность основной волны весьма высока и составляет 50 Гвт/см^2 . При входной пиковой интенсивности стоксового импульса порядка $0,1 \text{ Гвт/см}^2$ обнаружена его компрессия и значительное усиление по мере его распространения через кристалл. С ростом его мощности обнаружено существенное истощение накачки. При $I_{s,\text{вход}} \sim 5 \text{ Гвт/см}^2$ интенсивности волн в среде становятся сопоставимыми. С ростом длительности стоксова импульса и увеличением времени его запаздывания относительно импульса накачки эффективность перекачка энергии из второго импульса в первый падает.

1. R.L. Carman, F. Shimizu, C.S. Wang, N. Bloembergen. - Phys. Rev., 1970, v.2, p.60-72.

2. Н.И. Шамров. - Опт. и спектр., 1984, т.57, с.43-49.

3. Т.Т. Басиев, П.Г. Зверев, А.Я. Карасик и др.- ЖЭТФ, 1967, т. 126, р. 1073-1083.

КВАДРУПОЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ВИХРЬ В ОКРЕСТНОСТИ ОСТРИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ КАТАСТРОФЫ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ И АНАЛИЗ

Осипов В.Ю.* **, Бузников А.А.**

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

**Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет “ЛЭТИ”, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано волновое поле структурно- стабильной дифракционной каустики, формируемое при фокусировке коллимированного лазерного пучка с помощью двухкомпонентного кристаллооптического элемента из

одноосных кристаллов. Вблизи острия такой каустики (дифракционной катастрофы) обнаружен хорошо выраженный локализованный квадрупольный оптический вихрь, состоящий из 4 изолированных оптических вихрей с топологическими зарядами $-1, +1, +1, -1$.

При фокусировке коллимированного лазерного пучка с помощью двухкомпонентного кристаллооптического элемента (ДКЭ) из одноосных кристаллов в области фокуса формируется структурно-стабильная оптическая каустика, так называемая дифракционная катастрофа^{1,2}. ДКЭ состоит из двух склеенных между собой плоско-выпуклой и плоско-вогнутой компонент, вырезанных из одноосных кристаллов исландского шпата, с различной ориентацией оптических осей $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ в компонентах (рис.1). При наклонном падении коллимированного пучка на входную грань ДКЭ на выходе имеем сходящийся пучок, состоящий из двух компонент излучения с волновыми векторами \mathbf{k}_3^{oe} и \mathbf{k}_3^{ee} , и коллимированный пучок, состоящий из компонент излучения с волновыми векторами \mathbf{k}_3^{oo} и \mathbf{k}_3^{eo} . Здесь записи $oe-, oo-, ee-$ и $eo-$ означают четыре возможных типа трансформации волн на сферической границе раздела: обыкновенной $o-$ и необыкновенной $e-$ волн из компоненты I ДКЭ в $o-$ и $e-$ волны в компоненте II ДКЭ. При нормальном падении коллимированного лазерного пучка, поляризованного в u -направлении, на выходе остается лишь один сходящийся y -поляризованный пучок с волновым вектором $\mathbf{k}^e = \mathbf{k}_3^{oe} = \mathbf{k}_3^{ee}$. Анизотропия показателя преломления для e -волны в компоненте II ДКЭ обуславливает астигматизм сходящегося пучка. В результате на выходе ДКЭ волновой фронт сходящегося излучения деформирован двумя типами aberrаций: сферической aberrацией и астигматизмом. При этом парааксиальная астигматическая разность (~ 0.8 мм) примерно на один порядок меньше, чем параметр продольной сферической aberrации ($\delta s' \approx 10$ мм) для луча с края эффективно открытой апертуры ДКЭ. Это, как показано в работе², и является причиной возникновения во внутренней области каустики сложной “кристалло-подобной” ячеистой структуры поля.

Трехмерная структура поля дифракционной катастрофы экспериментально изучена по большому набору поперечных дифракционных изображений, регистрируемых на фоточувствительную среду. Внутренняя область поля дифракционной катастрофы, характеризуемая “кристалло-подобной” нитевидной ячеистой структурой, снаружи ограничена четырехгранной пирамидой², вершина которой совпадает с эффективным парааксиальным фокусом F_o , а ребра совпадают с

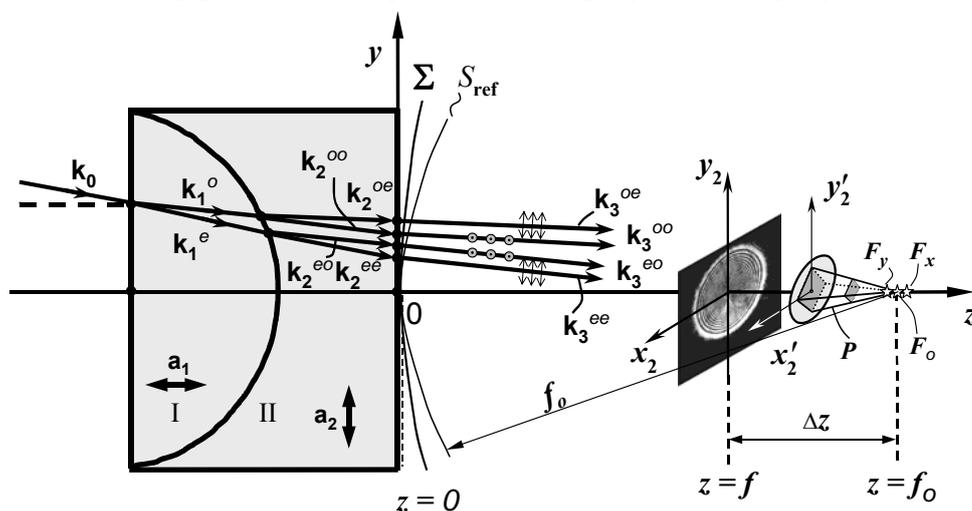


Рис.1. Схема формирования поля дифракционной катастрофы при фокусировке коллимированного лазерного пучка с помощью ДКЭ

огибающими каустики, где интенсивность поля максимальна. Анализ дифракционного интеграла для сходящегося волнового фронта Σ , описанного выше, показал, что зона, находящаяся внутри четырехгранной пирамиды P , характеризуется $5^{\text{н}}$ – лучевой интерференцией парциальных волн. Т.е. в каждую точку этой области приходят 5 геометрооптических парциальных волн, исходящих из пяти различных точек с апертуры исходного сходящегося волнового фронта.

С помощью операторной методики, описанной в работе³, выявлены дислокационные линии, пронизывающие поле дифракционной катастрофы по всей ее протяженности. Дислокации являются геометрическим множеством точек, где амплитуда поля в точности обращается в ноль, а значение фазы испытывает $+2\pi$ или -2π - скачки при обходе дислокационной линии по замкнутому контуру в поперечной области. Из всей совокупности протяженной сети дислокационных линий можно выделить протяженные дислокационные линии, петляющие в пространстве сложным образом, и замкнутые компактно- локализованные дислокационные линии (контура), являющиеся так называемыми дипольными оптическими вихрями. Здесь имеется в виду, что каждой винтовой дислокации может быть приписан одиночный изолированный оптический вихрь с локальной геликоидальной структурой волнового фронта в окрестности продольной направляющей дислокационной линии. Кроме того, в каустической зоне обнаружено несколько пространственно- локализованных квадрупольных оптических вихрей. Один из таких квадрупольных вихрей, “рожденный” позади факельного острия каустики, и состоящий из 4 изолированных парциальных оптических вихрей с топологическими зарядами $[-1, +1, +1, -1]$, показан на рис.2 для целого набора поперечных сечений поля с различными параметрами дефокусировки. Здесь подразумевается, что в некоторой точке C_0 (фото 1 рис.2) “рождаются” одновременно 4 парциальных изолированных оптических вихря V_1, V_2, V_3, V_4 с топологическими зарядами $-1, +1, +1, -1$; затем они расходятся друг от друга в поперечной плоскости (фото 2-5), и по мере дальнейшего распространения в $+z$ - направлении снова, как это показано на фото 6-8, начинают сближаться для каждой из двух пар вышеперечисленных вихрей с зарядами $(-1, +1)$ и $(+1, -1)$.

Таким образом, “рождаясь” одновременно в одной точке пространства 4 изолированных вихря эволюционируют и затем аннигилируют как 2 изолированных

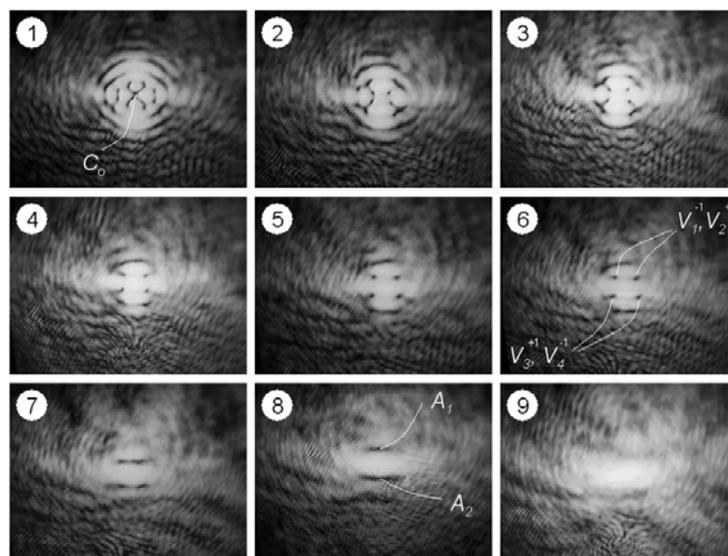


Рис.2. Дифракционные картины вблизи острия дифракционной катастрофы, формируемой при фокусировке лазерного пучка с помощью ДКЭ. Дефокусировка, $-\Delta z$, мм: 1- 1.0; 2- 0.8; 3- 0.6; 4- 0.5; 5- 0.4; 6- 0.3; 7- 0.2, 8- 0.1; 9- 0. Изображения регистрировались с помощью $40\times$ -микрообъектива и передающей телевизионной трубки типа видикон

дипольных вихря с зарядами $(-1, +1)$ и $(+1, -1)$ в двух различных точках пространства A_1 и A_2 . На рис.2 каждому из 4 изолированных вихрей соответствует “провал” интенсивности, где амплитуда поля обращается в ноль, а значение фазы не определено. Из серии кадров, приведенных на рис.2, отчетливо видна пространственная эволюция 4 изолированных вихрей, от их точки “рождения” C_0 до попарной аннигиляции в точках A_1, A_2 пространства. Рассчитанная структура дислокационных линий также обнаруживает квадрупольный вихрь вблизи острия дифракционной катастрофы и полностью совпадает с экспериментальными результатами. Протяженность анализируемого квадрупольного вихря составляет около 1 мм, а поперечные размеры не превышают 50 мкм. Используемая конструкция ДКЭ может быть использована для получения квадрупольного оптического вихря в ряде технических и исследовательских задач.

4. M.V. Berry, C. Upstill. *Progress in optics*. Ed. by E.Wolf. North-Holland, **18**, 257-346, (1980).

5. В.Ю. Осипов, *Автометрия*, № 5, 48 – 60, (1996).

6. В.Ю.Осипов, *Оптический журнал*, **66**, № 12, 32- 35, (1999).

ТЕОРИЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОГО СИНТЕЗА ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ С ПОМОЩЬЮ ЗЕРКАЛ.

Хорошун А. Н.

Восточноукраинский национальный университет имени Владимира

Даля,

кафедра физики

т.р. 8(0642)500-826 т.моб. 8(050)1990157 an_khor@mail.ru

Представлена дифракционная модель описания пространственной эволюции светового поля. На ее основе предложен простой способ формирования оптического вихря из гауссового пучка с помощью зеркал,

оптимальное расположение которых, позволяет получать сингулярный пучок с коэффициентом преобразования до 67%.

Оптические вихри являются уникальными объектами, которые активно исследуются в современной оптике и перспективны для применения передачи информации через турбулентную атмосферу и в качестве оптических пинцетов.

Эволюция возмущенного линейно поляризованного пучка с векторным потенциалом $A = eU(x, y, z)\exp[i(\omega t - kz)]$, распространяющегося вдоль оси z , в параксиальном приближении описывается уравнением Леонтовича. Для качественного анализа возникновения сингулярностей в световом поле заменим z на условное время τ . Тогда для «компонент» u и v комплексной амплитуды $U = u + iv$ получим систему уравнений, описывающих их динамику на плоскости XU в безразмерных переменных $\tau \Rightarrow z/L_R$, $x, y \Rightarrow x/r_0, y/r_0$ (r_0 - радиус перетяжки пучка, длина Релея $L_R = kr_0^2/2$):

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad \frac{\partial v}{\partial \tau} = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right).$$

Расширение пучка связано с распространением волн u и v с различными волновыми векторами k_{\perp} , имеющими набор гармоник $u_n(x, \tau) = u_0 \exp[-i(\omega_{\perp n} \tau - (k_{\perp n} x))]$ и $v_n(x, \tau) = v_0 \exp[-i(\omega_{\perp n} \tau - (k_{\perp n} x))]$.

Нахождение параметра $|k_{\perp}|$ позволяет определить расположение зеркал для высокоэффективного синтеза оптического вихря (рис.1) из гауссового пучка.

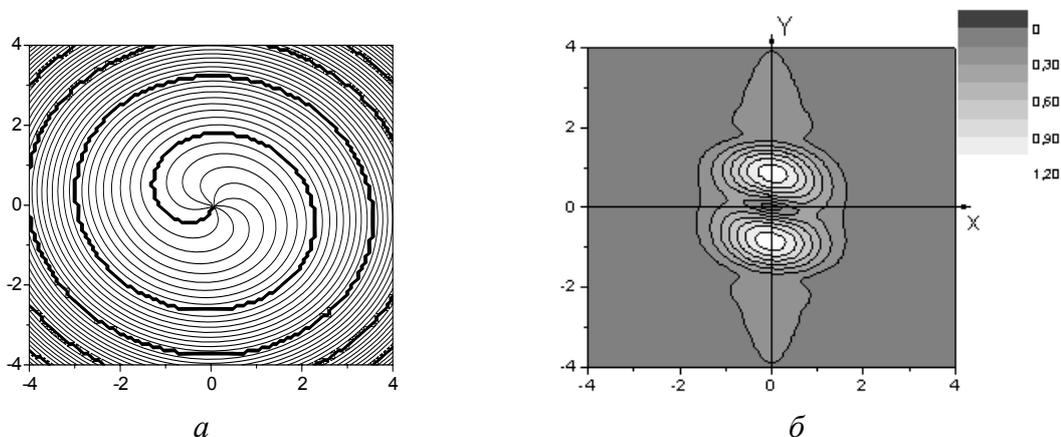


Рис 1. Распределение фазы (а) и амплитуды (б) синтезированного оптического вихря

ПРИБЛИЖЕННАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПОЛЯ СФОКУСИРОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Седухин А.Г.

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

Приведен вывод формул для приближенной аналитической оценки поля в окрестности фокуса однородной сферической волны с ограниченным спектром пространственных частот. Вывод основывается на исходном представлении поля в виде интеграла Дебая, его последующей аналитической аппроксимации по методу стационарной фазы, обратном восстановлении волн Бесселя и эмпирическом сглаживании локальных выбросов и скачков результирующих функций.

Выявление аналитических форм, описывающих поле сфокусированной световой волны в трехмерном пространстве, является актуальным для случаев, где требуется быстрая оценка этого поля либо установление зависимости структуры поля от основных параметров геометрии фокусировки. В настоящей работе описывается метод приближенной скалярной аналитической оценки монохроматического светового поля в окрестности фокуса однородной сферической волны с произвольным, но ограниченным спектром пространственных частот.

Применительно к наиболее распространенным на практике оптическим системам с круговой симметрией, рассмотрим типовой случай фокусировки нормально-падающего монохроматического пучка света идеальной линзой, имеющей произвольную апертуру, большое относительное фокусное расстояние $\tilde{f} = fn/\lambda$, а также большое число Френеля $N_F = R_a^2 n / (f\lambda)$. Здесь f – абсолютное фокусное расстояние линзы, n – показатель преломления материала в зоне фокусировки, λ – длина световой волны, а R_a – апертурный радиус линзы. Иначе налагаемые условия представляются как $\tilde{f} \gg 1$ и $NA/\sqrt{1-NA^2} \gg 1/\sqrt{\tilde{f}}$, где $NA = \sin \Xi$ – числовая апертура линзы, а Ξ – ее половинный апертурный угол. В рамках скалярного подхода, ставится задача отыскания приближенного, но достаточно точного аналитического описания волнового поля, по возможности, во всем трехмерном пространстве фокусировки.

Исходя из геометрии фокусировки и налагаемых условий, задача оценки волнового поля в области фокусировки с достаточной степенью точности сводится к расчету поля однородной компоненты идеальной сходящейся сферической волны с ограниченным угловым спектром плоских волн и с частотой среза этого спектра, определяемой границей апертуры линзы. При этом комплексную амплитуду волнового поля можно описать в виде непрерывной и ограниченной суперпозиции плоских волн в одной из форм интеграла Дебая, – например, в форме¹

$$U(\tilde{\rho}, \tilde{z}) = ikA \int_0^{\sin \Xi} \exp\left(i2\pi\tilde{z}\sqrt{1-q^2}\right) J_0(2\pi\tilde{\rho}q) \frac{q dq}{\sqrt{1-q^2}}, \quad (1)$$

где $\tilde{\rho} = \sqrt{x^2 + y^2} / \lambda$ и $\tilde{z} = z / \lambda$ – соответственно относительные радиус и продольная координата, отсчитываемые от точки фокуса, x , y и z – абсолютные прямоугольные координаты, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, A – константа пропорциональности и $J_0(\square)$ – функция Бесселя нулевого порядка и первого рода.

Решение поставленной задачи в настоящей работе было разбито на следующие этапы – сведение интеграла Дебая (2) к промежуточным асимптотическим формам, получаемым при использовании метода стационарной фазы^{2,3} с приближениями $2\pi|\tilde{z}| \rightarrow \infty$ и $2\pi\tilde{\rho}q \gg 1$, последующий анализ полученного описания и его сравнение с разложением поля по методу Магги-Рабиновича⁴, а также обратное сведение ряда образующихся функций к функциям Бесселя и введение функций эмпирического сглаживания нежелательных выбросов и скачков результирующих функций вблизи границы геометрической тени.

В результате, интегральное выражение (1) было сведено к следующей приближенной аналитической зависимости:

$$U(\tilde{\rho}, \tilde{z}) \approx U^{(G)} + U^{(B)}, \quad (2)$$

где

$$U^{(G)} = \frac{\operatorname{sgn}(\tilde{z})kA}{2\pi\sqrt{\tilde{\rho}^2 + \tilde{z}^2}} \exp\left[\operatorname{sgn}(\tilde{z})i2\pi\sqrt{\tilde{\rho}^2 + \tilde{z}^2}\right] \exp\left[-\left(\frac{\tilde{\rho}\tan\Xi}{\tilde{z}}\right)^8\right], \quad (3)$$

$$U^{(B)} = -\frac{kA\sin\Xi \exp(-i2\pi\tilde{z}\cos\Xi) \left[\tilde{z}\sin\Xi J_0(2\pi\tilde{\rho}\sin\Xi) + i\tilde{\rho}\cos\Xi Y_0(2\pi\tilde{\rho}\sin\Xi)\right]}{2\pi(\tilde{z}\sin\Xi + \tilde{\rho}\cos\Xi)D(\tilde{\rho}, \tilde{z})}, \quad (4)$$

– соответственно компоненты геометрической и граничной составляющих волнового поля, $Y_0(\square)$ – функция Бесселя нулевого порядка и второго рода, а функция $D(\tilde{\rho}, \tilde{z})$ задается как

$$D(\tilde{\rho}, \tilde{z}) = \tilde{z}\sin\Xi - \tilde{\rho}\cos\Xi + \frac{1}{1 + 4(\tilde{z}\sin\Xi - \tilde{\rho}\cos\Xi)} \left(\frac{8\tilde{z}\sin\Xi}{1 + 8\tilde{z}\sin\Xi}\right)^7. \quad (5)$$

Супергауссова функция в выражении (3) и последний член у функции $D(\tilde{\rho}, \tilde{z})$ являются искусственно вводимыми эмпирическими сглаживающими функциями.

Описание волнового поля через аналитические функции по уравнениям (2) – (5) сравнивалось с исходным точным интегральным представлением Дебая (1). Сравнение осуществлялось путем прямого анализа осевых распределений интенсивности сфокусированных полей (определяемых как $|U(\tilde{\rho}, \tilde{z})|^2$), а также проведения численного моделирования полей в их меридиональных срезам.

В качестве примера численного моделирования, на рис. 1 представлена картина распределения нормированной интенсивности однородной компоненты сходящейся сферической волны в меридиональном сечении для эквивалентной числовой апертуры $NA = 0,87$ ($\sin\Xi = 60^\circ$), при вычислении по уравнениям (2) – (5). Во всем трехмерном пространстве наблюдается практически полное совпадение данного распределения интенсивности с точным, вычисленным по выражению (1). Исключение составляет лишь небольшая пространственная область, прилегающая к геометрическому фокусу, имеющая X-образный вид в меридиональном сечении и протяженность порядка двух длин волн.

Дальнейшее повышение точности аналитического описания может быть осуществлено при поиске других более адекватных сглаживающих функций.

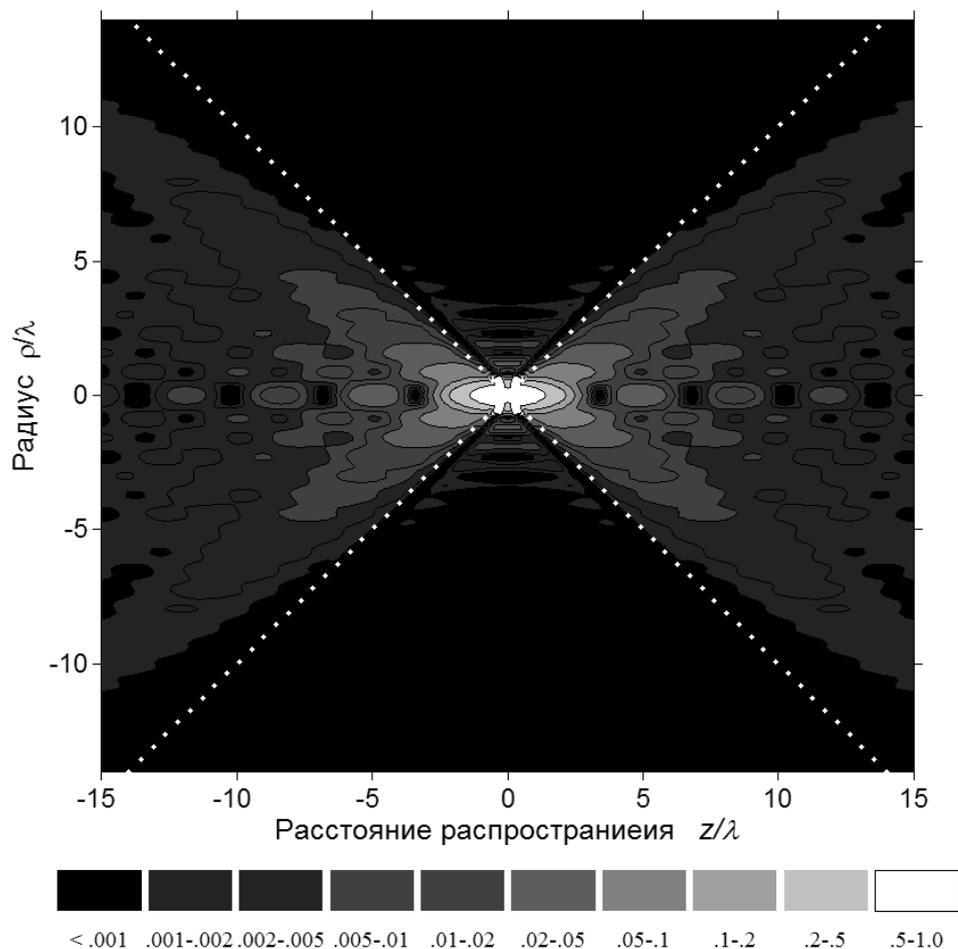


Рис. 1. Картина нормированного распределения интенсивности в окрестности фокуса однородной сферической волны с эквивалентной числовой апертурой $NA = 0,87$. Светлые пунктирные точки обозначают границу геометрической тени светового конуса

1. W. Wang, A.T. Friberg, E. Wolf, *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 1947-1953, (1995).
2. А. Папулис, *Теория систем и преобразований в оптике*. М., Мир, 1971, гл. 7.
3. А. G. Sedukhin, "Marginal phase correction of truncated Bessel beams," *J. Opt. Soc. Am. A* 17, 1059–1066 (2000).
4. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, М., Наука, 1973, гл. 8.

Секция 6 Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ СРОСТКОВ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Смеликова И.Н., Чернышева М.А.

Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения, г.
Хабаровск, Россия

В статье описаны исследования механической прочности волоконно-оптического сростка при различных способах подготовки волокна к сварке и способы создания сростков высокой прочности с использованием новейшего оборудования.

Сварочное оборудование разрабатывается с таким расчетом, чтобы обеспечивать постоянно низкие значения потерь на сварке. Обычная подготовка волокна приводит к значительным уменьшениям его механической прочности. Сварка высокой прочности необходима тогда, когда невозможно избежать напряжений в местах сварки, или результат того, что волокно сломается, может привести к серьезным последствиям. Например, при сварке на линии, при прокладке морского кабеля.

Основной причиной уменьшения сопротивления разрыва является возникновение трещин в материале, которое происходит в процессе сварки. Даже небольшой контакт с незащищенным волокном может привести к возникновению в нем микротрещин, что снижает его прочность.

Был произведен эксперимент на исследование механической прочности при поперечном и продольном воздействиях. Волокно подготавливалось к сварке посредством применения механического стриппера, а затем остатки покрытия снимались с помощью безворсовой салфетки, смоченной спиртом. Процесс сварки протекал в одном установленном режиме. В каждом эксперименте волокна зачищались стриппером однократно, двукратно и трехкратно, соответственно, при этом воздействие салфеткой производилось во всех случаях двукратно до появления характерного скрипа. В следующем ряде экспериментов воздействие стриппером производилось однократно, а салфеткой, смоченной спиртом, соответственно, однократно, двукратно и трехкратно.

Поперечное воздействие производилось путем испытания сростка на изгиб. Данные зависимости угла изгиба волокна, при котором происходил разлом волокна, от числа воздействий стриппером при зачистке представлены на рис.1.

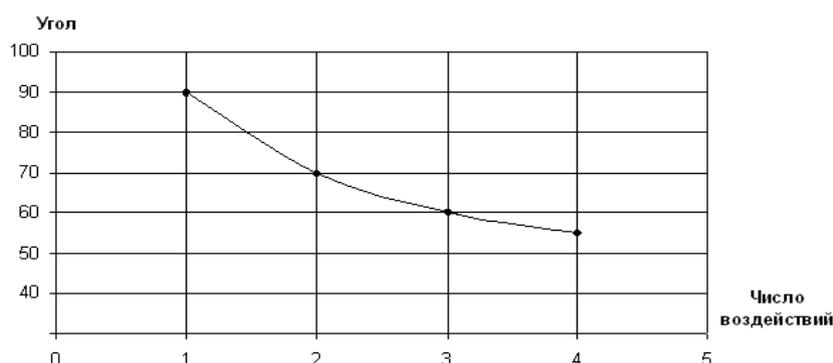


Рис.1. Зависимость угла изгиба волокна при изломе от количества воздействий на него при зачистке

Результаты экспериментов доказали, что при наименьшем возможном механическом воздействии на волокно оно сохраняет свою прочность, что повышает надежность сращения.

В целях повышения прочности сварки был разработан комплекс методов, например, очистка волокна после снятия защитной оболочки с применением кислоты. А для уменьшения воздействия в течение всего процесса подготовки к сварке волокна помещают в специальные держатели, которые минимизируют усилие зажима волокна.

Снятие защитной оболочки является одним из наиболее критических шагов в процессе сварки высокой прочности. Механическая зачистка нашла широкое применение при подготовке торцов волокон в полевых условиях. Уникальность автоматических механических стрипперов заключается в наличии у них специально разработанного очищающего лезвия и автоматической тяги, что позволяет проводить снятие защитной оболочки без риска повредить волокна. Для химической зачистки применяются растворители красок, которые содержат в качестве активного вещества метилен хлорид. После замачивания концов стекловолокон в емкости с растворителем в течение минуты происходит размягчение первичного защитного покрытия, которое при незначительных усилиях снимается с волокна. При заводском способе зачистки в качестве активного вещества с соответствующими предосторожностями применяют горячую серную кислоту. Термостриппер обеспечивает высококачественную зачистку оптического волокна, включая ленточное волокно, от защитного покрытия. Возможность регулировки температуры позволяет устанавливать оптимальный режим в зависимости от типа волокна и внешних условий.

Для удаления остатков защитного покрытия для получения сварных соединений повышенной прочности используется не безворсовые салфетки, смоченные спиртом, а ультразвуковой очиститель волокна. Ультразвуковая волна (частотой 50 кГц и выходной мощностью 6 Вт) очищает оптическое волокно от грязи и остатков защитного покрытия без повреждения, упрощая подготовку волокна к сварке и значительно повышая ее качество.

Подготовка торцов волокна (скальвание) производится в два этапа: зачищенное волокно вставляют в скальватель, зажимают его, давлением на рычаг царапают волокно, растягивают его зажимом, что вызывает рост засечки, и ломают. Для нанесения царапины используется, как правило, алмазное лезвие. В современных аппаратах также предусмотрено ультразвуковое действие, что позволяет скальвать волокна без дополнительных сдавливающих напряжений.

Главная особенность новых сварочных аппаратов – управление параметрами сварки на основе данных, полученных в результате анализа тепловых фотографий места стыка. В процессе сварки волокна излучают сигнал в ИК-диапазоне. Видеокамера через систему фильтров фиксирует изображения, которые запоминаются программой аппарата. Таким образом, оператор получает достоверную информацию о состоянии волокон во время сварки. По тепловым фотографиям вычисляются: профиль показателя преломления, градиент деформации сердцевины, диаметр модового пятна.

Кроме того, используется уникальный метод управления в режиме реального времени (RTC), с помощью которого можно получить хорошие результаты независимо от внешних условий и типа используемого волокна. Благодаря RTC удастся измерить диаметры модовых пятен свариваемых волокон и изменить режим сварки таким образом, чтобы получить наилучший результат. Последовательность RTC начинается с короткого импульса, очищающего волокно. Затем следует более мощный импульс, который разогревает волокно до такой степени, что сквозь оболочку волокна становится видна сердцевина. Благодаря этому можно определить смещение сердцевины друг относительно друга. Определив смещение, сварочный аппарат совмещает волокна, учитывая при этом влияние поверхностного натяжения. Затем волокна сращиваются, причем сам процесс сварки отображается на экране дисплея. Если смещение сердцевины лежит в заданных пределах, а диаметры модовых пятен равны, то на этом сварка завершается. Тепловые изображения показывают волокна в то время, когда возникает дуговой разряд.

Для механической защиты волокна в месте сварки используют термоусаживаемые гильзы — втулки из термоусаживаемого материала с упрочняющим элементом для предотвращения изгиба волокон. Затем остывшую гильзу помещают в специальный паз сплайс – пластины оптического кросса или муфты для дополнительной защиты, а волокна укладываются вокруг гильзы. При производстве волоконно-оптических компонентов, не допускающих использования КДЗС, применяют восстановитель защитного покрытия оптического волокна. Восстановитель покрытия обеспечивает восстановление цветного или бесцветного защитного покрытия оптического волокна до исходного диаметра после выполнения сварки. Программируемое усилие при тестировании сварного соединения на прочность от 4 до 20 Н. Для сварного соединения, не прошедшего тест на прочность, фиксируется усилие в момент разрыва бракованных соединений.

Обычный процесс сварки также применение кислоты при подготовке волокон приводит к значительным уменьшениям прочности в местах сращивания. Концепция сварки высокой прочности была разработана с целью, предоставить универсальную сварку высокой прочности без возникновения вопросов, связанных с местом и условиями эксплуатации. Ее идея заключается в сочетании специализированной техники подготовки волокна, которая позволяет защитить его от микрповреждений, приводящих к уменьшению прочности сварки, с простотой процесса сварки.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НЕСКОЛЬКИХ КРИСТАЛЛОВ

Ефременко В.Г., Толстов Е.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В представленной работе предложена схема повышения эффективности нелинейно-оптического преобразования за счет использования нескольких кристаллов, имеющих различную ориентацию оптической оси по отношению к входной грани преобразователя.

Возможность прямого преобразования широкополосного теплового излучения известна давно. Однако, этот метод не получил должного распространения из-за невысокой эффективности преобразования. В данной работе описан способ увеличения эффективности преобразования широкополосного теплового излучения за счет использования нескольких кристаллов. Аналогичный вопрос увеличения эффективности преобразования был рассмотрен, например, В.Д. Волосовым. Однако в этих работах использовалось лазерное излучение.

В эксперименте для решения поставленной задачи использовалось несколько нелинейных оптических кристаллов, имеющих различную ориентацию оптической оси по отношению к входной грани преобразователя. При реализации такой схемы каждый кристалл будет настроен на свою длину фазового синхронизма, что даст значительное увеличение как ширины спектра преобразованного излучения, так и спектральной плотности преобразованного излучения.

Эксперимент заключался в регистрации спектров преобразованного широкополосного излучения при прохождении через три нелинейных кристалла. В качестве источника широкополосного излучения выступала лампа накаливания. В качестве нелинейных оптических кристаллов использовались: ниобат и иодат лития, а также кристалл КТП.

В ходе эксперимента кристалл, который находился в фокусе падающего излучения, менялся. Соответственно, изменялся и спектр преобразованного широкополосного излучения.

Экспериментально удалось подтвердить повышение эффективности преобразования широкополосного нелазерного излучения. Также получены неочевидные результаты. Так, например, форма результирующего спектра в значительной степени определяется кристаллом, поставленным в фокусе линзы.

ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ СВЕТА ЧЕРЕЗ СИСТЕМУ ДВУХ ЧЕТЫРЕХЛУЧЕОТРАЖАЮЩИХ ПРИЗМ

Кузнецов В. А., Фалеев Д. С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Приведены результаты экспериментов по изучению распространения света в системе двух призм, обладающих свойствами

четырёхлучеотражения. Отмечены некоторые особенности такой системы.

Большое значение для систем оптической связи имеют компактные оптические элементы, позволяющие разделять каналы в линии связи. Такими перспективными элементами являются призмы полного внутреннего отражения, изготовленные из оптически анизотропных кристаллов таким образом, чтобы в них наблюдалось явление четырёхлучеотражения¹. Детальное исследование этого явления позволит использовать его в системах связи.

В работах²⁻³ описаны качественные результаты экспериментов по изучению систем из двух и более четырёхлучеотражающих призм. Однако авторы этих работ не производили измерений интенсивности лучей, выходящих из таких систем. Настоящая работа восполняет этот пробел.

Эксперимент проводился на системе, показанной на рис. 1. Оптические оси кристаллов перпендикулярны, при этом из второй призмы выходит шестнадцать лучей².

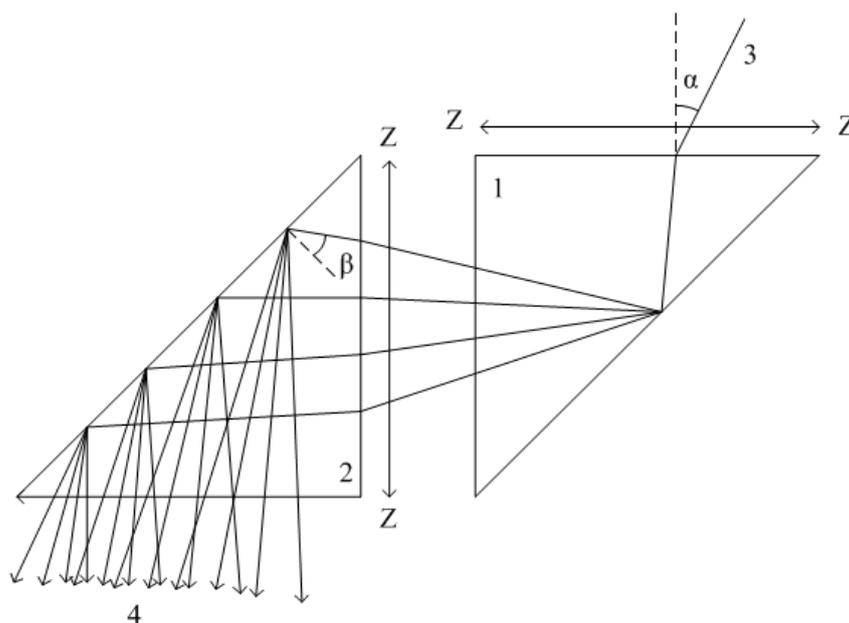


Рис. 1. Схема системы призм. 1 – призма из кристалла парателлуриата, 2 – призма из кристалла кальцита, 3 – падающий луч, 4 – выходящие лучи. Ход лучей показан схематично

Измерялась относительная интенсивность всех выходящих лучей в зависимости от угла падения луча на входную грань первой призмы. Углы α , отсчитываемые вправо от нормали, считаются положительными, влево – отрицательными.

На рис. 2 представлены графики интенсивности лучей, порожденных лучом ee . Для сравнения приведены сумма интенсивностей четырех лучей и интенсивность самого луча ee . Аналогичные графики получены и для других лучей, выходящих из призмы 1.

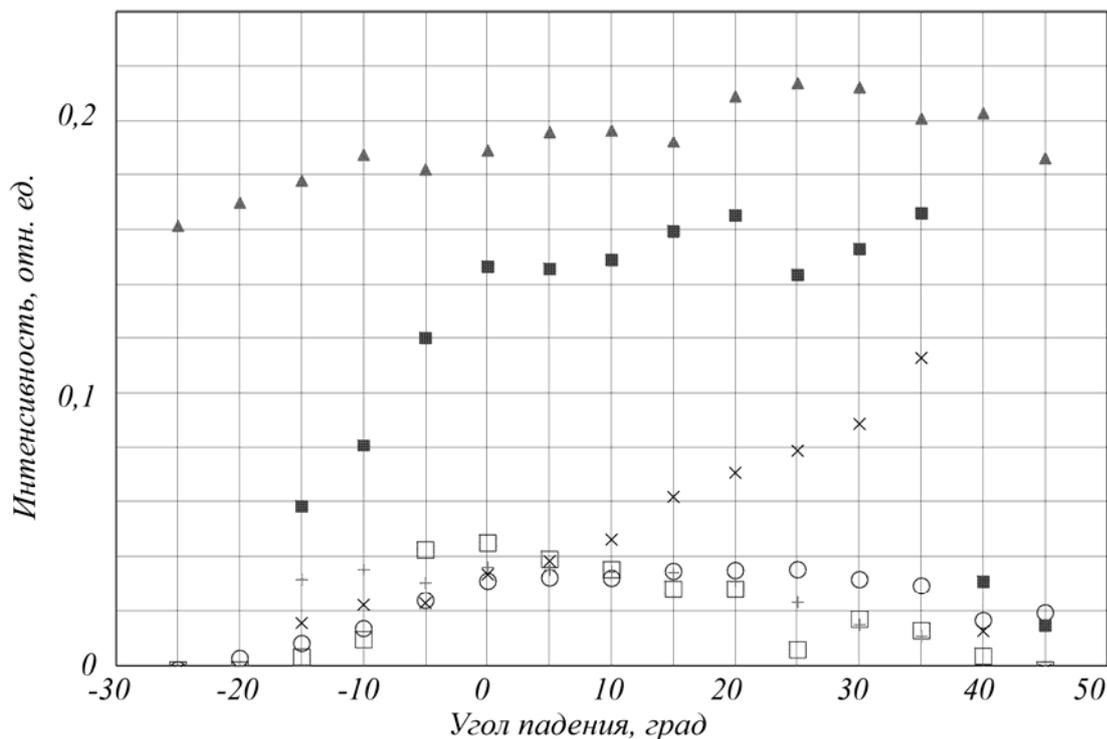


Рис. 2. Относительная интенсивность четырех выходящих лучей, порожденных лучом ee , выходящим из призмы 1. ○ – луч $eeoo$, □ – луч $eeoe$, + – луч $eeeo$, x – луч $eeee$, ■ – сумма интенсивностей перечисленных лучей, ▲ – интенсивность луча, их породившего

Таким образом, система двух четырехлучеотражающих призм потенциально позволяет разделять каналы в оптической линии связи. Однако, применение ее ограничивается необходимостью ее точной юстировки.

1. Л. В. Алексеева, Б. И. Кидяров, П. Г. Пасько, И. В. Повх, В. И. Строганов, *Оптический журнал*, **69**, №6, 79-81, (2002)
2. И. С. Филиппова, *Дву- и четырехлучеотражение в оптических анизотропных кристаллах*, 117, (2006)
3. К. Г. Карась, *Расщепление световых лучей в оптических кристаллах*, 97, (2004)

НЕСТАЦИОНАРНОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В СУСПЕНЗИИ НАНОЧАСТИЦ С ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Иванов В.И., Климентьев С.В., Ливашвили А.И.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Исследован пространственно-временной электрострикционный отклик наночастиц в жидкофазной среде, находящихся под воздействием светового пучка с гауссовым профилем интенсивности с учетом частиц.

Как известно, в дисперсных средах (одна из которых жидкофазная) под воздействием лазерного излучения происходит изменение (перераспределение)

концентрации, обусловленное диффузией и термодиффузией наночастиц¹. В [2] получено аналитическое решение балансных уравнений, описывающих распределение концентрации частиц в стационарном режиме.

Целью данной работы является изучение электрострикционного вклада в динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде, находящейся под воздействием лазерного пучка с гауссовым профилем интенсивности.

Уравнение, описывающее пространственно-временное изменение концентрации с учетом только электрострикции (уравнение электрострикции-диффузии можно записать в виде (рассматривается осесимметричный случай)

$$\partial C / \partial t = D(\partial^2 C / \partial t^2 + r^{-1} \partial C / \partial r) - \text{div}(\gamma C \partial I / \partial r), \quad 0 \leq r \leq R \quad (1)$$

где D - коэффициент диффузии, R - радиус кюветы, $\gamma = 4\pi\beta D / \bar{c}nkT$, β - поляризуемость частиц, k - постоянная Больцмана, T - температура среды, \bar{c} - скорость света в вакууме, n - эффективный показатель преломления среды, $I = I_0 \exp(-r^2 / \omega_0^2)$ - интенсивность светового пучка, а ω_0 - его радиус. Решение задачи можно записать в виде

$$C'(r, t) = \frac{\delta \omega_0^2}{4D} \left[\exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) - \omega_0^2 R^{-2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\mu_n r R^{-1})}{J_0^2(\mu_n)} \exp(-\mu_n^2 \omega_0^2 / 4R^2) \exp(-\mu_n^2 D R^{-2} t) \right] \quad (2)$$

Здесь: $\delta = 4I_0 \gamma \omega_0^{-2}$, C_0 - начальная концентрация, первое граничное условие выражает факт симметричности искомой функции относительно оси кюветы, а второе получено из условия обращения в ноль суммы потоков на границе кюветы ($j_D(R) + j_{el}(R) = 0$), $\mu_n > 0$ - корни характеристического уравнения $\mu J_1(\mu) = kR J_0(\mu)$, а $k = \delta R / 2D \exp(-R^2 / \omega_0^2)$.

1. В. И. Иванов, *Термоиндуцированные механизмы записи динамических голограмм, Владивосток, Дальнаука*, 143, (2006)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АПЕРТУР ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ С ПОМОЩЬЮ КОНОСКОПИЧЕСКИХ ФИГУР

Лопатина П.С., Криштоп В.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Приведена информация об эффекте Поккельса и электрооптических свойствах кристалла ниобата лития. Представлена схема экспериментальной установки электрооптического модулятора и проанализированы основные его характеристики на двух длинах волн 0,85 мкм и 1,3 мкм.

В связи с быстрым развитием систем связи, возникает потребность в развитии и совершенствовании оборудования линейных трактов. Модулирующие устройства являются одним из важнейших элементов линий связи.

Рассматривается электрооптический модулятор, основанный на поперечном эффекте Поккельса, который заключается в изменении показателя преломления

кристалла, причем это изменение пропорционально первой степени напряженности внешнего электрического поля^{1, 2}.

Электрооптические свойства кристаллов ниобата лития позволяют использовать для управления лазерным лучом как поперечные, так и продольные управляющие поля. Для практического использования наиболее интересен случай, когда электрическое поле направлено вдоль оси y , а свет - вдоль оптической оси z . При этом из-за поперечности эффекта Поккельса и больших изменений показателей преломления можно получить весьма низкие управляющие напряжения.

Это свойство кристалла ниобата лития используется в экспериментальной установке, которая представлена на рис.1. Она состоит из: гониометра, на котором закреплен лазер ГН-5 с поляризатором и камера с фотодиодом ФД24К; цифрового мультиметра АМ-1097, для снятия значения тока с фотодиода; тефлонового столика, на котором закрепляется высоковольтный кристаллодержатель с медными электродами; кристалла; поляризатора; блока питания ВИП-30.



Рис.1. Внешний вид экспериментальной установки

Для исследования оптических свойств кристалла рассмотрено применение метода наблюдения коноскопических фигур³. Для наблюдения коноскопических фигур вместо камеры с фотодиодом ставится экран, на который они проецируются, а перед кристаллом устанавливается рассеивающее стекло.

Для их анализа использовалась методика обработки изображений с использованием цифровой фотокамеры, что позволяет сразу получать изображение в цифровом формате.

Изображение с экрана фиксируется цифровой камерой, затем переносится в компьютер и обрабатывается с помощью специальной программы, созданной в ДВГУПС на кафедре «Физика». Она называется «Экспресс-анализ диффузных оптических изображений» и предназначена для построения графика зависимости интенсивности излучения по любым выбранным направлениям оптического изображения⁴.

В результате экспериментальных исследований были получены коноскопические картины и графики распределения интенсивности света для кристалла ниобата лития с геометрическими размерами вдоль хода луча L и вдоль приложения поля d : 18,5x13,4 мм (Рис.2, 3).

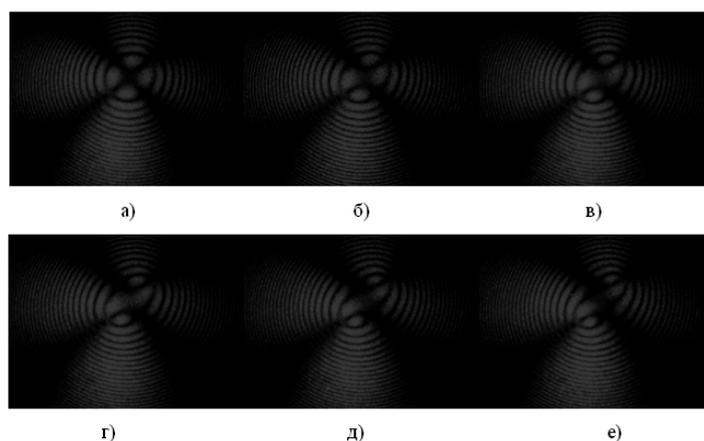


Рис.2. Коноскопические картины кристалла LiNbO_3 18,5x13,4 мм при разных напряжениях:
 а) $U = 1$ кВ; б) $U = 3$ кВ; в) $U = 4$ кВ; г) $U = 5$ кВ; д) $U = 7$ кВ; е) $U = 8$ кВ

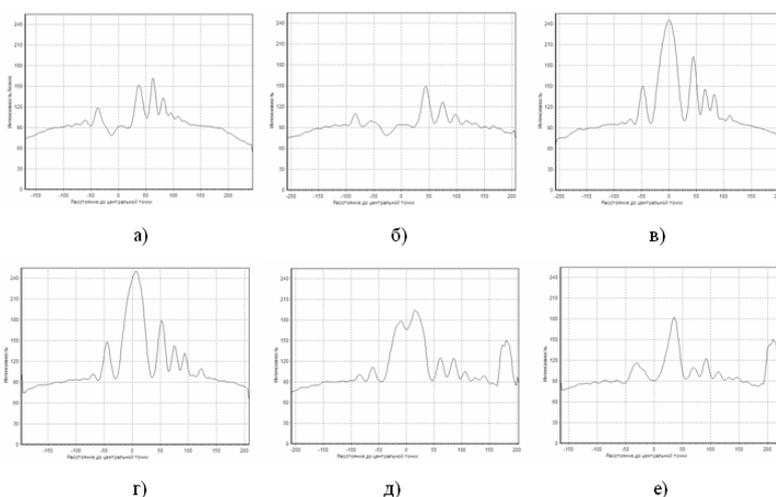


Рис.3. Графики интенсивности света для кристалла LiNbO_3 18,5x13,4 мм: а) $U = 1$ кВ; б) $U = 3$ кВ; в) $U = 4$ кВ; г) $U = 5$ кВ; д) $U = 7$ кВ; е) $U = 8$ кВ

Из рисунков и графиков видно, что при увеличении напряжения на кристалле центральная часть картины сначала просветляется, а при дальнейшем увеличении напряжения затемняется. То есть интенсивность света, проходящего через электрооптический модулятор в направлении оптической оси кристалла, зависит от управляющего электрического поля.

Полученные графики позволяют оценить эффективность модулятора, которую можно характеризовать глубиной модуляции, которая составляет 0,82. Следовательно, этот электрооптический модулятор можно эффективно применять для амплитудной модуляции света.

Также были рассчитаны основные характеристики модулятора: разность фаз и интенсивность света на выходе модулятора. Еще одним важным параметром электрооптического модулятора является полуволновое напряжение, при котором достигается изменение коэффициента пропускания модулятора от минимального до максимального. Полученное значение составило 5588 В, что можно подтвердить экспериментально из линейки коноскопических фигур (рис.2.д; рис.3.д).

В современных волоконно-оптических линиях связи для передачи информации обычно используется полоса частот вблизи инфракрасного диапазона. Был

произведен анализ поведения исследуемого электрооптического модулятора на длине волны 1,3 мкм.

В данном случае полуволновое напряжение оказалось достаточно велико $U_{\lambda/2}=12622$ В, поэтому имеет смысл перенести рабочую точку в область значений $U_{\lambda/2}=6311$ В. Для этого необходимо поставить четвертьволновую пластинку $\lambda/4$ перед модулирующим кристаллом или приложить постоянное напряжение смещения $U_{см}=6311$ В. Тогда рабочим значением модулирующего напряжения будет $U_{мод}=4$ кВ. При этом глубина модуляции составляет $m = 0,89$.

Другим способом уменьшить значение полуволнового напряжения, а значит и управляющего модулирующего напряжения, является увеличение отношения L/d длины кристалла к его толщине. Для данного случая при той же длине кристалла ($L=13,4$ мм) и при уменьшении толщины кристалла в 4 раза ($d=3,35$ мм) значение полуволнового напряжения составит 3155 В.

Тогда при приложении напряжения смещения 1577 В, значение управляющего переменного поля составит 1200 В при глубине модуляции 0,9.

Таким образом, на кристалле ниобата лития возможно создание электрооптического модулятора с хорошими характеристиками, пригодного для применения в системах передачи информации.

1. П.С. Лопатина, *Бюллетень научных сообщений*, ДВГУПС, 51-54, (2007).
2. П.С. Лопатина, *Бюллетень научных сообщений*, ДВГУПС, 48-51, (2007).
3. В.В. Криштоп, М.Н. Литвинова, А.В. Сүй, В.Г. Ефременко, В.И. Строганов, А.В. Денисов, О.С. Грунский, *Оптический журнал*, **73**, №12, 42-45, (2006).
4. В. Криштоп, В.Г. Ефременко, М.Н. Литвинова, А.В. Ли, В.И. Строганов, В.А. Максименко, А.В. Сүй, *Изд. вузов. Приборостроение*, **49**, №8, 60-63, (2006).

ВЛИЯНИЕ ИЗГИБА ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА ЗНАЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ МОДОВОЙ ДИСПЕРСИИ

Прокопович М.Р., Резак Е.В., Смеликова И.Н.
Дальневосточный государственный университет
путей сообщения, Хабаровск, Россия

Статья посвящена исследованию зависимости поляризационной модовой дисперсии от изгиба оптического волокна. Показаны прямые зависимости от деформации волокна в начале и в конце линии. Дан анализ изгиба волокна во взаимно перпендикулярных направлениях, а также описано их влияние на значение ПМД.

Световая волна в оптическом волокне (ОВ) может быть представлена в виде двух ортогонально поляризованных мод, распространяющихся вдоль быстрой и медленной осей материала с двойным лучепреломлением. При этом каждая поляризационная мода перемещается с разной скоростью, приводя к возникновению временной дисперсии, называемой поляризационно-модовой дисперсией (ПМД). Последняя, в случае компенсации других видов дисперсии, будет основным

фактором, уменьшающим максимально возможную скорость передачи информации. Для линий большой протяженности компенсация ПМД невозможна.

Для выявления зависимости ПМД от угла изгиба одномодового (ОМ) была создана установка (рис. 1). Для измерений был выбран широкополосный источник оптического излучения FLS-5800 (1) в C+L диапазонах длин волн (1510-1645 нм), подключенный посредством оптического шнура (2) к волоконно-оптической линии связи длиной 3 км (3). Конец данной линии был соединен с модулем FTB-5500В ПМД рефлектометра FTB-400 (4). Данная система измерений была детально исследована авторами работы¹. Для изгиба волокна использовался столик с градуировкой с шагом в 10° (5), радиус изгиба 1,96 мм. Важно отметить чрезвычайную тонкость эксперимента, т.к. измерения проводились в долях пс.

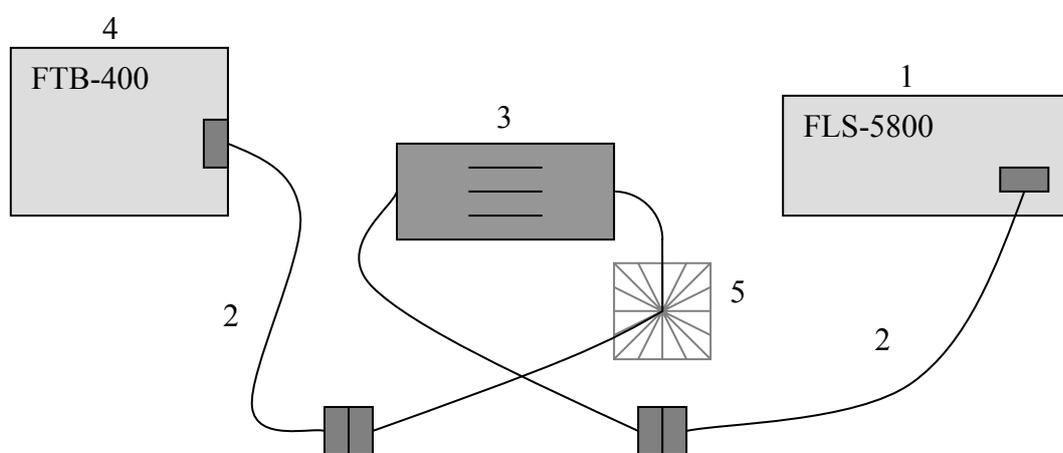


Рис 1. Схема установки для измерений значений ПМД от угла изгиба оптического волокна

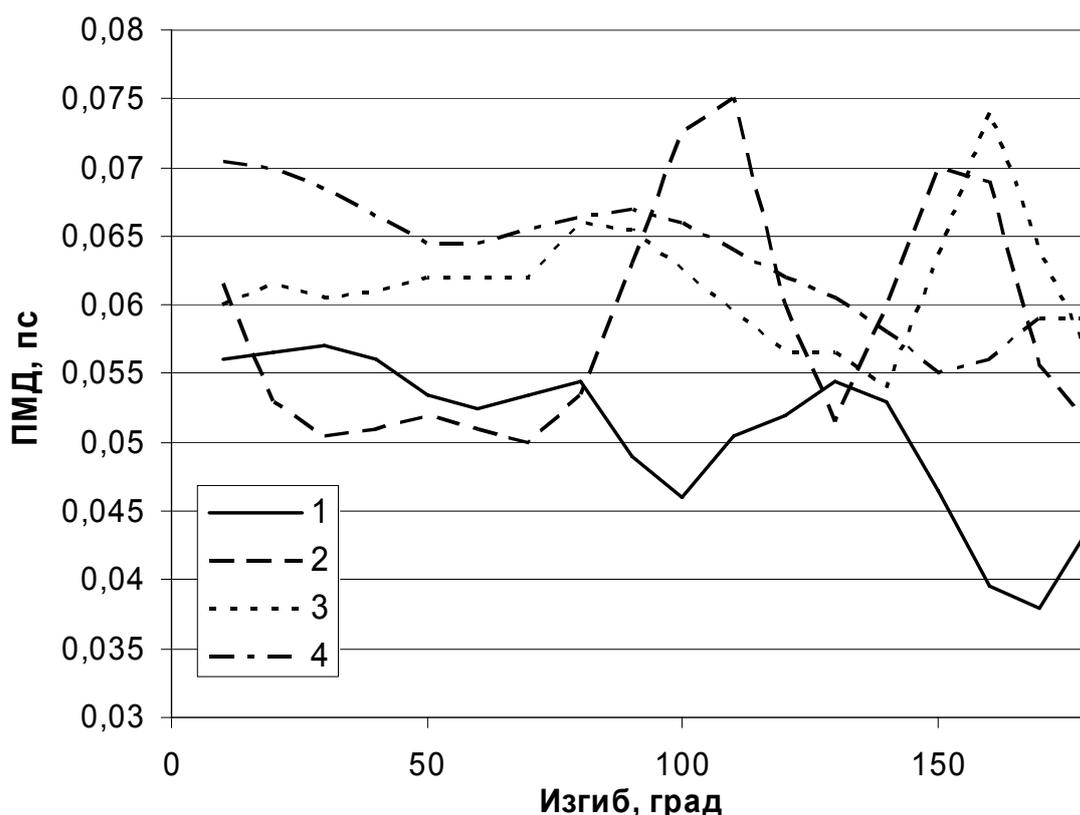


Рис. 2. Зависимость значений ПМД (в пс) от изгиба оптического волокна во взаимно перпендикулярных плоскостях: 1 - быстрая ось вертикальна, изгиб в начале волокна; 2 - быстрая ось под углом 45° , изгиб в начале волокна; 3 - быстрая ось горизонтальна, изгиб в начале волокна; 4 - быстрая ось вертикальна, изгиб в конце волокна

В эксперименте осуществлялось измерение ПМД при локальном изгибе оптического волокна. Место изгиба устанавливалось как в начале линий, так и в конце ее. Поскольку изгиб ОВ обладает сильным двулучепреломлением², то измерения ПМД осуществлялись для трех ориентаций плоскости изгиба в пространстве относительно горизонта: 0° , 45° и 90° . Для этого вдоль прямолинейного участка оптического волокна, не имеющего скрутки вдоль продольного сечения, была проведена прямая линия. Результаты экспериментального исследования показаны на рис. 2.

Эксперимент показал, что изгиб в начале линии имеет более ярко выраженное влияние на значение параметров ПМД. При этом значение ПМД колеблется между 38 фс до 75 фс. ПМД в конце линии колеблется слабо и при изгибе волокна от 0 до 180° меняется от 55 фс до 71 фс. Во всех случаях зависимость ПМД от угла изгиба носит колебательный характер со средней тенденцией к уменьшению ПМД с увеличением угла изгиба.

Измерения ПМД при изгибе, когда линия была в положении 0 , а также в положении 45° и 90° показали аналогичную закономерность. Различие заключалось в относительном сдвиге экстремумов. Корреляционный анализ представленных на рис. 2 результатов показал, что все они достаточно сильно скоррелированы. Период повторения кросскорреляционной функции для всех кривых составляет $50^\circ \pm 5^\circ$ по углу изгиба. Расчетный сдвиг фаз ортогональных составляющих света на участке изгиба волокна за счет явления фотоупругости составляет 143° при изгибе ОВ на 180° . Это соответствует наличию трех максимумов на кривых рис. 2 и вызвано тем,

что за счет изгиба изменяется характер поляризованного излучения, возникает чередующаяся линейная и круговая поляризация, т.е. поляризованный свет, прошедший через двулучепреломляющую среду проходит поочередно через состояние линейной и круговой поляризации. Колебания ПМД должны зависеть и от направления осей анизотропии изогнутого волокна. В недеформированном волокне направление осей случайным образом изменяется. В изогнутом волокне оптические оси анизотропии располагаются так, что сохраняется постоянная разность показателя преломления обыкновенного и необыкновенного лучей.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Изгиб волокна существенно влияет на величину ПМД.
2. Величина ПМД зависит от разности хода световой волны в области изгиба.
3. Величина ПМД зависит от ориентации плоскости изгиба ОВ.

Исследования зависимости ПМД от изгиба оптического волокна дают основание полагать о реальной возможности компенсации поляризационной модовой дисперсии посредством искусственной деформации оптического волокна. Таким образом существует возможность уменьшения дисперсии путем включения в оптический тракт волокна в состоянии двулучепреломления.

1. И.Н. Смеликова, А.С. Юрченко, *Научно-технические проблемы транспорта, промышленности и образования: Труды Всероссийской научной конференции, 22-24 апреля 2008 г., в 6 т. / под общ. ред. В.С. Шварцфельда /*, **6**, 51-55, (2008).

2. М.Р. Прокопович, Е.В. Резак, *Инновационные технологии – транспорту и промышленности: труды 45-ой Международной научно-практической конференции ученых транспортных вузов, инженерных работников и представителей академической науки, 7-9 ноября 2007 г., в 7 т. /под ред. Ю.А. Давыдова/*, **2**, 146-148, (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Попова А.В., Смеликова И.Н., Прокопович М.Р.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Статья содержит результаты практических исследований потерь мощности излучения при его взаимодействии в оптическом волокне с продольной периодической структурой.

Волоконные решетки являются привлекательными для использования в различных приложениях, таких, как фильтрация, функции ввода-вывода и компенсация накапливающейся дисперсии в системе. При этом постоянно исследуются новые эффекты, основанные на взаимодействии дифракционных решеток и оптических сигналов, разрабатываются дополнительные схемы их технического применения и создания.

В процессе эксперимента в стандартном одномодовом световоде создавалась периодическая структура, путем периодического воздействия на волокно электрической дуги автоматического сварочного аппарата. Влияние волоконной дифракционной решетки на прохождение оптического излучения проявляется в формировании бокового излучения доли мощности сигнала из оптического волокна,

т.е. увеличения затухания выходного сигнала и изменении спекл-картины. Для изучения этих процессов была создана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис 1.

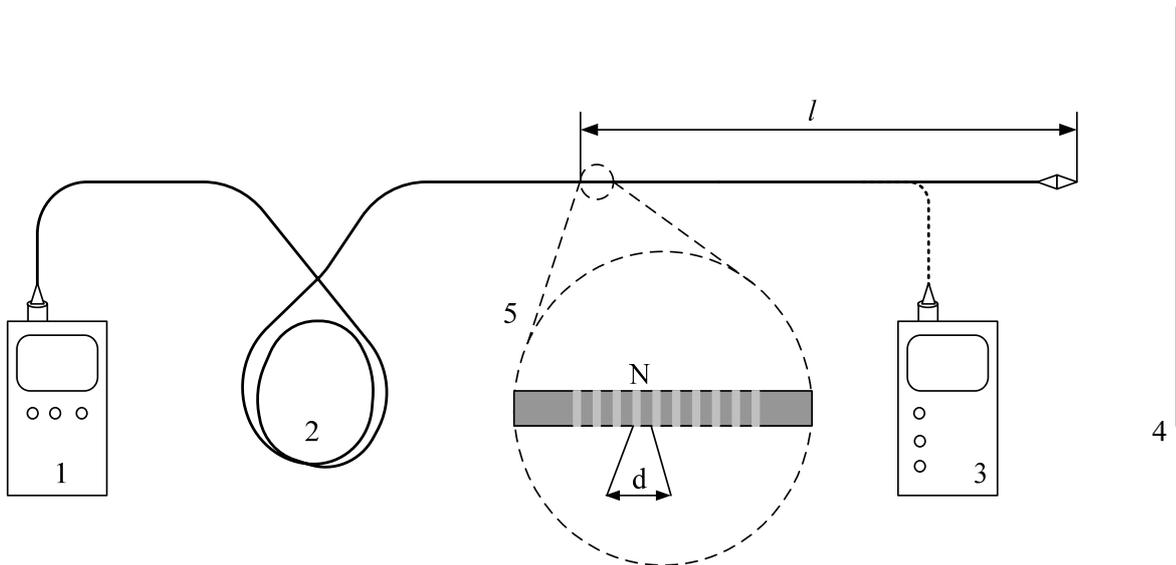


Рис1. Экспериментальная установка: 1- источник оптического излучения, 2-оптическое волокно, 3- приемник оптического излучения, 4- экран, 5- участок ОВ с дифракционной решеткой.

От источника (1) оптическое излучение с длиной волны $\lambda_1=0,683\text{мкм}$, $\lambda_2=1,31\text{мкм}$, и $\lambda_3=1,55\text{мкм}$ проходило по волокну (2) и фиксировалось на приемнике излучения (3), работающем на длине волны $\lambda=1,3\text{мкм}$, и экране (4). В процессе эксперимента в области (5) оптического волокна, отстоящей от конца световода на расстояние $l=500\text{мм}$, формировалась дифракционная решетка с числом штрихов N и периодом $d\approx 1\text{мм}$. В результате происходили потери мощности излучения и изменение их спекл-картин, фиксируемые приемником излучения и экраном, представленные на рис 2.

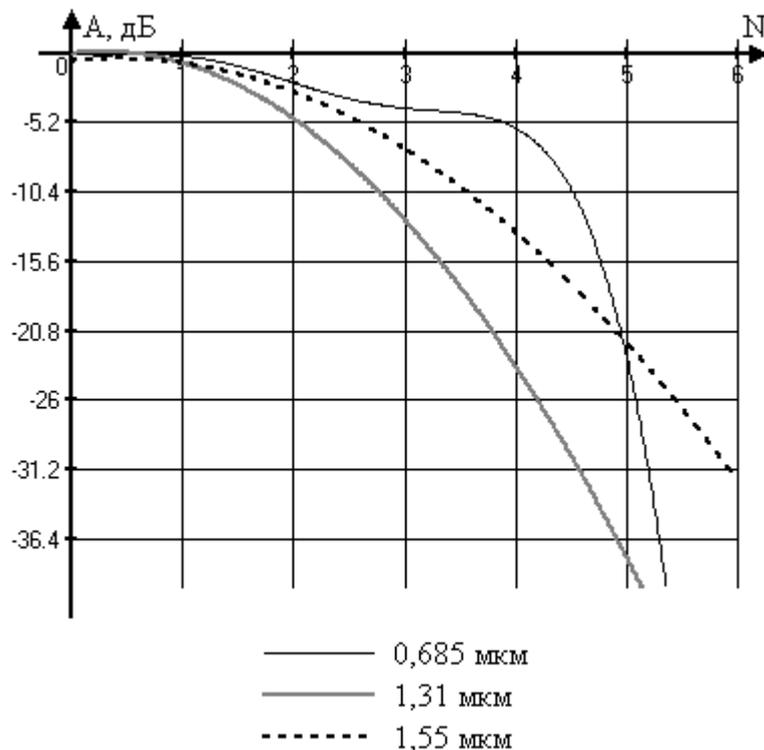


Рис. 2 Затухание, вносимое штрихами дифракционной решетки ($\lambda_{\text{прм}}=1,3\text{мкм,}$)

По результатам эксперимента можно сказать, что увеличение длины волны излучения в световоде приводит к увеличению затухания оптического сигнала, взаимодействующего с дифракционной решеткой. Это затухание вызывается противонаправленным отраженным сигналом, поскольку в месте воздействия электрической дуги изменяется профиль показателя преломления и уменьшаются геометрические характеристические размеры оптического волокна. Для излучения с большей длиной волны затухание увеличивается, так как длина волны приближается по своему значению к критической. Одновременно большее значение длины волны ближе к периоду дифракционной решетки, соответственно раздвигаются направления дифракционных максимумов. Это приводит к тому, что большая доля оптического излучения покидает световод.

МЕТОДОЛОГИЯ АДАПТИВНОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ ШИРОКОГО КЛАССА ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Анцыферов С.С.

Московский государственный институт радиотехники, электроники и
автоматики (технический университет), Москва, e-mail:

antsyfer@yandex.ru

Излагаются принципы обработки реализаций пространственно-временных полей, основанные на применении структурно-стохастического адаптивного управления, обеспечивающего извлечение максимума информации в условиях существенной априорной неопределенности как о характере структуры текущих реализаций так и о числе образуемых ими образов.

Обработка пространственно-временного поля производится на каждом такте tfc , т.е. в каждый момент времени поступления очередной его реализации. По окончании обработки выдается результат в виде некоторого сообщения $a^{\wedge}=\{n;CI-[,\dots,CI_n\}fc$, где n - число отдельных (парциональных) сообщений. Для всей последовательности реализаций поля может быть построена траектория изменения значений векторов сообщений во времени $\#/(/)$, представляющая, по существу, образ поля. В качестве образа структурно-подобного подмножества полей будет выступать не отдельная траектория, а некоторая их совокупность - трубка близких, в некотором смысле, траекторий $A\backslash$. Рассматривая каждую из полученных реализаций как некоторый случайный процесс, естественно использовать в качестве меры близости траекторий вероятностную меру - максимум апостериорной вероятности принадлежности к образу, обеспечивающий минимум средних потерь. Важной новой составляющей процесса адаптации является формирование «следов» текущей траектории - результатов коррекции параметров существующих образов. Это позволяет путем определения меры принадлежности опорной траектории к «следу» и последующего определения градиента меры её принадлежности к опорному и скорректированному образам принять одно из решений: - текущая траектория принадлежит трубке (образу) $A/$, а ее след $A\backslash$ является скорректированным опорным образом $A\}$; - «след» текущей траектории является прообразом и в дальнейшем служит основой для формирования новой трубки траекторий (нового образа).

Предлагаемая методология позволяет создавать адаптивные информационно-распознающие системы, способные функционировать в условиях значительной априорной неопределенности и пересекаемости образов полей, обеспечивая тем самым высокий уровень достоверности результатов и существенное ускорение процессов приобретения новых знаний о связях между состояниями исследуемых объектов и их тепловыми полями.

МЕЖДУНАРОДНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ КОНГРЕСС
«ОПТИКА – XXI ВЕК»

ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО
ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОПТИКЕ И
СПЕКТРОСКОПИИ

СБОРНИК ТРУДОВ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
20-24 октября 2008

Санкт-Петербург
2008

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР

Гавриленко В.И., Алёшкин В.Я., Антонов А.В., Гавриленко Л.В.,
Дубинов А.А., Жолудев М.С., Звонков Б.Н., Иконников А.В.,
Козлов Д.В., Криштопенко С.С., Курицын Д.И., Ластовкин А.А.,
Маремьянин К.В., Морозов С.В., Садофьев Ю.Г., Спирин К.Е.
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

В докладе будет сделан обзор имеющихся в ИФМ РАН методик терагерцовой спектроскопии и проводимых исследований в области развития новых методов генерации и детектирования терагерцового излучения с использованием полупроводниковых наноструктур, спектроскопии мелких примесей и циклотронного резонанса в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами.

Институт физики микроструктур РАН располагает монохроматическими источниками излучения на основе ламп обратной волны от 120 до 900 ГГц, импульсными источниками излучения, возбуждаемыми оптическими импульсами фемтосекундной длительности (лазер “Tsunami”, оптический усилитель “Spitfier”), “TeraSed” и ZnTe, импульсными квантовыми каскадными лазерами диапазонов 3 ТГц и 4.3 ТГц. Спектральные исследования проводятся с использованием фурье-спектрометра высокого (до 0.003 см^{-1}) разрешения WOMEM DA3.36 и фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, позволяющего работать с импульсными сигналами в режиме степ-скан. Низкотемпературные исследования проводятся с помощью гелиевых криостатов с сверхпроводящими соленоидами с магнитным полем до 6 Т и с помощью рефрижераторов замкнутого цикла. Проводятся исследования генерации излучения на разностной частоте в двухчастотных полупроводниковых лазерах, детектирования и генерации терагерцового излучения в нанометровых полевых транзисторах, спектральные исследования примесной фотопроводимости и циклотронного резонанса в двумерных системах полупроводников A_3B_5 и Si/Ge.

ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ

Шагин В.Н.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Целью доклада является краткий обзор существующих подходов в разработке источников стимулированного излучения терагерцового (ТГц) диапазона частот и изложение основных результатов исследования терагерцовых лазеров на оптических переходах доноров пятой группы в кремнии. На основе экспериментальных данных и теоретических оценок показана возможность увеличения усиления и эффективности излучения таких центров в одноосно-деформированном кремнии. Обсуждается

дальнейшее развитие кремниевых источников ТГц излучения на основе внутрицентровых и примесно-зонных переходов.

Спектр возможных и уже востребованных приложений электромагнитных волн терагерцового 1-10 ТГц диапазона частот включает спектроскопию, радиоастрономию, связь, мониторинг окружающей среды, обнаружение и контроль скрытых объектов, стимулирует поисковые исследования эффективных полупроводниковых источников стимулированного ТГц излучения. Важным результатом стала разработка униполярных ТГц лазеров, в основе которых лежит использование квантово-каскадных схем в многопериодных GaAs/AlGaAs структурах с квантовыми ямами¹. Источники излучения такого типа позволили перекрыть огромный диапазон частот от 85 ТГц до 1 ТГц за исключением интервала 12,5-5 ТГц, где используемые полярные полупроводники имеют сильное решеточное поглощение. Указанный недостаток мог бы быть устранен при использовании структур на основе неполярных полупроводников, таких как кремний и германий, но соответствующих работоспособных схем сделать, пока не удалось. Многочисленные попытки использования каскадных схем на основе переходов между подзонами размерного квантования в Si/SiGe структурах р-типа оказались безуспешными, и в настоящее время прорабатывается вариант такого типа каскадного лазера на электронах зоны проводимости²⁻⁴.

В историческом контексте первые попытки создания ТГц лазера на основе кремния связаны с использованием оптических переходов между подзонами легких и тяжелых дырок валентной зоны. Предполагалось, что необходимая инверсная заселенность состояний легкой подзоны может сформироваться в условиях баллистического разогрева дырок в скрещенных электрическом и магнитном полях до энергии оптического фонона⁵. В то время успехи в разработке первого ТГц лазера на горячих дырках германия⁵ и благоприятные теоретические оценки вселяли оптимизм, но экспериментальные исследования в этом направлении не получили должного развития. Можно отметить лишь работу⁶, в которой сообщалось о наблюдении накопления легких дырок и усилении ТГц спонтанного излучения.

Первым источником ТГц стимулированного излучения на основе кремния стал лазер на внутрицентровых переходах доноров V- группы. Эксперимент показал, что оптическое возбуждение доноров фосфора (P), сурьмы (Sb), мышьяка (As), висмута (Bi) в условиях низких температур решетки ($T < 30\text{K}$) приводит к инверсной заселенности $2p_0$ (Si:P, Si:Sb) и $2p_{\pm}$ (Si:As, Si:Bi) состояний и развитию стимулированного излучения на $2p_0 - 1s(T_2, E)$ и $2p_{\pm} - 1s(T_2, E)$ переходах соответственно⁷. Обнаруженная возможность объясняется особенностью внутрицентральной релаксации состояний доноров на акустических фононах, которая сопровождается перебросом электронов из одной долины в другую. Междолинное рассеяние в силу k -локализации состояний доноров вблизи минимумов (долин) зоны проводимости носит квазирезонансный характер и обеспечивает быстрое опустошение $1s(T_2, E)$ состояний, но оно же уменьшает и времена жизни верхних рабочих состояний. Однако, исследования показали, что междолинное рассеяние верхних рабочих состояний может быть уменьшено при одноосной деформации кристалла кремния. Соответствующее оптимальное смещение долин относительно друг друга увеличивает время жизни верхних рабочих состояний и повышает эффективность их накачки. Как следствие согласно измерениям можно добиться 10-20 кратного увеличения сечения усиления и уменьшения пороговой интенсивности накачки. Одновременно с этим повышается и излучательная эффективность.

Необходимо отметить, что для доноров мышьяка и висмута это сопровождается переключением верхнего рабочего состояния с $2p_{\pm}$ на $2p_0$. В итоге на донорах в кремнии удалось получить целый ряд линий стимулированного излучения в интервале 5-6 ТГц. К сожалению, специфика рабочих состояний такова, что энергия перехода между ними практически не зависит от деформации кристалла, и соответствующая перестройка частоты излучения невозможна. Использование для перестройки частоты излучения электрического или магнитного поля так же сильно ограничено⁸. В этом отношении более перспективным представляется использование для эффекта стимулированного излучения примесно-зонных переходов. По причине большой плотности состояний континуума этот вариант приводит к необходимости использования большого уровня легирования кремния до значений $\sim 10^{17}$ см⁻³. Он же в отличие от случая внутрizonных переходов может быть задействован в квантово-каскадных схемах при разработке ТГц лазера на основе Si/SiGe гетероструктур. Модельные расчеты проведенные для структуры на основе арсенида галлия показали принципиальную возможность создания квантово-каскадного ТГц лазера на примесно-зонных переходах⁹.

1. B.S. Williams, *Nature*, **1**, 517-525 (2007).
2. K. Driscoll and R. Paiella, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 191110 (2006).
3. G. Sun, H. H. Cheng, J. Menendez, J. B. Khurgin, R. A. Soref, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 251105 (2007).
4. L. Lever, A. Valavanis, Z. Ikonic, and R. W. Kelsall, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 021124 (2008).
5. Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках в полупроводниках, под редакцией А.А. Андропова, ИПФ АН, Горький (1986).
6. E. Bründermann, E.E. Haller, A.V. Muravjov, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 723-725 (1998).
7. H-W Hübers, S G Pavlov and V N Shastin, *Semicond. Sci. Technol.*, **20** 1–11 (2005).
8. S. G. Pavlov and H.-W. Hübers, M. F. Kimmitt, H. Riemann, V. N. Shastin, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 021108 (2006).
9. Н.А. Бекин, В.Н. Шастин. ФТП, **42**, 622-629, (2008).

ГЕНЕРАЦИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В ДВУХЧАСТОТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ GAAS/INGAAS/INGAP

Алёшкин В.Я., Гавриленко В.И., Дубинов А.А., Маремьянин К.В.,
Морозов С.В., Жолудев М.С., Бирюков А.А. *, Звонков Б.Н. *,
 Некоркин С.М. *

Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
 *Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ,
 Н.Новгород, Россия

В данной работе обнаружена генерация излучения на разностной частоте в среднем ИК диапазоне ($\lambda=8-12$ мкм) в двухчастотном полупроводниковом лазере с квантовыми ямами при комнатной температуре. При мощности генерации в ближнем ИК диапазоне около 1 Вт мощность излучения на разностной частоте составила 0.1 мВт.

1. Введение

В настоящее время во многих исследовательских центрах активно ведутся работы по созданию полупроводниковых источников излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах. Наиболее значительные результаты в этом направлении достигнуты в квантовых каскадных лазерах, которые генерируют излучение при комнатной температуре в непрерывном режиме в среднем ИК диапазоне и при криогенных температурах в дальнем ИК диапазоне. Однако квантовые каскадные лазеры сложны в изготовлении. Кроме того, существуют принципиальные физические ограничения, препятствующие генерации излучения в квантовых каскадных лазерах в дальнем ИК диапазоне при комнатной температуре. Альтернативным источником излучения среднего и дальнего ИК диапазонов работающим при комнатной температуре может быть двухчастотный полупроводниковый инжекционный лазер ближнего ИК диапазона, в котором за счет нелинейных процессов смешения лазерных мод происходит генерация моды разностной частоты¹.

2. Двухчастотные лазеры с составным резонатором

Для эффективной генерации излучения разностной частоты важны четыре фактора. Первый фактор - достаточно большая мощность основных линий ближнего ИК диапазона. Второй фактор – большая нелинейность материала лазерного волновода. Коэффициент оптической нелинейности второго порядка в GaAs составляет $1.34 \cdot 10^{-10}$ м/В, что в несколько раз больше, чем в широко используемом нелинейном кристалле ниобата лития LiNbO₃. Третий фактор – выполнение условия фазового синхронизма для генерации разностной частоты. Из-за нормальной дисперсии показателя преломления GaAs фазовая скорость волны нелинейной поляризации для фундаментальных мод с длинами волн вблизи 1 мкм, как правило, оказывается меньше фазовой скорости разностной моды диэлектрического волновода. Однако условие фазового синхронизма можно выполнить, если увеличить скорость волны нелинейной поляризации путем использования для накачки поперечных мод разного порядка². Для выполнения этого условия в настоящей работе использовалась первая поперечная мода лазерного резонатора для коротковолновой линии излучения в ближнем ИК диапазоне и основная мода для другой (более длинноволновой) линии излучения. И, наконец, четвертый фактор - это небольшие потери для излучения на разностной частоте. Для их уменьшения была использована слаболегированная подложка для лазерного чипа, в которой происходила генерация разностной моды.

Для обеспечения одновременной генерации двухчастотного излучения в области длин волн 1 мкм использовался двухчастотный лазер с составным резонатором, так называемая «двухчиповая» конструкция лазера³. В такой конструкции можно независимо управлять мощностью каждой из двух основных линий ближнего ИК диапазона изменением соответствующего тока. Лазерные структуры выращены МOCVD эпитаксией на GaAs подложках. Активными областями служили квантовые ямы In_xGa_{1-x}As толщиной 10 нм. В качестве ограничительных волноводных слоев использовался твердый раствор InGaP, согласованный по постоянной решетки с GaAs. Для обеспечения эффективной генерации моды первого порядка на длине волны λ_2 в соответствующем чипе была использована специальная конструкция волновода⁴ с дополнительным слоем InGaP. Этот слой обеспечивал значительное преимущество для генерации TE₁ моды по отношению к генерации TE₀ моды. Просветляющее и отражающее покрытия не использовались в данном чипе.

Эффективная генерация излучения разностной частоты осуществлялась в чипе, излучающем на длине волны λ_2 , поскольку более длинноволновое излучение с длиной волны λ_1 в нем не поглощается. Для уменьшения потерь на разностной частоте для данного чипа была использована подложка GaAs с невысокой концентрацией электронов $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, которая служила волноводом для излучения среднего ИК диапазона на разностной частоте.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Спектры лазерного излучения в среднем, ближнем ИК и видимом диапазонах исследовались с помощью дифракционного решеточного монохроматора МДР-23. Излучение на разностной частоте в среднем ИК диапазоне детектировалось широкополосным фотоприемником CdHgTe (полоса чувствительности 2÷12.5 мкм), охлаждаемым жидким азотом ($T = 77 \text{ К}$). При этом излучение ближнего ИК диапазона отсекалось с помощью фильтра из чистого Ge. Все измерения проводились при модуляции тока накачки лазеров меандром с частотой повторения 1 кГц (длительность импульса тока 500 мкс).

На рис. 1 приведен измеренный спектр излучения, генерируемого одним из двухчастотных лазеров в ближнем ИК диапазоне при токах накачки каждого чипа около 1А. На вставке на рис. 1 представлен спектр излучения в видимом диапазоне, в котором две крайние линии соответствуют излучению на удвоенных частотах двух лазерных чипов, а центральная линия - излучению на суммарной частоте. Измерения на суммарной частоте проводились для контроля эффективности нелинейного взаимодействия мод в лазере. Значительная интенсивность излучения на суммарной частоте свидетельствует об эффективности нелинейных процессов. На рис. 2 приведены измеренные спектры излучения в среднем ИК диапазоне. Положение обнаруженных спектральных линий соответствует рассчитанным разностным частотам. Оценка интегральной мощности линии излучения разностной частоты с максимумом около 8 мкм, сделанная путем сравнения с излучением черного тела, дает значение порядка 0.1 мкВт, что хорошо согласуется с результатами расчета. Мощность остальных линий была заметно меньшей. При выключении любого из лазерных чипов линия излучения на разностной частоте исчезает.

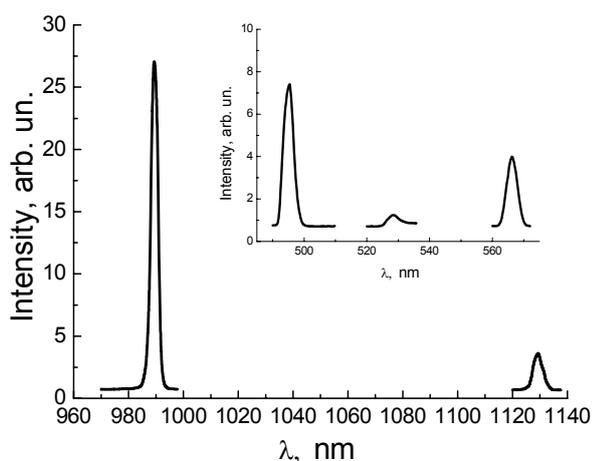


Рис. 1. Спектр лазерной генерации двухчастотного лазера. На вставке изображен спектр генерации удвоенных и суммарной частот

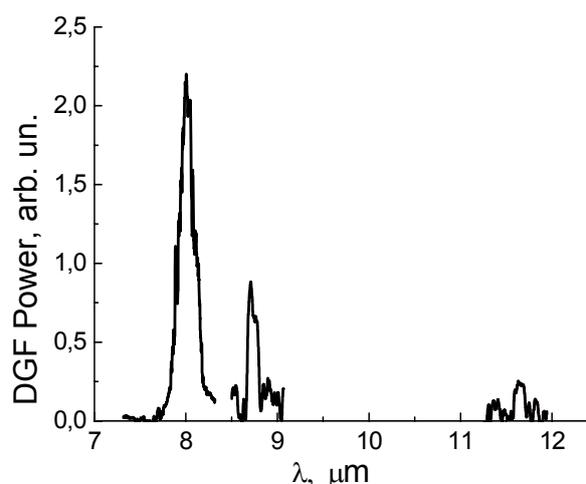


Рис. 2. Спектры генерации разностной частоты для двухчастотных лазеров. Спектр с максимумом излучения около 8 мкм получен в лазере с линиями генерации в ближнем ИК диапазоне $\lambda_1=1.130 \text{ мкм}$ и $\lambda_2=0.990 \text{ мкм}$,

спектр с максимумом около 8.75 мкм -
 $\lambda_1=1.107$ мкм и $\lambda_2=0.990$ мкм, спектр с
максимумом около 11.65 мкм - $\lambda_1=1.077$ мкм и
 $\lambda_2=0.990$ мкм

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-90054-Бел, № 07-02-00486, 07-02-12177-офи, 08-02-97034-р_поволжье), Президиума РАН (программа «Электромагнитные волны терагерцового диапазона»), Программы РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур», Президента РФ (МК-3344.2007.2), госконтракта Минобрнауки № 02.518.11.7031.

- [1] В.Я.Алешкин, А.А.Афоненко, Н.Б.Звонков. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
[2] M.Jager, G.I.Stegeman, et.al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 4139 (1996).
[3] A.A.Biryukov, V.Ya.Aleshkin, et.al. *Journal of Modern Optics*, **52**, 2323 (2005).
[4] А.А.Бирюков, Б.Н.Звонков и др. *ФТП*, **42**, 361 (2008).

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ INAs/AlSb С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Гавриленко В. И., Иконников А. В., Криштопенко С. С.,
Ластовкин А. А., Садофьев Ю. Г., Спирин К. Е., Orlita, М.*
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
*Лаборатория сильных магнитных полей, Гренобль, Франция
Терагерцовая оптика и спектроскопия, устный

Исследован циклотронный резонанс электронов в гетероструктурах InAs/AlSb с различными толщинами квантовых ям в квантующих магнитных полях. Полученные результаты сопоставляются с данными расчета уровней Ландау в рамках модели Кейна. Обнаружено проявление электрон-электронного взаимодействия в спектрах циклотронного резонанса.

Циклотронный резонанс (ЦР) является эффективным методом изучения зонной структуры и выявления спиновых эффектов в двумерных (2D) электронных системах. Гетеросистема InAs/AlSb вызывает большой интерес из-за своих уникальных свойств, позволяющих использовать ее для создания различных приборов¹⁻³. До настоящего времени практически все исследования ЦР проводились на структурах InAs/AlSb с толщиной КЯ 150 Å. В настоящей работе впервые были проведены исследования структур InAs/AlSb с шириной КЯ InAs 120, 150 и 180 Å (образцы С036, С040 и С038) в квантующих магнитных полях.

Исследуемые структуры выращивались методом МПЭ на подложках GaAs(100) с использованием буфера GaSb⁴. Измерения ЦР проводились в магнитных полях до 13 Т при $T = 2$ К. Имелась возможность изменять концентрацию 2D электронов путем освещения синим светом за счет эффекта отрицательной остаточной фотопроводимости. Концентрация электронов определялась из измерений магнитосопротивления в тех же условиях, что и при измерении ЦР.

C038. $n_s = 7,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

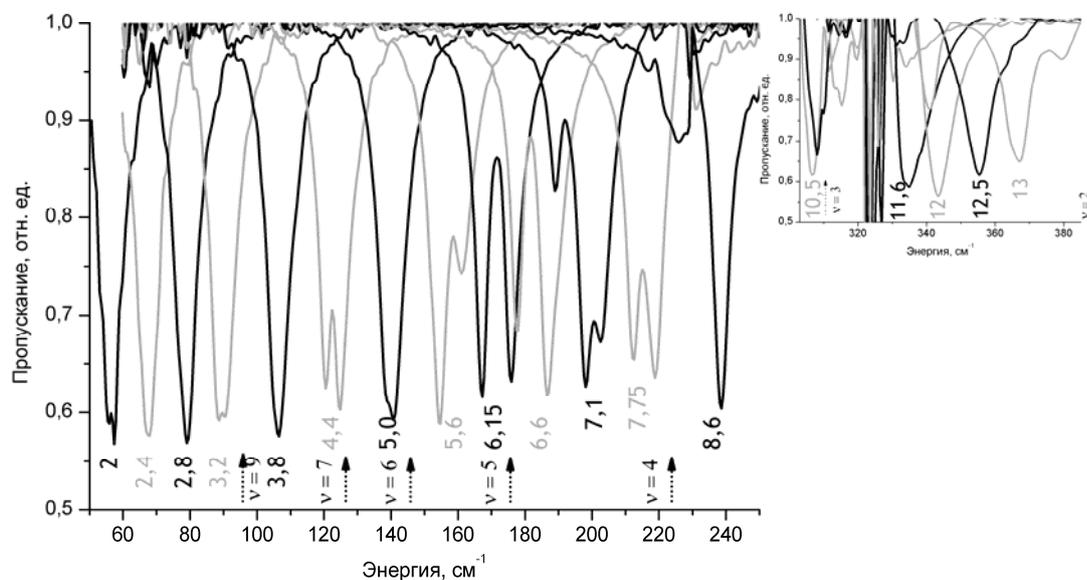


Рис. 1. Некоторые спектры ЦР в образце C038. Под линиями указаны значения магнитных полей в Теслах. Стрелками указаны поля, отвечающие целым факторам заполнения.

Для расчёта уровней Ландау решалась система самосогласованных уравнений Хартри с 8-зонным гамильтонианом Кейна⁵ с учётом эффектов деформации⁶.

Типичные спектры ЦР представлены на рис. 1. До настоящего времени значительное расщепление линий наблюдалось лишь вблизи нечетных значений фактора заполнения уровней Ландау ν ^{7, 8}, что типично для полупроводников с непараболической зоной проводимости. В настоящей работе удалось обнаружить расщепление спектра ЦР на 3 линии, которое наблюдается когда один из уровней Ландау заполнен частично. Так, для спектра на рис. 1 при $B = 7,1 \text{ Т}$ пик в 189 см^{-1} вызван переходом между уровнями Ландау $2^\uparrow \rightarrow 3^\uparrow$ (стрелками показана ориентация спина), в 198 см^{-1} — переходом $1^\downarrow \rightarrow 2^\downarrow$ и в 202 см^{-1} — переходом $1^\uparrow \rightarrow 2^\uparrow$.

C038. 180 Å.

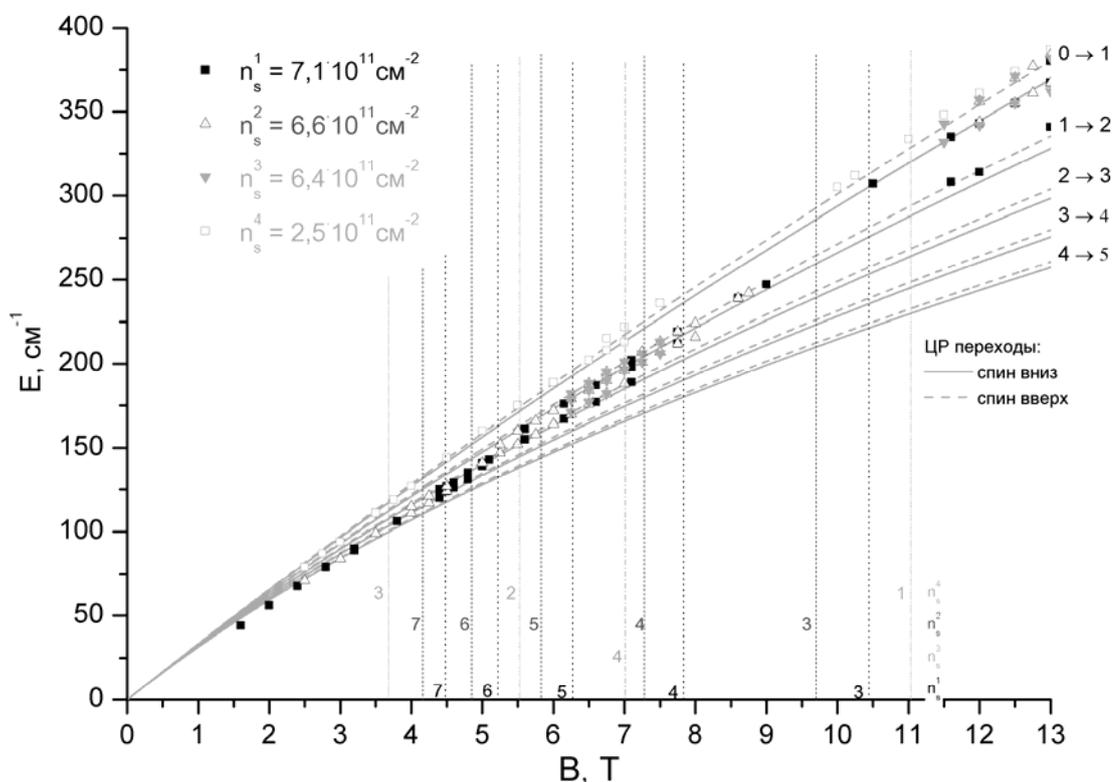


Рис. 2. Положение спектральных линий ЦР в образце C038 (символы) и рассчитанные энергии переходов между уровнями Ландау (линии). Вертикальными линиями указаны факторы заполнения для различных концентраций.

Положения остальных пиков в образце C038 при различных концентрациях носителей представлены на рис. 2. Также на рисунке представлены теоретически рассчитанные значения циклотронных переходов для КЯ 180 Å. Видно, что в целом наблюдается хорошее согласие экспериментальных и теоретических значений. Для других образцов с меньшей шириной квантовых ям соответствующие переходы сдвинуты в низкочастотную область, что связано с непараболичностью зоны проводимости. В работе обнаружен ряд особенностей ЦР, не укладывающихся в рамки одноэлектронного приближения. Во-первых, наблюдаемое расщепление линии ЦР вблизи четных ν значительно превышает расчетную величину (см. рис. 3) и эта разница сильно увеличивается с ростом магнитного поля. Это расщепление вызвано различием энергий циклотронных переходов между уровнями с одним номером, но с разным спином (т.е., разностью эффективного g-фактора для уровней Ландау с различными номерами). Во-вторых, в сильных магнитных полях, как видно из рис. 4, с уменьшением концентрации наблюдается возрастание энергии циклотронного перехода $0^\uparrow \rightarrow 1^\uparrow$ (при малой концентрации другие переходы уже не наблюдаются). Эти эффекты мы связываем с обменным электрон-электронным взаимодействием, которое в нарушение теоремы Кона может проявляться в спектрах ЦР носителей в непараболической зоне⁹.

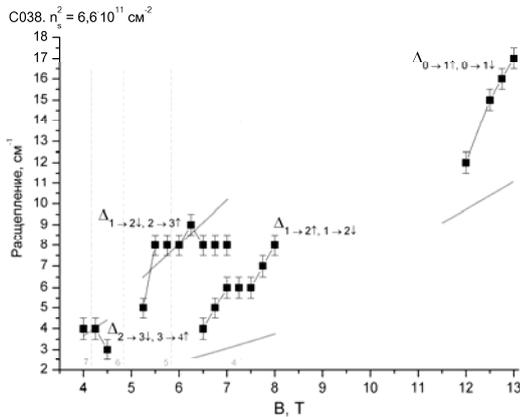


Рис. 3. Расщепление линий в спектрах ЦР в образце C038. Указаны соответствующие переходы. Линиями показаны рассчитанные значения расщеплений.

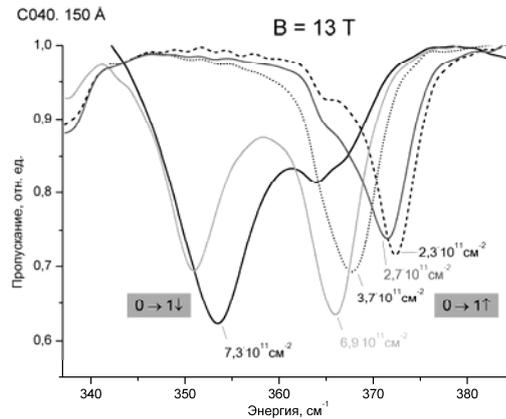


Рис. 4. Спектры ЦР в образце C040 измеренные при различных концентрациях при $B = 13$ Т.

Работа поддержана CRDF и Минобрнауки РФ (грант У5-Р-01-03), РФФИ (грант 07-02-01382) и РАН. Измерения в Гренобле выполнены при поддержке в рамках 6-ой рамочной программы ЕС: контракты RITA-СТ-2003-505474 (ref. SE0908).

6. K. Ohtani, H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 1003 (2003).
7. J. B. Boos, Nguyen et al., *Electronics Letters*, **23**, 1983 (1994).
8. Yu. G. Sadofyev et al., *Nanostructures: Physics and technologies: Proc. 10th Int. Symp.*, 57 (2002).
9. Yu. G. Sadofyev et al., *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1833, (2002).
10. E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids*, **1**, 249 (1957).
11. H.-R. Trebin et al. *Phys. Rev.*, **20**, 2, (1979).
12. J. Scriba et al., *Semicond. Sci. Tech.* **8**, S133 (1993).
13. M. J. Yang et al., *Phys. Rev. B*, **47**, 1681 (1993).
14. Asano K., Ando T., *Phys. Rev. B*, **58**, 1485 (1998).

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И РАДИОСКОПИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Князев Б.А.

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения
Российской академии наук, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Представлены результаты выполненных на Новосибирском лазере на свободных электронах экспериментов по визуализации изображений, радиоскопии и спектроскопии в терагерцовом диапазоне. Рассмотрены перспективы развития исследований и возможности их прикладных применений.

Вплоть до недавнего времени мощность источников терагерцового излучения лежала в интервале от нановатт до милливатт, а чувствительных многоэлементных детекторов не существовало. Изображения получали путем длительного (порой десятки минут) сканирования объекта сфокусированным терагерцовым лучом. Возможности для получения изображений в терагерцовом диапазоне существенно расширились с запуском импульсно-периодического Новосибирского лазера на свободных электронах (далее – ЛСЭ), на котором в диапазоне 1,35 – 2,5 ТГц достигнута максимальная средняя мощность генерации 500 Вт при частоте следования импульсов 11.2 МГц. В настоящее время идет запуск второго электронного канала и лазерного резонатора, который будет генерировать еще более мощное излучение в диапазоне 2.5 – 10 ТГц.

Для решения задач, связанных с получением терагерцовых изображений в реальном времени, были разработаны детекторы, использующие тепловой эффект излучения. Простейшим способом явилось измерение распределения температуры экранов с помощью термографа. Широкоапертурные измерения были обеспечены с помощью термочувствительного люминесцентного экрана с ПЗС-камерой в качестве регистратора. Для измерения абсолютной величины плотности мощности терагерцового излучения был создан термочувствительный интерферометр видимого диапазона на основе стеклянной пластинки. Нагрев плоско-параллельной стеклянной пластинки приводит к изменению длины оптического пути для пробного излучения видимого диапазона, пропорциональному локальной плотности энергии, поглощенной в пластинке. Существенным обстоятельством при этом является то, что изменение длины оптического пути не зависит от толщины нагретого слоя. Последняя, однако, должна быть достаточно мала, чтобы исключить поперечную термодиффузию и обеспечить хорошее пространственное разрешение.

Для записи изображений в реальном времени был использован также разработанный в Институте физики полупроводников СО РАН высокочувствительный неохлаждаемый матричный микроболометрический приемник (ММБП). Используя ЛСЭ и ММБП, была достигнута рекордная для терагерцового диапазона скорость записи изображений, равная 90 кадрам в секунду. Вследствие большой длины волны излучения, даже объекты с шероховатостью 20 – 40 мкм являются достаточно гладкими, и при освещении объектов лазерным излучением с малой расходимостью в изображении появлялись только те элементы поверхности объекта, зеркальное отражение от которых попадало в телесный угол оптической системы. При освещении объектов диффузно рассеянным излучением были впервые получены состоящие из спеклов изображения в терагерцовом диапазоне. Исследования статистических характеристик спекл-структур показало, что они подчиняются законам, полученным Гудменом и проверенным в видимом диапазоне. Получение изображений со спеклами позволяет расширить методы спекл-метрологии на терагерцовый диапазон. Выполнен демонстрационный эксперимент по косвенному дистанционному измерению параметров затухающих колебаний шероховатого образца методом терагерцовой спекл-фотографии.

Термочувствительный люминесцентный экран и ММБП были использованы для реализации схемы Теплера для исследований деформации объектов, прозрачных для терагерцового излучения. Были проведены эксперименты по получению голограмм и томограмм в терагерцовом диапазоне.

Способность ЛСЭ генерировать монохроматическое излучение, непрерывно перестраиваемое во всем диапазоне генерации, было использовано для создания терагерцового абсорбционного спектрометра, который обеспечивает удобную

работу с образцами, поглощение которых не слишком велико. Для исследования сильно поглощающих веществ и объектов был разработан однолучевой спектрометр нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Используя этот спектрометр, были проведены исследования целого ряда биологических субстанций, в том числе костных тканей здоровых и пораженных остеопорозом лабораторных крыс. Было экспериментально показано, что для получения надежных результатов измерения в НПВО-спектрометре нужно проводить при двух углах падения, а не при двух поляризациях. Разработан и изготовлен изображающий НПВО-спектрометр.

Результаты экспериментов показали, что разработанные измерительные системы и регистраторы терагерцового излучения открывают широкие перспективы для использования мощных источников терагерцового излучения в научных исследованиях и при решении прикладных задач. В качестве примера можно привести создание систем промышленного и таможенного контроля, систем безопасности, контроля качества в промышленности и производстве химических и биологических препаратов. Мощные терагерцовые системы могут быть использованы также для моделирования действия радаров. Перспективными направлениями являются также медицинская диагностика поверхностей (ожоги, опухоли, зондирующая интроскопия), а возможно и терагерцовая лазерная хирургия и терапия.

КАСКАДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПОПЕРЕЧНОЙ ГРУППОВОЙ ЗАДЕРЖКОЙ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Степанов А. Г.

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Россия

Терагерцовая оптика и спектроскопия, устный доклад

Мы представляем результаты численного моделирования каскадной генерации терагерцового излучения при распространении фемтосекундных лазерных импульсов с поперечной групповой задержкой в кристалле $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$. Обсуждается возможность генерации с квантовой эффективностью более 100%.

В настоящее время электромагнитное излучение с частотой, лежащей в терагерцовом ($1 \text{ ТГц} = 10^{12} \text{ Гц}$) диапазоне ($0.1 - 20 \text{ ТГц}$), находит применение в различных областях науки, промышленности и медицины. Особо следует отметить потенциальные возможности использования ТГц излучения в целях безопасности и предотвращения терроризма. Одним из наиболее интригующих научных приложений ТГц излучения является нелинейная спектроскопия. В отличие от видимого и ближнего ИК диапазонов, где опубликовано огромное количество исследований по нелинейной оптике и спектроскопии, на сегодняшний день известно около 10 публикаций по нелинейной спектроскопии в диапазоне ТГц частот. Экспериментальные данные по нелинейной спектроскопии в области ТГц частот представляют большой интерес, поскольку характерные энергии многих фундаментальных явлений, происходящих в конденсированных средах, таких как колебания кристаллической решетки, переходы между возбужденными состояниями экситонов в полупроводниковых сверхрешётках и квантовых точках, электрон-

фононное взаимодействие в сверхпроводниках и другие, лежат в области ТГц частот. В тоже время, нелинейная ТГц спектроскопия позволяет получить информацию, которая является труднодоступной для методов традиционной спектроскопии. Небольшое число работ по нелинейной ТГц спектроскопии обусловлено отсутствием относительно компактных и недорогих источников ТГц излучения с пиковой мощностью, достаточной для наблюдения нелинейных эффектов. Большая часть предыдущих исследований по нелинейной ТГц спектроскопии была выполнена с помощью источников ТГц излучения, основанных на использовании релятивистских электронных пучков получаемых в ускорителях. Данные источники позволяют получать ультракороткие (т.е. состоящие из одной или нескольких осцилляций) ТГц импульсы с энергией до 100 мкДж [1], вместе с тем большие размеры и высокая стоимость таких источников существенно ограничивают область их применения.

Существует несколько методов генерации ТГц импульсов, основанных на использовании фемтосекундных ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) лазеров [2], которые, по сравнению с ускорителями, имеют существенно меньшие размеры и стоимость. Ультракороткие ТГц импульсы с наиболее высокими энергиями (10 мкДж [3]), в данном случае, позволяет получить метод оптического выпрямления тераваттных фемтосекундных импульсов с поперечной групповой задержкой в кристалле ниобата лития [4]. Эффективность преобразования энергии фемтосекундного лазерного импульса в энергию ТГц импульса в работе [3] составляла 0.0006, что соответствует квантовой эффективности (отношение числа квантов в лазерном импульсе накачки к числу квантов в ТГц импульсе), равной 40%. В представляемом докладе обсуждаются методы дальнейшего увеличения коэффициента преобразования энергии фемтосекундных лазерного импульсов в энергию ТГц излучения. В частности, рассматривается возможность генерации ТГц излучения с квантовой эффективностью превышающей 100% за счёт каскадных нелинейно-оптических процессов.

Каскадные нелинейно-оптические процессы известны достаточно давно [5]. Впервые возможность генерации ТГц излучения с квантовой эффективностью превышающей 100 %, предел за счёт каскадных нелинейно-оптических процессов рассматривалась в теоретической работе М. Кронинг-Голомба (М. Croning-Golomb) из Массачусетского Технологического Института [6]. В работе [6] численно решалась система дифференциальных уравнений, полученная из классических уравнений Максвелла, в результате использования общепринятых в нелинейной оптике предположений. Рассматривался случай, когда на кристалл, обладающий нелинейной восприимчивостью второго порядка, падают две монохроматические волны ИК диапазона. Появление ТГц излучения описывалось как нелинейно-оптический процесс генерации разностной частоты. В отличие от других работ, где генерация разностных частот исследовалась численными методами, в работе [6], помимо генерации разностной частоты двух волн падающих на кристалл, учитывалась возможность генерация суммарных и разностных частот в результате смешения ИК и ТГц волн. В результате было сделано недвусмысленное заключение, что так называемый квантовый предел (100% квантовая эффективность) или предел Менли-Роу может быть преодолен. Немного позднее, аналогичное заключение было сделано в теоретической работе К. Водопьянова [7]. В 2007 года была опубликована теоретическая работа японских учёных из университета города Цукуба [8], где подробно исследовалась каскадная генерация ТГц излучения при оптическом выпрямлении лазерных импульсов длительностью 150 фс в кристалле ZnTe.

Справедливости ради следует отметить, что нам пока неизвестно ни одной экспериментальной работы, где была бы явно продемонстрирована генерация ТГц излучения с эффективностью превышающей квантовый предел.

Недавно нами было экспериментально показано, что высокоэффективная генерация ТГц излучения методом оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов с поперечной групповой задержкой в кристалле ниобата лития приводит к существенной трансформации спектра лазерного импульса [9]. Более того, мы предложили метод оценки эффективности генерации ТГц излучения, основанный на анализе наблюдавшихся изменений спектра лазерного импульса [9]. Следуя данному методу, нами была получена квантовая эффективность генерации ТГц излучения, равная 140% [10]. В настоящем докладе представляются результаты исследования каскадной генерации ТГц излучения методом численного моделирования. В отличие от предыдущих работ нами рассматривается генерация ТГц излучения спектрально-ограниченными лазерными импульсами с длительностью 40 фс и, соответственно, шириной спектра 8 ТГц. Предполагается, что условие фазового синхронизма, которое достигается с помощью поперечной групповой лазерного импульса, обеспечивает эффективную генерацию ТГц излучения со средней частотой 1 ТГц. Таким образом спектральная ширина лазерного импульса в 8 раз превышает среднюю частоту ТГц излучения, что позволяет нам говорить о случае резонансной каскадной генерации.

15. Y. Shen, et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 043901(4), (2007).
16. K. Reimann, *Rep. Prog. Phys.* **70**, 1597-1632, (2007).
17. K.-L. Yeh, et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 171121(3), (2007).
18. J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, J. Kuhl, *Opt. Express* **10**, 1161-1166, (2002).
19. E.A. Golovchenko et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1626-1632, (1991).
20. M. Cronin-Golomb, *Opt. Lett.* **29**, 2046-2048, (2004).
21. K.L. Vodopyanov, *Optics Express* **14**, 2263-2276, (2006).
22. T. Hattori, K. Takeuchi, *Opt. Express* **15**, 8077-8093, (2007).
23. А.Г. Степанов, и др., *Письма в ЖЭТФ* **85**, 279-282 (2007).
24. A.G. Stepanov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin, *Proc. SPIE* **6729**, 9-15, (2007).

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В СЭНДВИЧ-СТРУКТУРЕ С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ LiNbO₃

Бодров С.Б.*, Степанов А.Н.*, Шишкин Б.В.*, Иляков И.Е.*,
Ахмеджанов Р.А.*, Бакунов М.И.**

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

**Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

Продемонстрирована эффективная генерация терагерцового (ТГц) излучения в новой схеме оптико-терагерцовой конверсии фемтосекундных лазерных импульсов. В данной схеме импульсы Ti:Sa лазера фокусировались цилиндрической линзой в планарную сэндвич-структуру, состоящую из стеклянной подложки, слоя LiNbO₃ и кремниевой призмы. При выпрямлении оптического излучения в слое

LiNbO₃ наводилась нелинейная поляризация, излучающая черенковский конус ТГц волн в кремниевую призму. Вывод ТГц излучения осуществлялся через скошенную поверхность призмы. Были исследованы временная форма и спектр генерируемого ТГц сигнала, а также зависимость энергии ТГц излучения от энергии лазерных импульсов. При энергии накачки 100 мкДж, длительности оптического импульса 200 фс и толщине слоя LiNbO₃ 50 мкм энергия генерируемого ТГц излучения составила ~100 нДж, что соответствует эффективности оптико-терагерцовой конверсии ~0.1%.

Оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических средах широко используется для генерации терагерцового излучения. Однако существующие экспериментальные схемы на основе данного метода обладают низкой энергетической эффективностью оптико-терагерцовой конверсии. Наиболее популярной является схема синхронизованной генерации, когда выполняется равенство групповой скорости лазерного импульса и фазовой скорости ТГц излучения. Например, для излучения Ti:Sa лазера такое условие обеспечивается в кристалле ZnTe. Однако ввиду сильного двухфотонного поглощения накачки при больших интенсивностях, а также поглощения генерируемого ТГц излучения в ZnTe, данный кристалл не позволяет достичь эффективности больше, чем¹ $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$.

В случае, когда в электрооптическом кристалле невозможно выполнить условие синхронизма, например в кристалле LiNbO₃, было предложено² использовать структуры с переменным знаком поляризуемости (PPLN), что позволяет организовать условие квази-синхронизма между оптической накачкой и ТГц излучением. При использовании периодически поляризованных слоев LiNbO₃ и охлаждении до криогенных температур (для уменьшения поглощения генерируемого ТГц излучения) была получена эффективность конверсии³ $\sim 10^{-5}$. Другой способ достижения синхронизма в кристаллах, где не выполняется условие синхронизма, – использование специально профилированных лазерных импульсов, у которых фронт интенсивности наклонен к фазовому фронту⁴. При распространении в пространстве скорость вдоль нормали к фронту интенсивности такого импульса меньше групповой скорости, соответственно, в этом же направлении возможно создание условия синхронизованного возбуждения ТГц излучения. Рекордная эффективность преобразования, $6 \cdot 10^{-4}$ была получена⁵ в этой схеме при использовании кристалла LiNbO₃ и энергии накачки 16 мДж.

Недавно нами была предложена новая схема генерации ТГц излучения⁶, в основе которой лежит механизм черенковского излучения ТГц волн фемтосекундными лазерными импульсами, распространяющимися вдоль планарной сэндвич-структуры с нелинейной сердцевиной и кремниевой призмой для вывода ТГц излучения. Теоретические расчеты предсказывали эффективность конверсии порядка и более 1%. В настоящей работе экспериментально исследована генерация ТГц излучения в такой схеме и продемонстрировано рекордная эффективность оптико-терагерцовой конверсии порядка 10^{-3} .

На Рис.1 приведена схема эксперимента. Фемтосекундные импульсы с лазерной установки (центральная длина волны 800 нм, длительность 50 фс, максимальная энергия в импульсе 2 мДж, частота повторения 1 кГц) фокусировались цилиндрической линзой на входной торец тонкой пластины LiNbO₃, приклеенной к стеклянной подложке. К верхней поверхности пластины для вывода ТГц излучения

была приложена призма из высокочистого кремния. При распространении оптического излучения в слое LiNbO_3 в результате оптического выпрямления в области огибающей импульса наводилась нелинейная поляризация, которая излучала черенковский конус ТГц волн в кремниевую призму. Вывод ТГц излучения осуществлялся через скошенную поверхность призмы. Форма генерируемого терагерцового сигнала, а также его спектр измерялись методом электро-оптического сканирования. Для измерения энергии использовался болометр (QMC Instruments). Абсолютная калибровка болометра в импульсном режиме измерения энергии была нами осуществлена с помощью СВЧ импульсов (центральная частота ~ 100 ГГц, длительность 30-40 нс), длительность которых была много меньше времени отклика болометра.

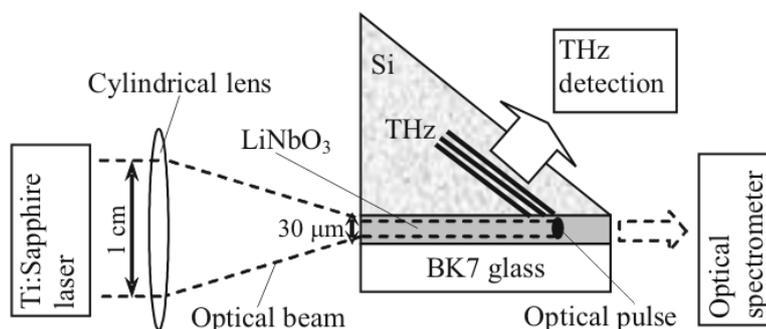


Рис. 1. Схема генерации

Характерная форма ТГц сигнала и спектр приведены на Рис. 2. Временная форма содержит несколько колебаний, спектр терагерцового излучения лежит в диапазоне до 2 ТГц. На Рис. 3 приведена зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерного импульса для двух длительностей лазерного импульса 50 и 200 фс. Как следует из приведенных данных, в предлагаемой схеме достигается высокая эффективность генерации терагерцового излучения $\sim 10^{-3}$.

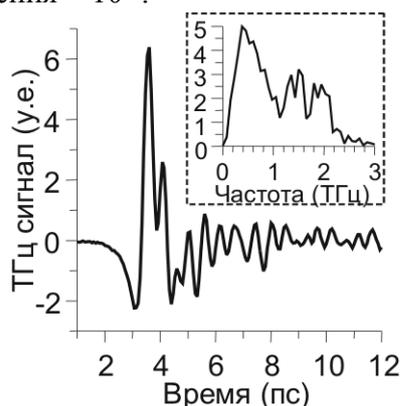


Рис. 2. Измеренные форма терагерцового сигнала и его спектр

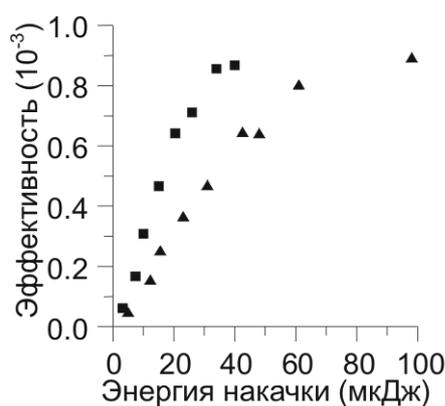


Рис. 3. Зависимость эффективности генерации ТГц излучения от энергии накачки для 50 мкм пластины LiNbO_3 при длительностях лазерного импульса 50 фс (квадраты) и 200 фс (треугольники)

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована эффективная генерация черенковского терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в новой схеме оптико-терагерцовой конверсии, содержащей сэндвич-структуру, нелинейным элементом в которой является кристалл LiNbO_3 .

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-02-00988 и № 08-02-92216, а также гранта Президента РФ № МК-3749.2008.2 и гранта некоммерческого фонда «Династия».

25. F. Blanchard, L. Razzari, H.-C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J.-C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H.F. Tiedje, H.K. Haugen, F.A. Hegmann, *Opt. Express*, **15**, 13212, (2007).
26. Y.-S. Lee, T. Meade, V. Perlin, H. Winful, T.B. Norris, A. Galvanauskas, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2505, (2000).
27. Y.-S. Lee, T. Meade, M. DeCamp, H. Winful, T. B. Norris, A. Galvanauskas, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 1244, (2000).
28. J. Hebling, G. Almasi, I. Kozma, J. Kuhl, *Opt. Express*, **10**, 1161, (2002).
29. K.-L. Yeh, M.C. Hoffmann, J. Hebling, K.A. Nelson, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 171121, (2007).
30. S.B. Bodrov, M.I. Bakunov, A.V. Maslov, S. Liu, *Conference Digest of the Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimetre Waves, and 15th International Conference on Terahertz Electronics, Cardiff, UK, 3-7 September*, **1**, 194-195, (2007).

ИЗМЕРИТЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО, ИНФРАКРАСНОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Власенко М.Г., Князев Б.А., Черкасский В.С.*

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения
Российской академии наук, Новосибирск, Россия

*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Радиометр, основанный на интерферометре из плоскопараллельной пластины и вспомогательного лазера видимого диапазона, позволяет проводить измерения распределения абсолютной плотности мощности в ультрафиолетовом, инфракрасном и субмиллиметровом излучении в режиме реального времени. Предложен алгоритм для "автоматической" обработки данных. Для устранения дополнительных неопределенностей, связанных с неоднородностью пластины, проводится дополнительное измерение распределения мощности света в лазерном пучке путем замены стеклянной пластины плоским зеркалом. При вычислении абсолютной величины фазы в каждой точке неопределенность снимается за счет дополнительной информации – фаза в каждой точке не убывает.

Принцип работы термочувствительного интерферометрического радиометра описан в статье¹. В ней показано, что нагрев плоско-параллельной стеклянной пластинки приводит к изменению длины оптического пути для пробного излучения видимого диапазона, пропорциональному локальной плотности энергии, поглощенной в пластинке. Существенным обстоятельством при этом является то, что изменение длины оптического пути не зависит от толщины нагретого слоя. Последняя, однако, должна быть достаточно мала, чтобы исключить поперечную термодиффузию и обеспечить хорошее пространственное разрешение. В работе², в

которой измерялись тепловые потоки в газодинамических экспериментах, было показано, что локальное изменение оптической толщины пластинки прямо пропорционально поглощенной плотности энергии и не зависит от толщины прогрева. Этот факт может быть использован для абсолютных измерений распределения плотности мощности излучения, для которого пластинка не прозрачна.

В работе² была проведена проверка принципа измерения и обработки при определении распределения плотности мощности по сечению пучка терагерцового лазера на свободных электронах. Было показано, что термочувствительный интерферометр может служить измерителем абсолютных значений распределения плотности мощности терагерцового излучения. При обработке интерферограмм, однако, возникали типичные проблемы, связанные с корректностью восстановления знака изменения фазы и с определением сдвига фазы на крыльях распределения, связанные в частности с отклонениями пластинки от параллельности.

При выводе формулы для интерференции плоской волны, падающей на «плоскопараллельную пластину», получено выражение, которое позволяет учитывать как непараллельность самой пластины, так и распределение амплитуды по сечению падающего пучка. Проведение 2-х измерений, в одном из которых второй плоскостью пластины является зеркало, позволяет экспериментально исключить из рассмотрения непараллельность пластины. Полученное выражение для сдвига фазы в каждой точке сечения как функция координат и времени записывается в виде

$$\Delta = \arccos \left[\frac{r^2(1-r^2)^2 I_0(\xi', \eta') + r^2 I_0(\xi' + \Delta\xi', \eta) - I(\xi', \eta'; t)}{2r^2(1-r^2) \mathbf{E}_{00}(\xi', \eta') \cdot \mathbf{E}_{00}(\xi' + \Delta\xi', \eta')} \right] - \Phi_0. \quad (1)$$

В формуле (1) все приведенные величины – экспериментально измеряемые, а величина начальной фазы Φ_0 выбирается такой, чтобы в каждой точке в начальный момент времени искомая фаза равнялась нулю (нагревание еще не происходило). К сожалению, полученная формула годится для вычисления абсолютного значения фазы (а, следовательно, и для определения потока энергии) только для малых значений времени или при очень медленном нагреве. Дело в том, что функция **Arccos** определяет угол только в диапазоне от 0 до π . Лучше всего эту проблему пояснить рисунком.

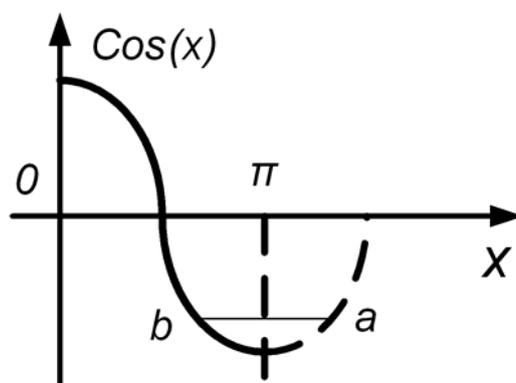


Рис. 1. Определение фазы по значению ее косинуса

При определении фазы по приведенной формуле мы правильно определяем фазу пока она меньше π . Как только x становится больше π , мы получаем с помощью функции **Arccos** значение меньше π . Из этого рисунка следует правило определения фазы, если мы знаем, как в нашем случае, что она может только

увеличиваться со временем (при нагревании) или только уменьшается (при остывании). Как только фаза, вычисленная по формуле (1) в следующий момент времени становится меньше предыдущего значения, необходимо откорректировать выражение (1) с помощью формулы

$$\tilde{\Delta} = 2\pi - \Delta - 2\Phi_0. \quad (2)$$

Для проверки этого алгоритма была разработана тестовая программа, которая по заданному закону изменения $\Delta(t)$ строила последовательность интерферограмм, которые записывались в файлы. После этого производилось считывание файлов в описанной выше последовательности и производилась обработка результатов, которые представлены на рис.2.

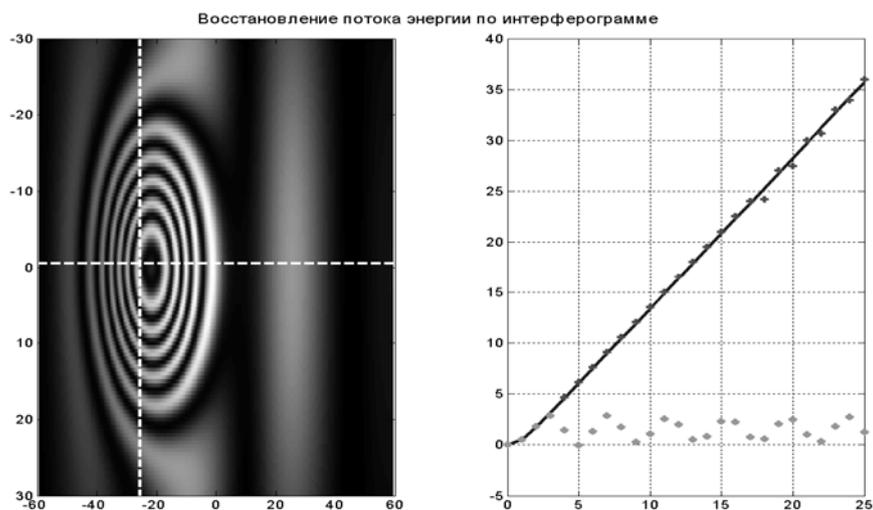


Рис. 2. Восстановление потока энергии по интерферограмме. Слева – интерферограмма. Справа – теоретическая (модельная) зависимость показана сплошной линией, крестиками – восстановленное распределение, звездочками – распределение, полученное без корректировки

Из рисунка 2 видно, что предложенный алгоритм оказался вполне работоспособным, во всяком случае, при обработке модельных данных.

31. М.П. Голубев, А.А Павлов., Ал.А. Павлов, А.Н Шиплюк, *Прикл. мех. техн. физ.*, **44**, №4, 174-186, (2003).

32. Н.А. Винокуров, Б.А. Князев, Г.Н. Кулипанов и др., *ЖТФ*, **77**, 91-100, (2007).

ДИФРАКЦИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТГЦ ИМПУЛЬСОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ И РЕШЁТКАХ

Назаров М.М., Шкуринов А.П., Мукина Л.С., Котаз Ж.-Л.*, Габори Г.*, Прудников И.Р.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Москва, Россия.

*Университет Савойи, Шамбери, Франция

Изучены процессы дифракции короткого (всего из полутора периодов колебания поля) импульса во временном и спектральном представлении, найдены оптимальные параметры для возбуждения поверхностного ТГц

плазмона, Измерены длина распространения, длительность и время жизни такого плазмона. Исследовано распространение импульсов поверхностных плазмонов на терагерцовой частоте через неоднородности поверхности. Изучены элементы («зеркало», решётка, «линза») плазмонной оптики.

Поверхностные плазмоны обладают высокой чувствительностью к свойствам поверхности, так как напряжённость их электромагнитного поля максимальна именно на поверхности, а свойства поверхности существенно влияют на условия возникновения, время жизни и спектр плазмонов¹. Для эффективного возбуждения поверхностного плазмона электромагнитным излучением необходимы специальные устройства из металла, позволяющие скомпенсировать расстройку длин волновых векторов плазмона и падающего излучения – призма либо дифракционная решётка. По сравнению с оптическим диапазоном затухание в металле для плазмонов в ТГц диапазоне на 4-6 порядков меньше².

Кроме приложений для спектроскопии тонких плёнок и передачи информации, плазмоны представляют фундаментальный интерес как волны пониженной размерности (фактически двумерные, локализованные на поверхности), необходимо исследовать как плазмоны отражаются, преломляются при прохождении, стыка двух разных поверхностей, как можно сфокусировать пучок плазмонов, как меняется фаза плазмона и к чему это приведёт для случая коротких импульсов. Чтобы ответить на эти вопросы, экспериментальные исследования в ТГц диапазоне наиболее перспективны (в видимом диапазоне – сильное затухание плазмонов, в микроволновом – слишком большие масштабы).

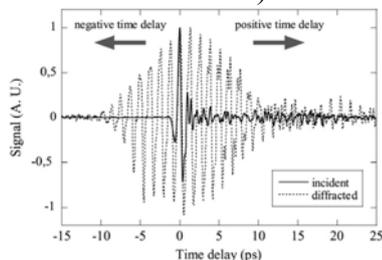


Рис. 1. Дифрагированный сверхкороткий импульс

Для генерации и детектирования сверхкоротких терагерцовых импульсов в нашей работе используются фемтосекундных лазерные импульсы и нелинейно-оптические кристаллы либо полупроводники. Измеряется поле импульса как функция времени (Рис. 1 а)), далее преобразованием Фурье переходим в спектральное представлено. Для преобразования излучения в поверхностную волну и обратно используется гофрированная поверхность алюминия. Правда, при этом спектральная ширина фазового синхронизма много меньше ширины спектра падающего импульса. Меняя угол падения излучения, легко перестраивать частоту возбуждения плазмона³.

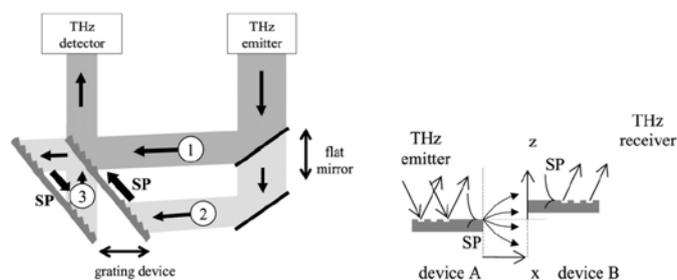


Рис. 2. а) схема для измерения возбуждения плазмона (1) и его распространения вперёд (2) и назад (3), б) схема преодоления плазмоном разрыва поверхности

Для исследования динамики возбуждения и излучения плазмона мы используем оконное преобразование Фурье, позволяющее вычислять «мгновенный» спектр, получать частотно-временное распределение сигнала⁴. Численное моделирование (основанное на векторном решении уравнений Максвелла) качественно описывает полученные экспериментальные данные и позволяет уточнить или предсказать детали недоступные в эксперименте. Очень информативным для эксперимента оказался метод регистрации излучения плазмона после его распространения по поверхности, при его дифракции на удалённой решётке (Рис. 2 а)).

Первое плазмонное зеркало создано на основе брэгговской решётки – подобран период решётки таким образом, чтобы отражённые от соседних зубцов плазмоны интерферировали конструктивно, а прошедшие - деструктивно. Показано, что решётка с эллиптической формой штрихов образует поверхностную линзу. Экспериментально исследовано прохождения плазмона через разрыв в металлической поверхности, через ступеньку на поверхности (Рис. 2 б)), изучено отражение от линейного препятствия.

Кроме того используется другая возможность локализовывать поле ТГц импульса на поверхности – полное внутренне отражение в кремниевой призме. Данный способ перспективен не только для возбуждения плазмонов и измерения тонких плёнок, но и для спектроскопии отражения сильно поглощающих веществ, в частности водных растворов биологических молекул.

- 1) M. Nazarov, F. Garet, D. Armand, A. Shkurinov J.-L. Coutaz, *Comptes Rendus Physique*, **9**, 232-247 (2008)
- 2) M. Nazarov, J.-L. Coutaz, A. Shkurinov, F. Garet, *Optics Communications*, **277**, 33–39, (2007).
- 3) L.S. Mukina, M.M. Nazarov and A.P. Shkurinov, *Surface Science*, **600**, 4771-477 (2006)
- 4) M. M. Nazarov, L. S. Mukina, A. V. Shuvaev, D. A. Sapozhnikov, A. P. Shkurinov, V. A. Trofimov, *Laser Phys. Lett.* **2**, 471–475 (2005)

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РЕАКЦИИ ЖИВЫХ СИСТЕМ РАЗНОГО УРОВНЯ ОРГАНИЗАЦИИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ЧАСТИ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

Федоров В.И.

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Доклад посвящен рассмотрению особенностей реагирования макромолекул, изолированных клеток и клеточных систем, одноклеточных и многоклеточных организмов на электромагнитное излучение низкочастотной части терагерцевого диапазона.

Некоторое время назад автор этих строк писал о том, что электромагнитное излучение субмиллиметрового диапазона (0,1...1 мм) является белым пятном в наших представлениях о влиянии электромагнитных полей на живые системы¹. Десятилетием ранее примерно также писали и другие авторы. Подробные цитаты можно прочесть в нашем обзоре².

Исследование этого вопроса в течение нескольких лет (особенно интенсивно в последние годы) показало, что это излучение, соответствующее низкочастотной части терагерцевого диапазона (0,3...6 ТГц), влияет на биологические системы. Зарегистрированы реакции на молекулярном, клеточном и организменном уровнях. К настоящему времени накопилась некоторая критическая масса экспериментальных данных, что позволяет в первом приближении представить закономерности реакции живых систем разного уровня организации на излучение этого диапазона. Рассмотрение этих закономерностей составляет содержание доклада.

Молекулярный уровень. Биополимеры (одноцепочечные белки и нуклеиновые кислоты) реагируют на излучение низкочастотной части терагерцевого диапазона изменением конформации. Эффект выражается в изменении амплитуды спектра поглощения вещества в УФ диапазоне и спектра кругового дихроизма, соотношения доли спирализованной и складчатой структур, интенсивности индуцированной флуоресценции, энзиматической активности у ферментов, степени связывания с лигандом и степени тушения флуоресценции лигандом у транспортных белков. Реакция дозозависима. Степень выраженности изменений пропорциональна времени экспозиции и мощности излучения.

Изменения в амплитуде УФ и КД спектров, индуцированные облучением, не исчезают в течение нескольких часов у лиофилизированных препаратов и после растворения их в воде. Реакция более выражена у биополимеров с большей молекулярной массой. На амплитуду УФ и КД спектров мономеров излучение не влияет. Белки со сложной организацией реагируют изменением прочности связи протетической группы с глобулой, направленность которого зависит от длины волны излучения.

Клеточный уровень. На излучение низкочастотной части терагерцевого диапазона реагируют различные типы клеток за исключением покровных. Реакция изолированных клеток проявляется на мембранном (изменение проницаемости, осмотической устойчивости, структуры мембраны) и ядерном (изменение частоты митозов, интенсивности синтеза ДНК) уровнях. Реакция проявляется только при определенных длинах волн излучения.

Излучение вызывает разнонаправленные ответы: у одной части облученных клеток происходит ухудшение функционального состояния, у другой части - его усиление. Так, среди облученных лимфоцитов наблюдается повышение процента нежизнеспособных клеток и усиление спонтанной и митоген-индуцированной пролиферативной активности у остальных. Направленность изменения зависит от дозы облучения. Так, способность сенсibilизированных клеток селезенки к выработке гемолизирующих антител к эритроцитам барана при малых дозах облучения растёт, при больших – падает.

Реакция клеток на излучение зависит от исходного функционального состояния. Так, иммунокомпетентные клетки селезенки с пониженной миграционной способностью в присутствии стафилококкового антигена реагируют усилением миграции, клетки с исходно повышенной способностью – торможением миграции.

Клетки проявляют различную реакцию на излучение в разных стадиях одного и того же процесса. Так, реакция мембраны нейрона на облучение во время процесса регенерации нейронной сети на стадии формирования аксонного корешка отличается от реакции на облучение на стадии сформированного корешка.

При совместном облучении клеток разных типов, функционально связанных между собой, на реакцию клеток оказывает влияние межклеточное взаимоотношение. Так реакция лимфоцитов на облучение различна в присутствии или отсутствии моноцитов. **Организменный уровень.** На излучение низкочастотной части терагерцевого диапазона реагируют микроорганизмы, насекомые, млекопитающие, растения. У бактерий, как и у эукариотических клеток, наблюдаются разнонаправленные ответы: у одной части клеток облученной колонии происходит ухудшение функционального состояния, у другой части - его усиление. Так, облучение культуры дизентерийной палочки приводит к угнетению митозов и гибели части клеток и параллельно появлению многоядерных клеток и клеток с увеличенными размерами ядра.

Влияние излучения на ядерном уровне проявляется также в изменении активности генов и в фенотипическом полиморфизме, проявляющееся, в частности, в том, что после облучения изменяется соотношение различных форм колоний и соотношение субпопуляций в пределах колонии.

На излучение низкочастотной части терагерцевого диапазона реагирует генетическая система и у многоклеточных организмов. Реакции многообразны. Так, излучение снижает частоту спонтанных соматических мутаций у личинок дрозофил.

У взрослых насекомых, выросших из облученных личинок, и у растений, выросших из облученных семян, излучение приводит к варьированию фенотипических (морфологических и биохимических) признаков (у растений - вплоть до пятого поколения). Характерно как повышение плодовитости (у растений - урожайности), так и проявление стерильности и появление рецессивных мутаций. Реакция растений на облучение проявляется также в ускорении периодов прорастания семян, роста и созревания.

Как и при облучении отдельных клеток, эффект облучения организмов проявляется в зависимости от фазы биологического процесса. Так, излучение снижает частоту индуцированных гамма-облучением соматических мутаций у личинок дрозофил, но только на начальной пострадиационной стадии. У лабораторных крыс с экспериментальным дефектом бедренной кости излучение стимулирует репаративный процесс, но только на стадии формирования костного регенерата, на стадии минерализации облучение замедляет репаративный процесс, на стадии сформированного регенерата реакция отсутствует.

У млекопитающих на излучение реагируют нервная (реакция избегания, смещение двигательной активности и состояние тревожности у мышей), эндокринная (изменение содержания кортикостероидных гормонов в крови) и иммунная (изменение уровня лимфоцитов и нейтрофилов в крови, массы вилочковой железы и селезенки) системы.

Как и при облучении отдельных клеток, направленность реакции физиологических систем на организменном уровне в ответ на облучение зависит от дозы. Так, изменения функциональных показателей эндокринной и иммунной систем у крыс были противоположно направлены при малых и больших дозах облучения.

Таким образом, организмы растений и животных реагируют на излучение низкочастотной части терагерцевого диапазона как на уровне центральных

регуляторных систем (нервной, эндокринной, иммунной), так и на генетическом уровне. При этом наблюдаются фенотипические изменения, проявление которых носит у разных особей противоположную направленность. Это свидетельствует о влиянии излучения на генетический аппарат, выражающемся в экспрессии генов и индуцировании мутаций.

Изложенный материал демонстрирует, что реакция живых систем на излучение низкочастотной части терагерцевого диапазона имеет место на всех уровнях организации: молекулярном, клеточном и организменном и проявляется в изменении функционального состояния физиологических систем, генетического аппарата, клеточных мембран и макромолекул.

Что же касается физических механизмов этого воздействия, то сегодня можно только рассуждать об этом, оперируя общеизвестными понятиями. Изучение конкретных механизмов - предмет специального исследования, к которому физика пока не готова.

1. В.И.Федоров, А.С.Погодин, Т.Д.Дубатолова, А.В.Варламов, К.В.Леонтьев, А.Г.Хамоян, *Биофизика*, **46**, № 2, 298-302, (2001).
2. В.И.Федоров, С.С.Попова, *Миллиметровые волны в биологии и медицине*, № 2, 3-19, (2006).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ТЕНДЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaAs/GaAsP, InGaAs/GaAsP

Гавриленко В.И., Антонов А.В., Гавриленко Л.В., Морозов С.В., Козлов Д.В., Маремьянин К.В., Курицын Д.И., Жолудев М.С.
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

В настоящей работе исследовалась примесная фотопроводимость гетероструктур p - $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$, n - $\text{GaAs}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$. Впервые обнаружены линии, связанные с возбуждением мелких акцепторов в слоях твердого раствора InGaAs и определены времена релаксации примесной фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами n - $\text{GaAs}/\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$

До настоящего времени исследования резонансной примесной фотопроводимости ограничивались гетероструктурами, в которых квантовые ямы реализовывались в слоях чистого материала (элементарного полупроводника или двойного соединения), а барьеры - в слоях твердого раствора. В данной работе исследовалась гетероструктура $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ с 30 квантовыми ямами InGaAs шириной 183 Å разделенными барьерами GaAsP толщиной 170Å, выращенной изоморфно на подложке полуизолирующего GaAs(001) методом газофазной эпитаксии при атмосферном давлении. В такой структуре слои InGaAs оказываются дуосно сжатыми в плоскости роста структуры, а слои GaAsP – дуосно растянутыми. Квантовые ямы InGaAs легировались углеродом: 2 δ-слоя на расстоянии 50 Å от гетерограниц. Высота квантового барьера для дырок составляла около 80 мэВ, что значительно превышает величину энергии ионизации мелких акцепторов углерода в объемном GaAs (26 мэВ).

Измеренные спектры фотопроводимости с разрешением 2 см^{-1} (0.25 мэВ) для двух значений напряжения смещения представлены на рис.1. Видно, что в спектре присутствует широкая полоса фотопроводимости, соответствующая энергиям фотонов 20-30 мэВ. С длинноволновой стороны этой полосы выделяются сравнительно узкие спектральные линии, соответствующих энергиям фотонов 19.8, и 21.8 мэВ, а на коротковолновом краю присутствует широкая особенность, соответствующая энергиям фотонов 26 – 28 мэВ. Также в спектре видна узкая линия фотопроводимости, соответствующая энергии 37 мэВ. Для интерпретации измеренного спектра фотопроводимости был рассчитан спектр мелкого акцептора, помещенного вблизи центра квантовой ямы описанной выше структуры. Расчеты проводились методом, описанным в [1]. Были рассчитаны энергии основного и p -подобных возбужденных состояний акцепторов в гетероструктуре $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$. При этом оказалось, что узкие длинноволновые линии в спектре фотопроводимости гетероструктуры могут быть обусловлены переходами на третье возбужденное состояние с энергией связи 2 мэВ (аналог С – линии в объемном GaAs [2]) и в состоянии края первой подзоны размерного квантования $hh1$. Наблюдаемая в области энергий фотонов 26 – 28 мэВ особенность в спектре

фотопроводимости связана с переходами на резонансные акцепторные состояния, относящиеся ко второй подзоне размерного квантования hh_2 , а коротковолновая линия (37 мэВ) в спектре очевидно является резонансом Фано – асимметричной особенностью в спектре фотопроводимости, наблюдающейся при энергиях близких к энергии оптического фонона (36 мэВ для GaAs).

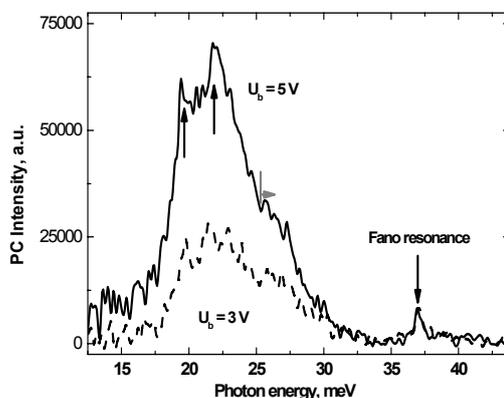


Рис. 1

В работе также исследовались спектры фотопроводимости гетероструктур с КЯ, легированными мелкими донорами. Исследованные гетероструктуры были выращены на [001] грани полуизолирующей подложки GaAs и содержали 30 квантовых GaAs ям, разделенных 400 Å $In_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.8}P_{0.2}$ барьерами. Ширина квантовых ям была 200 Å (структура #4147) и 90 Å (структура #4236). Середина каждой квантовой ямы была дельта-легирована кремнием. Поверхностная концентрация доноров в каждой квантовой яме по данным холловских измерений составила $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $2.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, соответственно.

Спектры фототока были записаны на Фурье спектрометре BOMEM 3.36. Спектр примесного фототока гетероструктур с квантовыми ямами состоял из двух полос. Широкая длинноволновая полоса соответствует переходам электрона из основного состояния донора в возбужденные состояния и в непрерывный спектр (рис. 2). Коротковолновая полоса представляет собой узкий пик в области 300 см^{-1} и соответствует резонансу Фано. На рис. 3 приведены для сравнения области длинноволновой полосы фототока для структуры #4147 с квантовыми ямами и эпитаксиального слоя объемного n-GaAs толщиной 70 мкм, легированного кремнием до концентрации $8.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, выращенного на полуизолирующей подложке. Пик в районе 36 см^{-1} для объемного GaAs обусловлен переходами между 1S и 2P состояниями донора. Энергия ионизации обозначена стрелкой (48 см^{-1}).

Из рис. 3 хорошо видно, что в квантовой яме длинноволновая полоса фототока, значительно более широкая нежели в объемном материале. Причина этого состоит в том, что, примесь располагается в яме в довольно широком интервале по ее толщине. Энергия ионизации примеси зависит от положения примесного атома в квантовой яме. Для примеси, расположенной в центре квантовой ямы энергия ионизации больше чем в объемном GaAs, а для примеси вблизи гетероперехода – меньше. Из рис. 3 видно, что длинноволновый край фототока для гетероструктуры начинается при меньших энергиях, чем для объемного GaAs, что указывает на присутствие примеси вблизи гетерограницы. На коротковолновом крае этой полосы фототока от гетероструктуры хорошо видна особенность в районе $55\text{-}60 \text{ см}^{-1}$ ($6.82\text{-}7.55 \text{ эВ}$), которая отсутствует в спектре фототока объемного GaAs. Вероятно, эта особенность обусловлена ионизацией примеси, которая располагается в центре

квантовой ямы. Отметим, что осцилляции в спектре фототока объемного GaAs обусловлены эффектами интерференции.

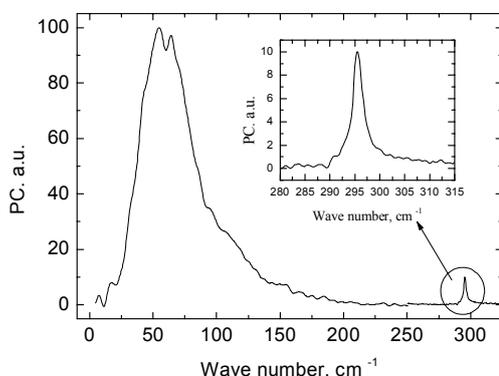


Рис.2 Спектр фототока структуры #4147.

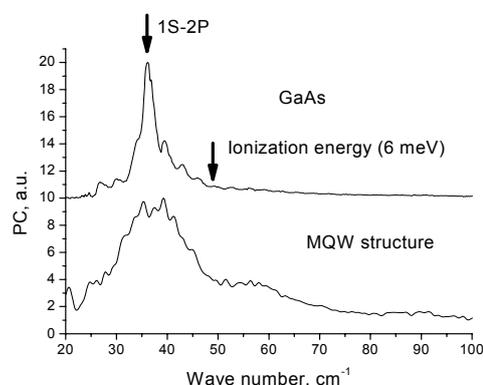


Рис. 3 Сравнение спектров фотопроводимости в объемном образце n-GaAs и в гетероструктуре с КЯ (#4147).

В продолжение спектральных измерений в гетероструктурах n-GaAs/In_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.8}P_{0.2} был проведен цикл исследований по изучению релаксации внутризонного фотовозбуждения. В качестве основного экспериментального метода использовался нелинейный кристалл ZnTe выпрямляющий фемтосекундный импульс оптического диапазона в терагерцовый импульс (0.5-3 ТГц). Для двух образцов #4147 и #4236 с разной шириной квантовых ям (200 Å и 90 Å), было обнаружено существенное увеличение времени примесного фотоотклика (от ~2 до 9 нс и от ~2 до 7 нс, соответственно) при переходе от режима примесного пробоя (~15 В) в режим примесной фотопроводимости (~2 В). Короткие времена при примесном пробое мы связываем с проводимостью на свободных носителях, вклад которых в режиме примесного пробоя основной. По мере уменьшения напряженности поля все большая часть носителей успевает срелаксировать на примесные состояния, что и приводит к увеличению времени фотоотклика.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-01307-а, № 06-02-16236-а, 08-02-01126-а), госконтракт Минобрнауки № 02.518.11.7031.

В.Я.Алешкин., Б.А.Андреев, В.И. Гавриленко и др., *ФТП*, **34**, 582 (2000).

R F Kirkman, R A Stradling et.al. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **11** 419 (1978).

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАНОМЕТРОВЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ GaAs/AlGaAs

Антонов А.В., Гавриленко В.И., Маремьянин К.В., Морозов С.В.,
Dyakonova N. *, Терре F. *, Кнар W. *

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

*GES-UMR, CNRS-Universite Montpellier 2, Montpellier, France

Исследовано детектирование и генерация терагерцового излучения нанометровыми полевыми транзисторами GaAs/AlGaAs (длина затвора $L = 250$ нм) при $T = 4,2$ К. Для таких транзисторов впервые продемонстрировано смещение максимума отклика с ростом частоты в

область больших напряжений на затворе, в соответствии с моделью Дьяконова-Шура. Обнаружено узкополосное излучение в области 1,25 ТГц, связываемое с ганновскими осцилляциями тока в канале транзистора вследствие образования бегущего домена в промежутке затвор-сток.

В работе исследовалось генерация и детектирование терагерцового излучения полевыми транзисторами GaAs/AlGaAs (Fujitsu FNХ06X) с длиной затвора 250 нм с двумерным электронным газом в канале при $T = 4,2\text{К}$. В обычном режиме работы верхняя предельная частота полевого транзистора ограничена обратным временем пролета. Использование плазменных эффектов может значительно повысить рабочую частоту нанометровых полевых транзисторов, поскольку характерные скорости плазменных волн могут на порядок превышать дрейфовую скорость электрона в канале транзистора^{1,2}. Резонансное детектирование терагерцового излучения в подобном транзисторе уже было продемонстрировано в работе³, где измерения проводились на одной фиксированной частоте 600 ГГц.

С использованием монохроматических перестраиваемых источников излучения – ламп обратной волны измерялась величина фотоЭДС в цепи исток-сток при развертке прикладываемого к затвору отрицательного постоянного напряжения относительно истока U_{gs} . Измерение переходных характеристик транзистора позволило определить напряжение отсечки, которое равнялось $U_{th} \approx -0,3\text{ В}$.

Частота плазменных колебаний в подзатворном двумерном электронном газе f_0 определяется длиной затвора L и скоростью плазменных волн²:

$$f_0 = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e}{m}} (U_{gs} - U_{th}). \quad (1)$$

При $U_{gs} = 0$ частота плазменных колебаний $f_0 = 890\text{ ГГц}$ и уменьшается до нуля по мере приближения U_{gs} к напряжению отсечки. На рис.1а представлены фотоЭДС сток-исток в зависимости от напряжения на затворе транзистора для четырех различных частот падающего излучения (1 - 520 ГГц, 2 - 578 ГГц, 3 - 667 ГГц, 4 – 680 ГГц), измеренные при $T = 4,2\text{ К}$. На рис.1б приведены соответствующие им резонансные значения напряжения на затворе транзистора (точки) и результат расчета зависимости резонансной частоты плазменных колебаний в подзатворной двумерной электронной плазме f_0 от напряжения на затворе с использованием выражения (1) для напряжения отсечки $U_{th} = -0,3\text{ В}$ (сплошная кривая). Можно видеть что экспериментальные результаты хорошо соответствуют ожидаемым положениям резонанса. Таким образом, в отличие от работы³, где измерения проводились на одной фиксированной частоте 600 ГГц, нами для транзистора GaAs/AlGaAs впервые была продемонстрирована перестройка максимума отклика с ростом частоты в область больших напряжений на затворе, в соответствии с моделью Дьяконова-Шура. Было также показано для всех частот, из сопоставления измеренных фотоЭДС при температуре жидкого гелия и азота, что при увеличении температуры измерений до 77 К фотоотклик становится нерезонансным за счет уменьшения фактора $\omega\tau$.

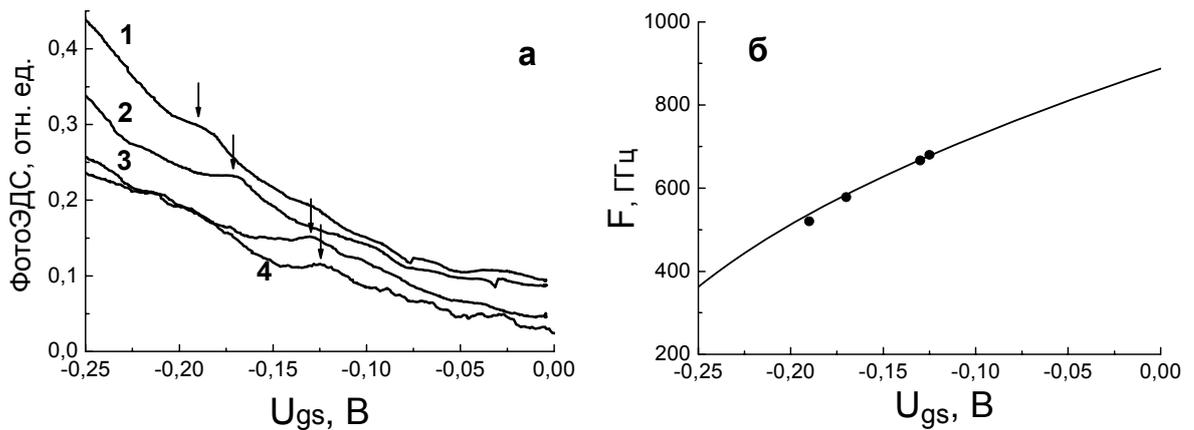


Рис. 1. *а* - ФотоЭДС сток-исток в зависимости от напряжения на затворе транзистора для различных частот излучения; *б* - сопоставление с результатом теоретического предсказания

Терагерцовое излучение из транзистора исследовалось с помощью высокочувствительного Si-болометра, спектральные измерения проводились с помощью режекторного фильтра на циклотронном резонансе в *n*-GaAs, перестраиваемого магнитным полем.

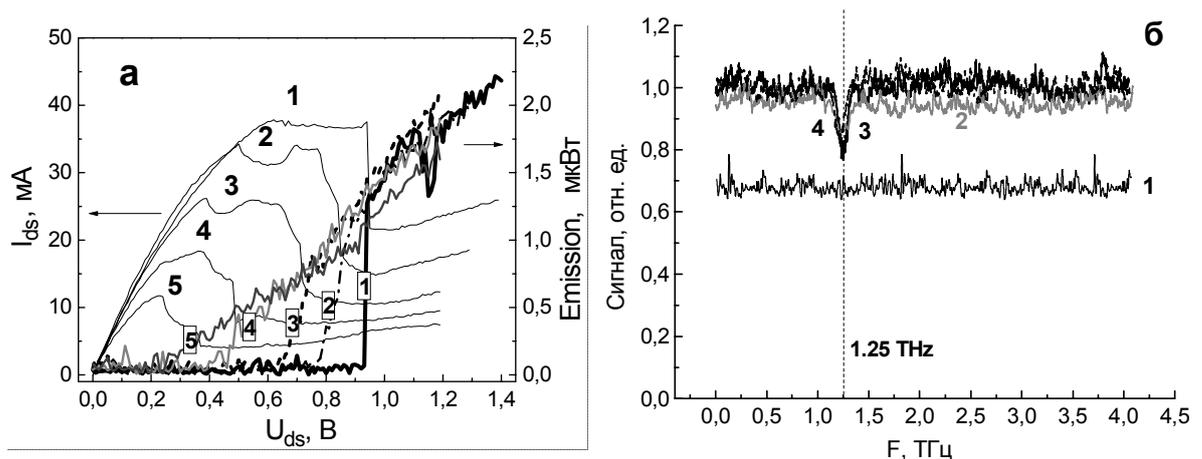


Рис. 2. *а* - Вольтамперная характеристика и зависимости интенсивности интегрального излучения от напряжении сток-исток (измеренные при нулевом магнитном поле на фильтре) транзистора GaAs/AlGaAs Fujitsu для пяти различных значений напряжений на затворе U_{gs} при $T = 4,2$ К (1 - $U_{gs} = 0$, 2 - $U_{gs} = -0,1$ В, 3 - $U_{gs} = -0,2$ В, 4 - $U_{gs} = -0,3$ В, 5 - $U_{gs} = -0,4$ В); *б* - Терагерцовое излучение из транзистора GaAs/AlGaAs Fujitsu в зависимости от резонансной частоты режекторного фильтра при разных напряжениях на затворе и стоке: $U_{gs} = -0,1$ В, $U_{ds} = 1$ В (кривая 1); $U_{gs} = 0$, $U_{ds} = 1$ В (кривая 2); $U_{gs} = 0$, $U_{ds} = 1,15$ В (кривая 3 – магнитное поле нарастает и 4 - магнитное поле убывает) при $T = 4,2$ К.

Обнаружено, что интенсивное излучение возникает на падающем участке на ВАХ (рис.2а), который наблюдался в полевых транзисторах InGaAs/AlGaAs с длинным (≈ 3 мкм) каналом и связывался с развитием ганновской неустойчивости⁴.

На рис.2б представлены результаты спектральных исследований излучения – зависимости сигнала на болометре от резонансной частоты режекторного фильтра. Видно, что кривые, в целом, являются достаточно «плоскими», что соответствует широкому спектру излучения горячих носителей (электрическое поле в канале составляет порядка 10^4 В/см). Однако при нулевом напряжении на затворе и некоторых приложенных напряжениях сток-исток помимо широкополосного

излучения горячих носителей в спектрах обнаружено узкополосное излучение (в области 1,25 ТГц), возникающее пороговым образом с ростом напряжения сток-исток. Сопоставление с результатами моделирования электронного транспорта в нанометровых полевых транзисторах с помощью многочастичного метода Монте-Карло показывает, что излучение может быть связано с возникновением ганновских осцилляций тока в канале транзистора (при напряжении сток-исток, превышающем некоторое пороговое значение) вследствие образования бегущего домена в промежутке затвор-сток⁵. Высокая частота ганновских осцилляций объясняется квазибаллистическим движением Γ -электронов со средней скоростью $\sim 10^8$ см/с.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 08-02-97034 и 08-02-00962-а) и РАН.

1. M.I. Dyakonov, M.S. Shur. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, No.15, 2465-2468 (1993).
2. M.I. Dyakonov, M.S. Shur. *IEEE Trans. on Electr. Dev.*, **43**, No.3, 380-387 (1996).
3. W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lü, M.S. Shur, C.A. Saylor, L.C. Brunel. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, No.18, 3433-3435 (2002).
4. G.M. Dunn, A. Phillips, P.J. Topham. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, 562-566 (2001).
5. J. Mateos, S. Perez, D. Pardo, T. Gonzalez, J. Łusakowski, N. Dyakonova, W. Knap, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, J.F. Millithaler, L. Varani. *AIP Conf. Proc.*, **800**, 423-430, (2005).

МЕЖДОЛИННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НА ФОНОНАХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В ДЕФОРМИРОВАННОМ КРЕМНИИ

Цыпленков В.В., Шагин В.Н

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

Анализируется процесс низкотемпературной релаксации возбужденных доноров пятой группы в деформированном кремнии, обусловленный взаимодействием связанных электронов с междолинными фононами. Рассчитаны зависимости скорости релаксации на междолинных фононах состояний $2p_0(A_1+B_2)$ и $1s(B_2)$ донора фосфора от приложенного давления в направлении $\{100\}$, которые являются рабочими при стимулированном излучении света.

Мелкие примесные центры в полупроводниках представляют интерес с точки зрения создания новых источников стимулированного излучения в дальнем инфракрасном диапазоне длин волн ($\lambda = 30-300$ мкм). При этом особый интерес вызывает кремний, что во многом объясняется малым коэффициентом поглощения ИК-излучения решеткой кристалла. К настоящему времени показано, что стимулированное излучение оптически возбуждаемых доноров пятой группы (*Bi*, *P*, *As*, *Sb*) развивается на внутрицентровых переходах при низких температурах решетки ($T < 30K$) и лежит в диапазоне длин волн $\lambda = 45-230$ мкм¹⁻⁴. Получено большое число экспериментальных данных относительно спектральных, временных и других характеристик такого рода эффектов излучения и для дальнейшего развития этого направления необходима их теоретическая проработка. Особенно важным является анализ процесса релаксации электронных состояний доноров,

сопровождаемого возбуждением различных колебаний решетки кристалла. При этом для доноров в кремнии существенную и во многом определяющую роль из-за многодолинной структуры зоны проводимости играют междолинные процессы электрон-фононного взаимодействия, которые к тому же зависят от химической природы элемента легирования.

Определяющая роль междолинных процессов электрон-фононного взаимодействия в релаксации перечисленных состояний особенно хорошо проявляется при стимулированном излучении доноров в односно деформированном кремнии. Под воздействием такой деформации происходит сдвиг по энергии минимумов зоны проводимости (долин) кремния и спектр энергий примесных состояний изменяется⁵. Последнее сильно меняет взаимодействие доноров с междолинными фононами и проявляется на таких характеристиках лазерной среды как спектральный состав, интенсивность стимулированного излучения, порог накачки и т.д.^{6,7}.

Модель, в которой проводились расчеты темпов междолинных переходов с излучением фононов, подробно описана в⁸. Зависимость энергии уровней и распределения по долинам состояний доноров от давления бралась из⁹.

Релаксация состояния $2p_0(A_1+B_2)$ определяется излучением LA-g и TA-g фононов на переходе в состояние $1s(B_2)$, TA-f фононов на переходе в $1s(B_1)$ и $1s(E)$ -состояния и на переходе в состояние $1s(A_1^u)$ излучением LA-g, TA-g и TA-f фононов. Т.к. энергия перехода $2p_0(A_1+B_2) - 1s(B_2)$ не зависит от приложенного давления, то темп излучения LA-g фонона на этом переходе тоже не зависит от него и по расчетам составляет $0,58 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$. Скорости же остальных указанных выше процессов в зависимости от деформации приведены на рис.1-2, на которых показаны зависимости темпов излучения TA-f, LA-g и TA-g фононов в зависимости от междолинного расщепления (1кбар соответствует 8,5 meV).

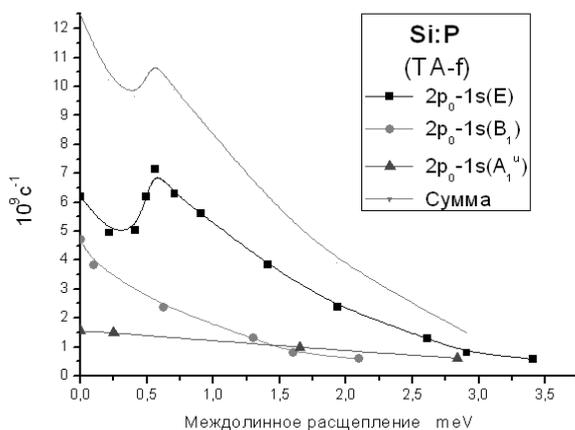


Рис. 1. Скорость релаксации состояния $2p_0$ в Si:P с излучением f-фононов

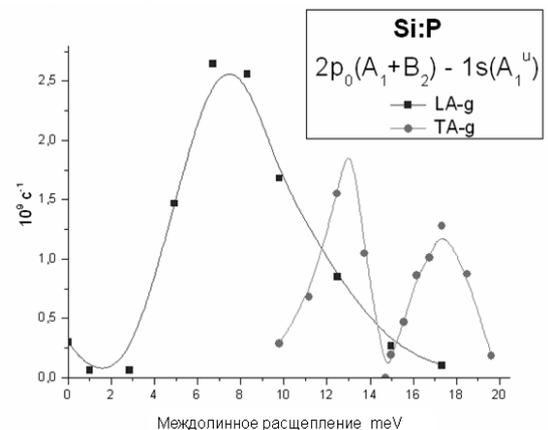


Рис. 1. Скорость релаксации состояния $2p_0$ в Si:P с излучением g-фононов

Из рис.1 видно, что уже при относительно малых давлениях происходит выключение f-процессов релаксации состояния $2p_0$, что должно приводить к увеличению его времени жизни, а т.к. это состояние является верхним уровнем рабочего перехода при стимулированном излучении света, то значит и к увеличению инверсии. В эксперименте это проявляется через уменьшение порога генерации при оптическом возбуждении доноров и увеличении интенсивности выходного лазерного излучения⁶.

Релаксация состояния $1s(B_2)$, которое является состоянием нижнего уровня рабочего перехода, на переходе в основное состояние $1s(A_1^1)$ представлена на рис.3.

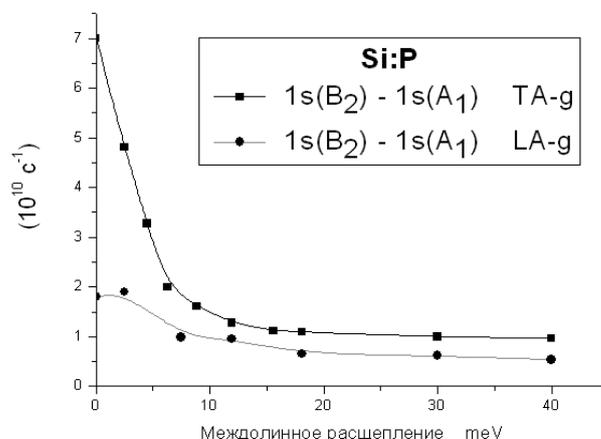


Рис. 3. Скорость релаксации состояния $1s(B_2)$ в Si:P с излучением LA-g и TA-g фононов

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16734) и РФФИ-ННИО (№ 08-02-91951)

1. S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, A.V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, H. Riemann, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5220, (2000).
2. S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, H. Riemann, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin. *J. Appl. Phys.*, **92**, 5632, (2002).
3. S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, M.H. Rummeli, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, H. Riemann. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 4717, (2002).
4. H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, H. Riemann, N.V. Abrosimov, R.Kh. Zhukavin, V.N. Shastin, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 3600, (2004).
5. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М., Наука, (1972).
6. R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, and V.N. Shastin, S.G. Pavlov, U. Böttger, and H.-W. Hübers, H. Riemann, N.V. Abrosimov, N. Nötzel, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 051101, (2007).
7. S.G. Pavlov, U. Böttger, H.-W. Hübers, R.Kh. Zhukavin, K.A. Kovalevsky, V.V. Tsyplenkov, V.N. Shastin, N.V. Abrosimov, H. Riemann, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 141109, (2007).
8. В.В. Цыпленков, Е.В. Демидов, К.А. Ковалевский, В.Н. Шастин, *ФТП*, **42**, вып. 9, 1032-1038, (2008).
9. D.K. Wilson, G. Feher, *Phys. Rev.*, **124**, №4, 1068-1083, (1961).

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДОНОРОВ В ДЕФОРМИРОВАННОМ КРЕМНИИ

Ковалевский К.А., Жукавин Р.Х., Павлов С.Г.*, Хьюберс Х.-В.*, Шастин В.Н

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

*Институт планетарных исследований, DLR, Берлин, Германия

Экспериментально исследовано влияние одноосной деформации на характеристики стимулированного ТГц излучения доноров в кремнии при

оптическом возбуждении CO_2 лазера. Показано, что существует диапазон деформаций, в котором имеет место рост коэффициента усиления и снижение пороговой интенсивности накачки. В $Si:As$ и $Si:Bi$ наблюдается скачкообразное изменение частоты генерации.

Оптическое возбуждение доноров пятой группы в кремнии (P , Sb , As , Bi) при низких температурах ($T < 30K$) приводит к инверсии населенности и генерации терагерцового излучения ($\nu = 50-212 \text{ см}^{-1}$) на внутрицентровых переходах¹⁻⁴. В частности, при фотоионизации доноров излучением CO_2 лазера (9-11 мкм) возможна генерация на рабочем переходе $2p_0-1s(T_2, E)$ фосфора ($\nu = 181 \text{ см}^{-1}$) и сурьмы ($\nu = 172,5 \text{ см}^{-1}$) и $2p_{\pm}-1s(T_2, E)$ мышьяка ($\nu = 212, 200 \text{ см}^{-1}$) и висмута ($\nu = 192 \text{ см}^{-1}, 206 \text{ см}^{-1}$).

Экспериментально исследовано влияние одноосной деформации на характеристики терагерцового стимулированного излучения доноров пятой группы в монокристаллическом кремнии при их возбуждении излучением CO_2 лазера. Измерения проводились на образцах с концентрацией доноров $3-5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при охлаждении их жидким гелием. Обнаружено, что одноосная деформация сжатия в направлении $[001]$ для $Si:P$ и $Si:Sb$ приводит к уменьшению пороговой интенсивности накачки на порядок до значений 1 кват/см^2 , и максимум выходного излучения достигается при давлениях $P \sim 1$ кбар с уменьшением до нуля при $P > 2,5$ кбар. При этом частоты линий стимулированного излучения 180 см^{-1} в $Si:P$ и 172 см^{-1} в $Si:Sb$ не меняются⁵. Такого же рода деформация $Si:As$ или $Si:Bi$ напротив вызывает скачкообразное изменение характеристик стимулированного излучения⁶. Стимулированное излучение развивается на $2p_{\pm}-1s(T_2, E)$ переходах с частотами 201 см^{-1} и 212 см^{-1} для As а также 192 см^{-1} и 205 см^{-1} для Bi в кремнии без деформации и переключается на $2p_0-1s(B_2)$ переход с частотой 171 см^{-1} в As и 164 см^{-1} в Bi при давлениях соответственно $P > 0,5$ кбар и $P > 1$ кбар. Изменение линий генерации сопровождается уменьшением порога накачки в ~ 10 раз для висмута и до 100 раз в мышьяке приближаясь к $\sim 1 \text{ кват/см}^2$, а соответствующая зависимость интенсивности выходного ТГц излучения от давления имеет немонотонный характер. Подавление стимулированного излучения для As и Bi центров наблюдается при $P > 3,5-4,5$ кбар. Уменьшение порога накачки свидетельствует о значительном возрастании коэффициента усиления, который по оценкам достигает значения $\sim 3-5 \text{ см}^{-1}$. (На рис. 1-3 представлены результаты измерений для $Si:As$.)

Перечисленные особенности объясняются изменениями в спектре энергий и структуре волновых функций состояний доноров при деформационном смещении долин зоны проводимости. Положительным результатом этого является увеличение времени жизни рабочих состояний, вследствие подавления междолинного рассеяния на фононах f -типа, и повышение эффективности их накачки с уменьшением кратности вырождения. Подавление эффектов стимулированного излучения доноров при больших давлениях сжатия связано с увеличением времен жизни нижних состояний рабочего перехода из-за выхода их из резонанса взаимодействия с междолинными фононами g -типа.

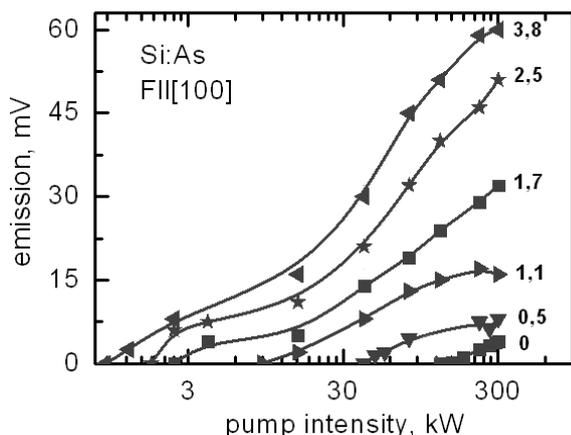


Рис.1. Зависимость интенсивности ТГц излучения *Si:As* от интенсивности накачки CO_2 лазера для различных давлений (указаны цифрами на рисунке, кБар)

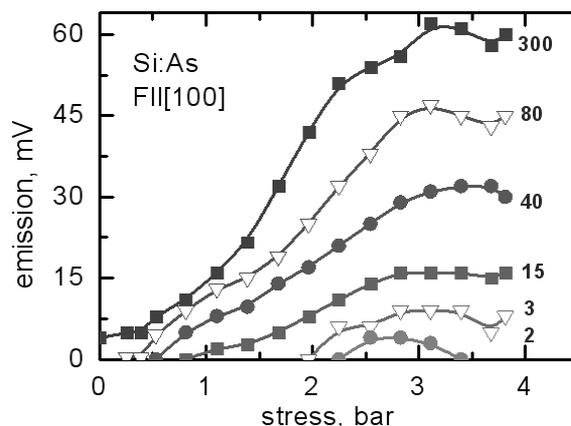


Рис.2. Зависимость интенсивности ТГц излучения *Si:As* от величины деформации для различных интенсивностей накачки (указаны цифрами на рисунке, кВт)

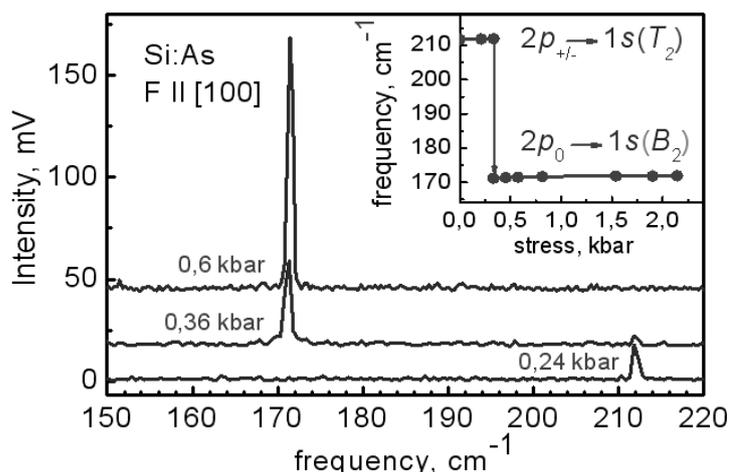


Рис.3. Спектр ТГц излучения *Si:As* для различных давлений

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16734) и РФФИ-ННИО (№ 08-02-91951)

1. S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, E. E. Orlova, V. N. Shastin, A. V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen and H. Riemann, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5220 (2000).
2. S. G. Pavlov, H.-W. Hübers, and M. H. Rummeli, R. Kh. Zhukavin, E. E. Orlova, V. N. Shastin, H. Riemann, *Appl. Phys. Lett.* **80** (25), 4717-4719 (2002).
3. S. G. Pavlov, H.-W. Hübers, H. Riemann, R. Kh. Zhukavin, E. E. Orlova, and V. N. Shastin, *J. Appl. Phys.* **92** (10), 5632-5634 (2002).
4. H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, H. Riemann, N.V. Abrosimov, R. Kh. Zhukavin, and V.N. Shastin, *Appl. Phys. Lett.* V. **84**(18), 3600-3602 (2004).
5. R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, and V.N. Shastin, S.G. Pavlov, U. Böttger, and H.-W. Hübers, H. Riemann, N.V. Abrosimov, N. Nötzel, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 051101, (2007).

6. S.G. Pavlov, U. Böttger, H.-W. Hübers, R.Kh. Zhukavin, K.A. Kovalevsky, V.V. Tsyplenkov, V.N. Shastin, N.V. Abrosimov, H. Riemann, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 141109, (2007).

УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРИМЕСНО-ЗОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДАХ В СЕЛЕКТИВНО-ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ SI/GE Si N-ТИПА

Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Бекин Н.А., Цыпленков В.В., Radamson Н.Н.,* Pavlov S.G.,** Hübers H.-W.**

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

*Royal Institute of Technology (KTH), 16640 Kista, Sweden

**Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), Berlin, Germany

В работе обсуждается возможность получения стимулированного терагерцового излучения на примесно-зонных оптических переходах в гетероструктурах Si/GeSi, селективно легированных донорами V группы. Было исследовано терагерцовое излучение селективно-легированных фосфором (10^{17} см⁻³) гетероструктур Si/GeSi при их возбуждении излучением CO₂ лазера. В гетероструктурах с легированными слоями кремния при мощности возбуждения ~ 200 кВт/см² обнаружено усиление терагерцового излучения с эффективным коэффициентом 2-3 см⁻¹. С учетом малого перекрытия моды электромагнитной волны с сверхрешеткой это соответствует коэффициенту усиления активной среды 200-300 см⁻¹. Полученный результат демонстрирует перспективность использования примесно-зонных оптических переходов для создания терагерцовых лазеров. Обсуждается возможность использования таких переходов в квантово-каскадных лазерах на основе селективно-легированных сверхрешеток Si/GeSi.

Предлагается перенести четырехуровневую схему лазера на донорах в объемном кремнии¹ на кремний-германиевые гетероструктуры с легированными слоями кремния. При этом важно, чтобы гетероструктуры SiGe/Si были выращены на релаксированном буфере так, чтобы обеспечить встроенную деформацию кремниевых слоев, а также частичную или полную компенсацию упругой энергии в гетероструктурах. В отличие от кремниевого лазера¹, в котором рабочими являются внутрицентровые оптические переходы, в одноосно деформированном кремнии можно рассчитывать на генерацию также и на примесно-зонных оптических переходах, т.е. на переходах между континуумом зоны проводимости и возбужденными состояниями доноров (например, возбужденными состояниями 1s мультиплета). Этому способствует относительное смещение долин зоны проводимости. Так встроенная деформация кремниевых слоев в гетероструктурах SiGe/Si, выращенных на плоскости (001), расщепляет шестикратно вырожденные минимумы в Δ -долинах на отщепленные вниз двукратно вырожденные 2Δ -долины и отщепленные вверх четырехкратно вырожденные 4Δ -долины. Очевидно, это приводит к трехкратному снижению плотности состояний континуума и соответствующему увеличению чисел заполнения его состояний при ионизации центров легирования.

Для предложенной схемы усиления на примесно-зонных переходах обсуждается возможность замены оптической накачки токовой. Предполагается использовать вертикальный транспорт в селективно-легированных сверхрешетках Si/GeSi аналогично схеме³. При этом электроны из локализованных состояний доноров переходят в континуум не при фотоионизации, а при туннелировании с участием оптических или междолинных акустических g-фононов. К настоящему моменту сделан предварительный выбор параметров сверхрешетки каскадного лазера Si/GeSi в соответствии с идеологией³. В работе обсуждаются проблемы, связанные с реализацией каскадного лазера на сверхрешетках (001)Si/GeSi n-типа.

Эксперимент. Измерения проводились на гетероструктурах Si_{1-x}Ge_x (20 нм)/Si (10 нм), выращенных на подложке толщиной 500 мкм с использованием технологии виртуальной подложки. Толщина соответствующего буферного слоя Si_{1-y}Ge_y(001) составляла 0.6-0.8 мкм. Образцы охлаждались жидким гелием, и при их облучении ТЕА СО₂ лазером регистрировалось ТГц излучение. В качестве приемника этого излучения использовался Ge:Ga. Для отсечки накачки перед приемником ставилась пластинка сапфира толщиной ~1 мм. Было исследовано несколько многослойных (49 периодов) гетероструктур, которые отличались композиционным составом, т.е. содержанием германия в буфере и слоях активной сверхрешетки, а также расположением области селективного легирования внутри периода. Легирование фосфором (~10¹⁷ см⁻³) производилось в областях толщиной 3-3.5 нм либо в центре кремниевых слоев, либо в растворе Si_{1-x}Ge_x².

В сверхрешетке с легированными слоями кремния (x = y = 0.04) была обнаружена суперлинейная зависимость интенсивности терагерцовой (8-9 ТГц) люминесценции от мощности накачки при возбуждении с интенсивностью ~100 кВт/см² и более. Такая зависимость интерпретируется как проявление усиления спонтанного излучения с эффективным значением коэффициента 2-3 см⁻¹. С учетом фактора перекрытия активной среды (толщина активного слоя ~5 мкм) с модой электромагнитного поля, которая преимущественно занимает область подложки (~500 мкм) указанное значение соответствует коэффициенту усиления активной среды ~200-300 см⁻¹.

Для сравнения, подобные измерения, выполненные на структуре с параметром буфера y = 0.06 и другим составом барьера с x = 0.08, не обнаружили признаков усиления. То же можно сказать и об измерениях, выполненных на образце монокристаллического кремния² однородно легированного фосфором с концентрацией N_p = 3.5·10¹⁶ см⁻³.

Обсуждение результатов эксперимента. Предполагается, что при x = y = 0.04 встроенная одноосная деформация сжатия вдоль оси [100] приводит к отщеплению 2Δ долин вниз на величину 8-12 мэВ. Соответственно нижним возбужденным состоянием донора становится состояние 1s(B₂), которое выше по энергии основного состояния 1s(A) на зависимую от деформации величину ~10-11 мэВ и располагается ниже континуума на 33.9 мэВ. (К сожалению, проведенный рентгено-структурный анализ не позволил уточнить величину встроенной деформации по причине ее малости.) В результате оказывается, что населенности состояний континуума зоны проводимости и состояний доноров определяются лишь нижней парой долин. Оценки показывают, что в предполагаемом интервале расщепления долин время жизни состояния 1s(B₂) остается столь же малым (1.5-2)·10⁻¹¹ с, как и в недеформированном кремнии благодаря излучению междолинных ТА-g фононов. В то же время времена жизни электронов континуума, скорее всего, контролируются излучением длинноволновых акустических фононов и они близки к 10⁻¹⁰с. По

оценкам, при интенсивности накачки 200 кВт/см^2 и температурах не превышающих 10 К числа заполнения дна зоны проводимости сравнимы с единицей. В результате оптическое возбуждение доноров при низких температурах решетки приводит к инверсной заселенности состояний 2Δ континуума относительно состояния $1s(B_2)$ и соответствующему усилению на частотах $8\text{-}9 \text{ ТГц}$ ($\sim 36 \text{ мкм}$). Если допустить, что сечение поглощения/усиления света на переходах континуум- $1s(B_2)$ на указанных частотах близко к 10^{-15} см^2 , то коэффициент усиления при концентрации доноров 10^{17} см^{-3} может достигать значений $\sim 100 \text{ см}^{-1}$, что согласуется с данными измерений.

Для перехода к токовой накачке предполагается перенести схему ³ на кремний-германиевые гетероструктуры. Можно использовать сверхрешетку Si/Ge с четырехслойным периодом, выращенную на релаксированном буфере (001)GeSi. Главная технологическая проблема связана с обеспечением селективности легирования. Эта проблема усугубляется тем, что большая эффективная масса электрона вынуждает использовать сверхрешетку с тонкими слоями. Например, самый тонкий кремниевый слой периода, в котором необходимо обеспечить селективное легирование, должен иметь толщину около 13 монослоев ($\sim 1.8 \text{ нм}$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-16136) и РФФИ-ННИО (№ 08-02-91951).

1. S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, E.E. Orlova, R.Kh. Zhukavin, H. Riemann, H. Nakata, and V.N. Shastin, *phys. stat. sol. (b)*, **235**, 126-134, (2003).
2. S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, N.V. Abrosimov, H. Riemann, H.H. Radamson, N.A. Bekin, A.N. Yablonsky, R.Kh. Zhukavin, Yu.N. Drozdov and V.N. Shastin, *Terahertz Emission from Phosphor Centers in SiGe and SiGe/Si Semiconductors, Solid State Phenomena*, **131-133**, 613-618, (2008).
3. Н.А. Бекин, В.Н. Шастин. *ФТП*, **42**, 622-629, (2008).

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗОВ КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Миронов В.А., Фадеев Д.А.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты теоретического исследования процессов генерации терагерцового излучения плазменным следом (искрой) остающимся за лазерным импульсом. Исследована задача фокусировки лазерного импульса с ионизационной нелинейностью, возбуждения плазменных колебаний и излучения дальнего терагерцового поля. Рассмотрены различные механизмы генерации: одночастотный при острой фокусировке лазерного импульса аксиконной линзой, одночастотный при фокусировке обычной параболической линзой, двухчастотный при фокусировке обычной линзой. Полученные результаты позволяют интерпретировать экспериментальные данные по генерации терагерцового излучения.

В настоящее время ведутся интенсивные поиски новых методов генерации и детектирования терагерцового излучения с использованием газовых (в том числе и плазменных) сред¹⁻⁶. Наиболее удачным оказался метод генерации, основанный на

использовании наряду с фундаментальной еще и второй гармонике лазерного излучения с контролируемой относительной фазой между ними¹⁻⁵. Менее эффективными (с точки зрения амплитуды выходного сигнала) оказываются схемы генерации терагерцового излучения, основанные на возбуждении плазменных колебаний при оптическом пробое газа одночастотным полем. Однако в последнем случае экспериментально продемонстрированы качественно разные типы диаграмм направленности и поляризации выходного излучения в зависимости от типа фокусирующей линзы (параболические с различными фокусными расстояниями, аксиконные), что чрезвычайно важно для понимания механизмов генерации и построения моделей. Некоторые новые особенности, возникающие в поле бихроматического излучения¹⁻⁵, дополняют более ранние экспериментальные результаты. Основной проблемой на пути дальнейшего развития методов генерации является отсутствие четкого понимания механизма генерации терагерцового излучения.

На основании выводов сделанных в экспериментальных работах можно предположить, что генерация терагерцового поля связана с образованием плазмы при оптическом пробое газа. Об этом свидетельствует пороговый характер выходной амплитуды сигнала. В некоторых экспериментальных работах отмечалось снижение эффективности генерации при переходе от линейной поляризации лазерных импульсов к циркулярной, при одновременном снижении яркости «искры». Этот факт также свидетельствует в пользу механизмов генерации, основанных на возбуждении колебаний плазменного следа, частота которых находится в терагерцовом диапазоне (ТД). Такие характеристики выходного излучения как диаграмма направленности и поляризация позволяют сделать более определенные выводы о механизме генерации терагерцового излучения (ТИ).

Исследование генерации ТИ удобно провести в три этапа. Первый этап включает формирование источника колебаний плазменного столба в процессе фокусировки лазерного поля в нестационарной нелинейной среде. Второй этап состоит в исследовании колебаний плазменного столба. Третий этап заключается в анализе структуры колебаний и выделении излучающих моментов (дипольного, квадрупольного, и пр.). При вычислении излучения плазменный столб считается тонким в масштабе длины терагерцовой волны.

1. Предполагается, что в процессе пробоя концентрация плазмы n_{ion} растет во времени по закону, описываемому формулой Келдыша $\langle n_{ion} / \langle t \rangle \gg 4n_0 w_H \exp(-2/3 E_H |E|^1)$, где n_0 – концентрация нейтралов, а w_H и E_H частота и характерное атомное поле. Для описания самосогласованной эволюции поля использовалось уравнение Шредингера для комплексной амплитуды

$$ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + n_{ion} E = 0. \quad (1)$$

Численное моделирование процесса фокусировки лазерного импульса показало, что образующаяся плазма способна эффективно рассеивать излучение и значение лазерных полей в фокусе оказывается существенно меньше оцениваемых в линейном приближении. Таким образом, максимальная концентрация плазмы в «искре» растет по закону Келдыша для малых полей и выходит на постоянное значение при достижении полей насыщения, связанных с рефракцией на плазме.

2. Для исследования колебаний плазмы используем систему уравнений гидродинамики:

$$\frac{\nabla r}{\nabla t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0; \quad \frac{\nabla \mathbf{j}}{\nabla t} + \frac{e^2}{m} n_{ion} (CF - Cj) = 0, \quad \text{где } F = \frac{e^2 |E|^2}{m^2 c^2}, \quad (2)$$

и уравнение Пуассона для потенциала поля разделения зарядов $Dj = 4pr$. Здесь r и \mathbf{j} плотность заряда и электронный ток, F – ponderomotorный потенциал, описывающий усредненное воздействие поля лазерного импульса на плазму.

3. В случае фокусировки одночастотного лазерного импульса потенциал F возбуждает радиальные колебания («дышащие» моды) плазменного столба на частоте $\omega_p = \sqrt{4pe^2 n_{ion} / m}$. Это приводит к генерации ТИ с осесимметричной диаграммой направленности с минимумом в центре и максимумом, направленным под некоторым углом. Оно имеет радиальную поляризацию. Для случая аксиконной фокусировки направление максимального излучения определяется углом сходимости лучей, что хорошо согласуется с экспериментальными данными⁶. Другая возможность связана с возбуждением поперечных дипольных колебаний плазменного столба. Такие колебания имеют частоту $\omega = \omega_p / \sqrt{2}$. Они возникают в результате развития неустойчивости прямолинейного распространения центра масс лазерного импульса при фокусировке. Суть эффекта заключается в том, что при распространении импульса с несимметричным поперечным распределением возникает асимметричный поперечный профиль плазмы, в результате чего соответствующая антисимметрия нарастает⁷. Направление получаемых дипольных колебаний в таком случае определяется нарушением симметрии экспериментальной установки. Терагерцовое излучение в этом случае будет иметь дипольную диаграмму направленности, для аксикона оно будет иметь максимум на конусе с углом равным углу фокусировки, а для обычной линзы будет направлено вдоль оси системы.

В случае бихроматического поля возбуждение колебаний плазмы связано не с ponderomotorным потенциалом, а с появлением низкочастотного тока вследствие нелинейного взаимодействия. В соответствии с формулой Келдыша в случае одночастотного поля происходит равновероятное появление частиц как на положительном полупериоде поля так и на отрицательном, в результате концентрация как функция времени содержит только четные гармоники. С добавлением поля удвоенной частоты указанная симметрия нарушается, и концентрация будет содержать нечетные гармоники. Это означает, что электронный ток будет содержать нулевую гармонику. Результаты аналитических оценок для этого тока находятся в полном соответствии с выводами, сделанными в работах¹⁻⁵. Наибольший постоянный ток возбуждается в случае гармоник заданных в виде $E_w \propto \sin(\omega t)$, $E_{2w} \propto \sin(2\omega t)$. Зависимость тока от амплитуды второй гармоники E_{2w} линейная и от амплитуды первой гармоники носит пороговый характер. Показано хорошее соответствие полученных результатов для всех рассмотренных случаев с экспериментальными данными в работах¹⁻⁶.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-02-97045, 08-02-00978, 08-02-01260).

1. Xu Xie, Jianming Dai, X.-C. Zhang, *PRL*, **96**, 075005, (2006).
2. N. Bartel, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, *Opt.Lett.*, **30**, 2805, (2005).

3. D. J. Cook, R. M. Hochstrasser, *Opt. Lett.*, **25**, 16, (2000).
4. Markus Kress, Torsten Loffler, Susanne Eden, Mark Thomson, Hartmut G. Roskos, *Opt. Lett.*, **29**, 1120, (2004).
5. Hua Zhong, Nick Karpowicz, X.-C. Zhang, *Appl. Phys.Lett.*, **88**, 261103, (2006).
6. C. D' Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *PRL*, **98**, 235002, (2007).
7. A.G.Litvak, V.A.Mironov, E.M.Sher, *Phys. Rev. E*, **55**, 7441, (1997)

ВЛИЯНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАКРОМОЛЕКУЛ

Черкасова О.П., Немова Е.Ф., Федоров В.И., Хамоян А.Г.,
Бельтюгов В.Н.

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Облучение биологических макромолекул лазерным излучением с частотой 3.6 ТГц приводит к изменению интенсивности характерных полос в ИК и УФ спектрах поглощения и в спектрах кругового дихроизма. Эти изменения зависят от длительности облучения и мощности лазерного излучения.

Терагерцовое излучение с частотами 0.3-6.0 ТГц интересно тем, что это область вращательных спектров молекул, колебаний биологически важных коллективных мод нуклеиновых кислот и белков, а также водородных связей и сил межмолекулярного взаимодействия. Вместе с тем, влияние терагерцового излучения на свойства биологических макромолекул изучено недостаточно. В связи с этим, цель работы состояла в исследовании влияния терагерцового излучения на оптические свойства белков и нуклеиновых кислот.

В работе использовали субмиллиметровый лазер с оптической накачкой, разработанный в ИЛФ СО РАН. В данном исследовании применяли следующий режим излучения: активная среда - NH₃, длина волны излучения - 81,5 мкм (что соответствует частоте 3.6 ТГц). Мощность облучения варьировалась от 2 до 20 мВт, продолжительность облучения составляла 30, 60 и 120 мин.

Облучению подвергали сухие препараты (триптофан, трипсин, бычий сывороточный альбумин (БСА) и ДНК из тимуса теленка), которые после облучения растворяли в воде. УФ спектры поглощения снимали на спектрофотометре "Shimadzu" (Япония). Спектры кругового дихроизма (КД) снимали на спектрополяриметре Jasco J600 (Япония). ИК спектры поглощения сухих веществ снимали в специально сконструированной кювете с фторопластовыми окнами на приборе фирмы Bruker (Германия). Для исследования флуоресценции использовали спектрофлуориметр "Hitachi" (Япония). Связывание БСА с природным лигандом прогестероном исследовали по тушению флуоресценции БСА.

Было получено, что в ИК спектре поглощения облученного и необлученного трипсина достоверной разницы не обнаружено. В ИК спектре поглощения БСА наибольшие изменения наблюдались в области 2860 см⁻¹. Амплитуда этого максимума линейно снижалась при возрастании мощности лазерного излучения и времени облучения. Терагерцовое излучение вызывало увеличение поглощения БСА в УФ-диапазоне, главным образом, в области 190...235 нм. Эти изменения зависели от мощности излучения и времени облучения. В спектрах триптофана и

низкомолекулярного белка трипсина эти изменения незначительные. Флуоресценция растворов облученных триптофана и трипсина практически не изменялась по сравнению с флуоресценцией растворов необлученных веществ, а в растворах облученного БСА достоверно увеличивалась по сравнению с необлученным контролем. При этом способность связывания БСА с прогестероном (гидрофобным лигандом) уменьшалась. Облучение вызывало изменение амплитуды спектра кругового дихроизма БСА как в положительной, так и в отрицательной области. Эффект зависел от мощности излучения и времени облучения и носил необратимый характер. При облучении ДНК наблюдались достоверные отличия в УФ и КД спектрах облученного и контрольного образцов. Эти изменения были дозозависимы и сохранялись во времени.

Таким образом, терагерцовое излучение приводит к изменению амплитуды характерных полос поглощения в УФ, ИК спектрах и спектрах КД сложноорганизованных молекул БСА и ДНК. Эти изменения зависят от времени облучения и мощности лазерного излучения.

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ АКСИКОННОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Ахмеджанов Р.А., Водопьянов А.В., Иляков И.Е., Суворов Е.В.,
Третьяков М.Ю., Шишкин Б.В.

Институт прикладной физики Российской академии наук, Н.Новгород,
Россия

Представлены результаты измерений параметров ТГц излучения аксиконной искры, создаваемой сфокусированными фемтосекундными лазерными импульсами в воздухе. Измерены временные и спектральные характеристики терагерцового импульса, диаграмма направленности и пространственное распределение поляризации ТГц поля в пучке.

В последнее время ведутся активные исследования возможности использования терагерцового излучения в области материаловедения, контроля состояния окружающей среды, дистанционной идентификации взрывчатых и опасных химических веществ и т.д. Неионизирующий характер терагерцового излучения открывает широкие возможности для его использования в биологии и медицине, тем более, что прошедшее и отраженное от биологических объектов излучение несет значительную информацию для анализа. Для спектральных измерений (при использовании так называемой time-domain спектроскопии, с помощью которой измеряются и амплитудные и фазовые характеристики терагерцового излучения, прошедшего через исследуемое вещество) чрезвычайно важна мощность ТГц излучения для обеспечения максимального соотношения сигнал/шум. В настоящее время ведутся интенсивные поиски новых методов генерации и детектирования ТГц излучения с использованием газовых (в том числе плазменных) сред¹⁻⁴.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования возбуждения терагерцового излучения в лазерной искре, создаваемой при аксиконном пробое в воздухе атмосферного давления.

Для генерации и регистрации ТГц излучения используется фемтосекундная лазерная система «Spitfire» обладающая следующими параметрами: энергия

импульсов – 2,5 мДж, длительность – 50 фс, центральная длина волны – 780 нм, частота следования импульсов – 1кГц, диаметр лазерного пучка – 12 мм. Фемтосекундные лазерные импульсы фокусируются аксиконной линзой из плавленого кварца с углом при основании 15° . В фокусе аксикона возникает искра длиной ~ 15 мм, фронт которой движется со сверхсветовой скоростью. С помощью тефлонового аксикона и системы параболических зеркал генерируемые низкочастотные импульсы фокусируются на поверхность электрооптического кристалла, который служил в качестве детектора терагерцового излучения.

На рис. 1 изображена типичная временная зависимость поля импульса низкочастотного электромагнитного излучения. Энергия импульса сосредоточена практически в одной осцилляции поля с масштабом порядка 1 пс. Соответствующий спектр приведен на рис. 2.

Зависимость энергии терагерцового излучения от энергии лазерного импульса носит ярко выраженный пороговый характер (рис. 3). Порог генерации терагерцового излучения, по-видимому, определяется порогом ионизации (появление значительного количества заряженных частиц). При использовании излучения с циркулярной поляризацией вместо линейной, происходит значительный сдвиг порога в сторону более высоких энергий. При увеличении энергии возбуждающего лазерного импульса выше пороговой, амплитуда терагерцового поля растет.

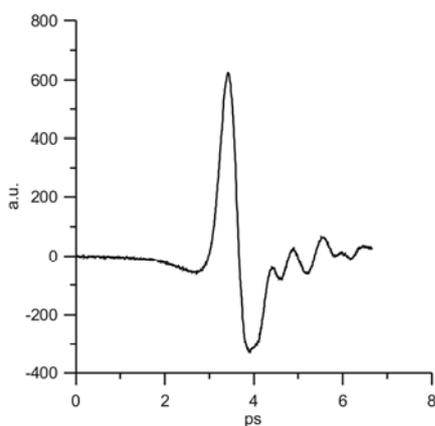


Рис.1

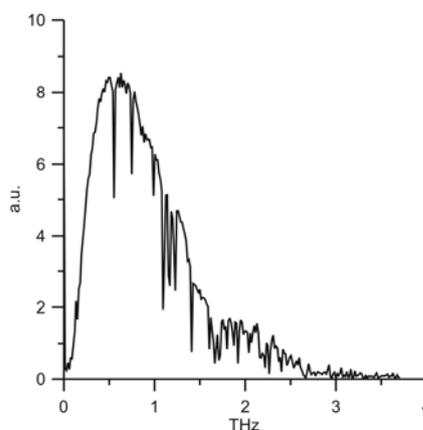


Рис.2

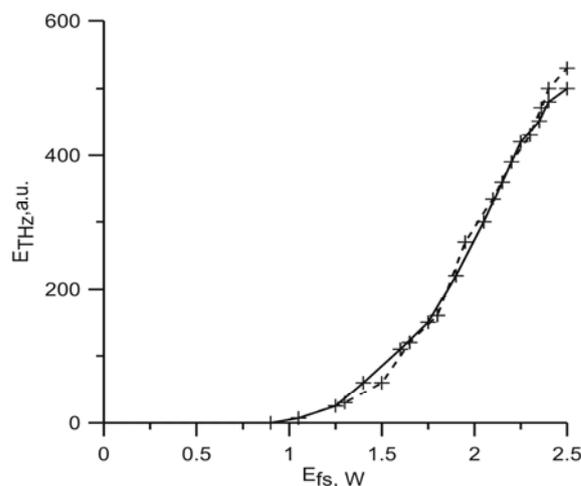


Рис.3

Увеличение длительности лазерного импульса при постоянной его энергии приводит к уменьшению эффективности преобразования.

В работе⁵ предложен способ генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона, основанный на возбуждении тока плазменных колебаний в лазерной искре, создаваемой аксиконной линзой и последующем излучении за счет черенковского механизма. Проведенные нами исследования показали, что при наложении внешнего статического электрического поля порядка 15 кВ/см происходит незначительное (в полтора-два раза) увеличение эффективности генерации терагерцового излучения. Возможно причиной слабого влияния внешнего статического поля, также как и генерации ТГц излучения в его отсутствии может быть связано с наличием в плазме внутренних статических полей сравнимых или даже больших внешних полей.

При измерениях диаграммы направленности и поляризации терагерцового излучения в качестве детектора использовался InSb болометр.

Диаграмма направленности ТГц излучения определялась при помощи непрозрачного экрана с отверстием, который крепился на двух координатной подвижке и перемещался в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Видно (см. рис.4), что диаграмма направленности терагерцового излучения представляет собой конус, с углом раскрытия, примерно совпадающим с углом фокусировки аксиконной линзы. Последнее обстоятельство свидетельствует в пользу того, что излучение происходит на фронте ионизации, движущегося со скоростью большей скорости света.

Для исследования поляризационных характеристик терагерцового излучения использовался поляризатор. Преимущественное направление поляризации определялось по величине сигнала при вращении поляризатора вокруг оси. Распределение поляризации в максимуме диаграммы направленности показано на рис. 5.

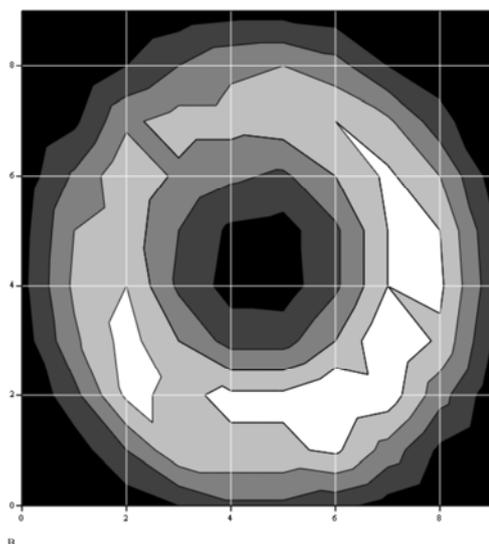


Рис.4

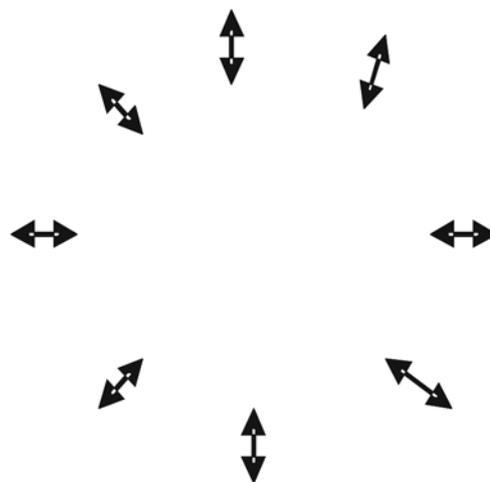


Рис.5

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 08-02-00978, 08-02-01260).

1. T. Löffler and H.G. Roscos, *J. Appl. Phys.*, **91**, №5, 2611-2614, (2002).
2. X. Xie, J. Dai, X.-C. Zhang, *PRL*, **96**, 075005, (2006).
3. A. Houard, Y. Liu, and A. Mysyrowicz, *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 241105, (2007).
4. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk, *PRL*, **98**, 235002, (2007).

5. С.В. Голубев, Е.В. Суворов, А.Г. Шалашов, *Письма в ЖЭТФ*, **79**, вып.8, 443-447, (2004).

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ УЗКОЩЕЛЕВОГО

$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \sim 0,2$)

Забудский В.В., Смирнов А.Б., Гуменюк-Сычевская Ж.В.,
Каменев Ю.Е.*, Момот Н.И.

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарёва НАНУ, Киев,
Украина

*Институт радиофизики и электроники им. Ф. Я. Усикова НАНУ,
Харьков, Украина

Рассмотрен болометр на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в качестве приемника миллиметрового и субмиллиметрового излучения. Представлены экспериментальные данные зависимости величины отклика от температуры для разных длин волн.

На сегодняшний день субмиллиметровый диапазон длин волн является сравнительно мало изученным. Вместе с тем он имеет большие перспективы практических применений, поэтому актуальной проблемой остается создание высокоэффективных приемников для данной области спектра.

Преимуществом болометров перед другими типами приемников является независимость их чувствительности от длины волны поглощаемого излучения. Однако для достижения высокой чувствительности полупроводниковых болометров обычно используется охлаждение до температур, близких к температуре жидкого гелия. Нами получены результаты, демонстрирующие возможность использования соединения $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в качестве материала для приемника миллиметрового и субмиллиметрового излучения, не требующего глубокого охлаждения.

В работе рассматривается прототип многоэлементного микроболометра на базе твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0,2$) с размером чувствительного элемента 50×50 мкм, представляющего собой эпитаксиальную пленку.

На рис.1 представлен детектируемый сигнал S , как функция температуры T при длине волны падающего излучения $\lambda=3.84$ мм. Смещение, задаваемое через болометр составляло $I_{\text{bias}} = 0,7$ мА. Величина S имеет фазовую зависимость, отклик понижался в области 230 К, затем возрастал, а при температуре 140 К проходил через ноль, при этом изменялся его знак. Далее происходило резкое возрастание сигнала на величину до 2-х порядков при температуре 78 К. Кроме того, для длины волны $\lambda=8$ мм измерялась величина вольт-ваттной чувствительности, которая составила $S_v=2,56$ В/Вт при $T=300$ К и $S_v=1,28 \cdot 10^3$ В/Вт при $T=77$ К.

На рис. 2 представлена зависимость выходного сигнала от температуры при длине волны $\lambda=337$ мкм. Величина тока смещения через образец составляла $I=1$ мА, мощность падающего излучения $P=0,2$ мВт. Падающее на образец излучение было линейно-поляризованным, а направление вектора поляризации относительно направления тока смещения оптимизировалось по максимуму величины отклика.

Особенностью характера зависимости для этой длины волны было наличие значительного выходного сигнала даже в отсутствие тока смещения.

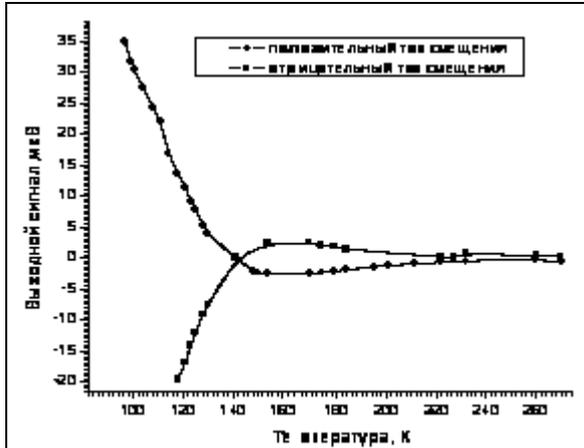


Рис. 1. Зависимость выходного сигнала от температуры при длине волны излучения $\lambda=3.84$ мм (ток через детектор $I=0,7$ мА)

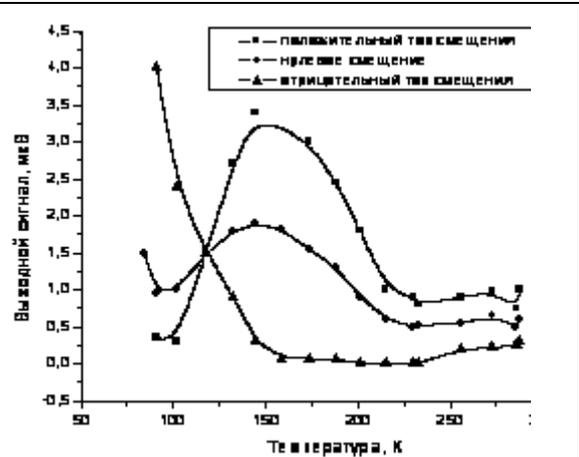


Рис. 2. Зависимость величины отклика от температуры полупроводникового образца при длине волны излучения $\lambda=337$ мкм (ток через детектор $I=1$ мА, мощность падающего излучения $P=0.2$ мВт)

1. Ю.Е. Каменев, В.Н. Добровольский, Ф.Ф. Сизов, «Приёмник излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов на горячих электронах» *Радиофизика и электроника*, т.13, №2, с. 207-213, 2008.

2. V.N. Dobrovolsky, F.F. Sizov, Y.E. Kamenev, and A.B. Smirnov, “Ambient temperature or moderately cooled semiconductor hot electron bolometer for mm and sub-mm regions” *Opto-Electronics review*, v.16, №26 p.172-178, 2008.

THZ EMISSION FROM ALGAN/GAN HIGH MOBILITY TRANSISTORS

Dyakonova N., Coquillat D., Teppe F., Knap W., Levinshstein M. E.*,
Rumyantsev S. L.*, Poisson M.-A. **, Delage S. **, Gaquiere C.***,
Vandenbrouk S. ***, Cappy A.***

Université Montpellier 2, Montpellier, France

*Ioffe Physico-Technical Institute, St Petersburg, Russia

**Thales Research and Technology, Orsay, France

***Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, Villeneuve d'Ascq, France

The development of detectors and emitters in the Terahertz range of frequencies is of high importance for spatial, security and medical applications. The use of field effect transistors for detection and emission of THz radiation is based on the original idea of Dyakonov and Shur that the two dimensional plasma waves in the transistor channel can interact with external electromagnetic radiation [1]. For submicron gate lengths the plasma oscillation frequencies fall into the THz range.

The generation of THz radiation has been observed in InGaAs/AlGaAs and GaN/AlGaN based high mobility transistors [2]. The appearance of emission in a threshold-like manner and the THz range spectrum are in accordance with the theory. However, contrary to the predictions of the theory the emission spectrum depended neither on the gate length nor on the gate voltage.

Recently, the analysis of generation of plasma waves was extended to more realistic two dimensional transistor geometry corresponding to the gate width which is much larger than the gate length and it was found that the dominant instability modes correspond to waves propagating perpendicular to the current direction and localized near the gate boundaries [3].

In this paper we present experimental results on THz emission observed from AlGaN/GaN-based high mobility transistors. Two types of transistors geometry have been studied. The transistors of standard design with submicron gate length and transistors for which gate length was from 1 to 16 μm (gated TLM).

Spectral analysis was performed by the cyclotron resonance based spectrometer. Two broad peaks around 0.5 THz and 8 THz have been observed for both structures. As it was already observed previously, the peak positions depended neither on the gate voltage nor on the drain voltage. The low frequency peak is attributed to modes of plasma instability generated near the gate boundary on the drain side and the high frequency one to the mode generated at the source side gate boundary.

1. M. Dyakonov and M.S. Shur in *“Terahertz Sources and Systems”*, Kluwer Academic Publishers-Netherlands ed. by R. E. Miles, 187, (2001).
2. N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Lusakowski, W. Knap, M. I. Dyakonov, M.-A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, C. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 141906-3, (2006)
3. M. Dyakonov, *Semiconductors* **42**, N 8, (2008)

KDP CRYSTALS DOPED BY ANATASE NANOPARTICLES IN TERAHERTZ APPLICATIONS

Enikeeva V.A., Ozheredov I.A., Shkurinov A.P., Gayvoronsky V.Ya.*,
Kopylovsky M.A.*, Prytula I.M.**, Kosinova A.V.**, Puzikov V.M.**
Department of Physics and International Laser Center of M.V.Lomonosov
Moscow State University, 119992 GSP-2, Leniskie Gory, Moscow, Russia

*Institute of Physics NASU, pr. Nauki 46, 03680 Kiev, Ukraine

** Institute for Single Crystals NASU, 61001, 60 Lenin Ave, Kharkov,
Ukraine

Potassium Dihydrogen Phosphate (KDP) and doped by anatase nanoparticles KDP crystals are studied by Terahertz time domain spectroscopy. It was shown experimentally that anatase nanoparticles significantly effect on the properties of KDP crystals in THz range. We suppose that anatase nanocrystals with giant nonlinear optical response are going to be a kind of capacitors inside the matrix electrooptic material for the enhancement of photoinduced polarization response in THz range.

The development of new THz sources is of great importance for scientific and technological applications. It was shown that potassium NLO crystals have promising

capabilities for both THz generation by optical rectification and detection of THz pulses by electro-optic sampling¹. In order to optimize techniques for THz generation, it is of crucial importance to accurately know the optical characteristics of the material in far infrared spectral range.

An idea of synthesis of novel functional material – Potassium Dihydrogen Phosphate crystals doped with TiO₂ (anatase polymorph) nanoparticles – was based on the approach of smart impact of the nanoparticles on defect subsystem of the crystal matrix via interaction of the hole polarons with extremely active surface of the incorporated nanocrystals. The defects have crucial influence on domain formation in ferroelectric phase.

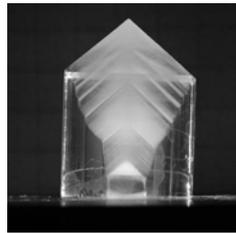


Fig. 1. As grown anatase doped KDP crystal (TiO₂ concentration in mother liquor solution 10⁻³ M%)

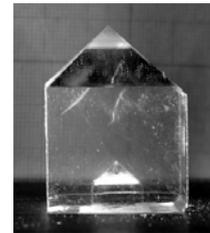


Fig. 2. As grown anatase doped KDP crystal (TiO₂ concentration in mother liquor solution 10⁻⁴ M%)

Experimental KDP samples doped by anatase nanoparticles were grown on the point seed from the solution by the temperature reduction method. Concentrations of TiO₂ particles in the initial solutions of KDP stoichiometric composition (pH=4.0-4.1) varied from 10⁻³ to 10⁻⁴ M% (Fig.1,2). Pure KDP crystals were grown at the same conditions from the same reagents. The crystals have equally well developed both grown sectors – prism {100} and pyramid {101}. The samples had a form of plates with the main plane perpendicular to the growing axis with a size of 10×10×0,7 mm³ with facets oriented along crystallographic axes.

We apply THz TDS technique for study of temperature dependencies and phase transition of pure KDP and KDP doped by anatase nanoparticles. A standard setup for THz TDS measurement is used. The spectrometer is based on femtosecond Tsunami (Spectra-Physics) laser and allows one to measure of samples transmission spectra in the frequency range from 0,1 to 2 THz with temperature varying and controlling. Both THz detector and emitter are photoconductive antennas (TeraVil Ltd.). For studying of dielectric properties of KDP crystals near phase transition point we used closed cycle helium cryostat DE - 210 S (Advanced Research Systems, Inc.) with sample cooling down to 4,5 K with temperature accuracy ±20 mK.

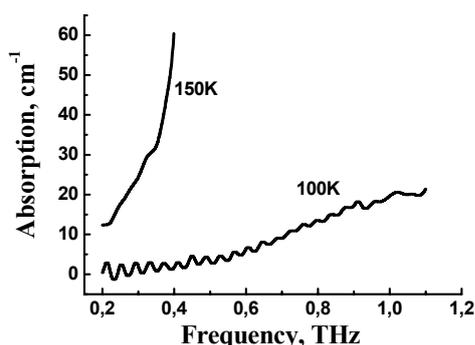


Fig. 3. Absorption spectra of pure KDP sample at temperatures above (150K) and below (100K) phase transition

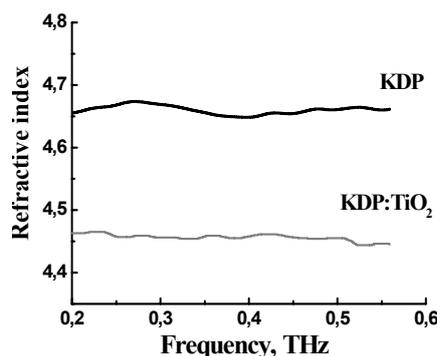


Fig. 4. Refractive index of KDP and the doped one by anatase nanoparticles at 115K

Experimental results of low frequency absorption of pure KDP sample for temperatures in compliance with different phases are shown at Fig.3. We note a drastic increase of absorption coefficient above phase transition while decrease of temperature below phase transition results in reduction of the power absorption in 10 times. Comparative refraction spectra of pure KDP and KDP doped by anatase nanoparticles at 115K, which means below phase transition point, are shown at Fig.4. It is clearly seen that for the same conditions refractive index of doped crystal is less correspondingly to pure KDP. The results of these measurements show the sensitivity of THz TDS technique to the crystal state and symmetry.

We have additionally studied temperature dependence of non-matching second harmonic generation in pure KDP and KDP:TiO₂ within fundamental radiation of femtosecond Tsunami (Spectra-Physics) laser. It was shown a realization possibility of quasi phase matching (QPM) condition of SHG at ferroelectric phase due to the domain blocks formation. For the normal incidence condition for our KDP crystal we observed the 2-10 times suppression of the non-matched SHG efficiency and shift to lower temperatures effect of QPM SHG in anatase doped KDP crystal in comparison with undoped one. We attributed this fact with strong interaction of the TiO₂ nanoparticles with proton subsystem of the crystal matrix and especially with hole polarons originated from intrinsic KDP defects. The defects control the process of domain blocks formation and QPM condition realization.

1. P. Mounaix, L. Sarger, J.P. Caumes, E. Freysz, *Opt.Com.*, **242**,631-639, (2004).

МАТЕРИАЛЫ НАУЧНОЙ МОЛОДЕЖНОЙ ШКОЛЫ «ОПТИКА-2008»

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ МИКРОСТРУКТУР В УФ-ОТВЕРЖДАЕМОМ НАНОКОМПОЗИТЕ

Булгакова В.Г., Ворзобова Н.Д.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы закономерности формирования полимерных микроструктур в светоотверждаемом нанокompозите. Выявлены особенности кинетики роста микроструктурных элементов и установлена связь размерных характеристик с экспозиционными параметрами, характеристиками амплитудной маски, толщиной слоя, а также эффектами диффузии, ингибирования процесса фотополимеризации кислородом воздуха и самофокусировки света.

Интенсивное развитие информационных систем, МЭМС и МОЭМС, телекоммуникаций и связи выдвигают новые требования к элементам этих систем, а также методам и технологиям их получения. Одним из возможных методов формирования микроструктурных элементов является глубокая литография. Современный уровень исследований в данной области характеризуется поиском перспективных материалов, источников излучения, процессов получения микроструктурных элементов, а также их возможных форм и конфигураций при уменьшении характеристических размеров элементов и увеличении форматного отношения. В настоящее время наилучшие результаты обеспечивают процессы LIGA^{1,2} с использованием в качестве экспонирующего излучения рентгеновских и ионных пучков. Однако, рентгеновские установки являются дорогостоящими и требуют соблюдения мер безопасности, а технологии, базирующиеся на использовании ионных пучков, требуют большого времени для получения сложных структур и не могут быть использованы для массового производства дешевых компонент. Основным материалом для получения микроструктур является фоторезист SU – 8. Одной из основных проблем, определяющих качество микроструктур, получаемых с использованием этого материала, является проблема удаления остаточного растворителя. В связи с этим актуальной является задача ориентации на оптические источники излучения и материалы, исключаяющие присутствие растворителя. Целью данной работы являлось исследование закономерностей и особенностей формирования микроструктурных элементов с использованием оптического излучения и мономерных композиций, в которых отсутствует растворитель.

В работе использовалась композиция на основе акриловых мономеров с инициатором фотополимеризации при введении наночастиц ZnO, которая, как показано в работе³, является перспективным материалом для глубокой литографии. Микроструктуры формировались контактным методом при наложении амплитудной маски на слой жидкой композиции, нанесенной на поверхность стеклянной подложки. Амплитудная маска (фотошаблон) изготавливалась фотографическим

методом при уменьшении исходного рисунка, изготовленного на компьютере. В качестве исследуемой конфигурации использовался штриховой тест с изменением размеров элементов (ширин линий) и расстояний между ними. Экспонирование проводилось УФ-излучением (365 нм). Высоты микроструктур и их поперечные размеры (ширины) измерялись с помощью микроинтерферометра МИИ-4.

В результате исследований установлена связь высот и поперечных размеров элементов микроструктур с экспозиционными параметрами, размерами элементов в амплитудной маске, ее плотностью, а также толщиной полимерного слоя. Выявлены особенности фотополимеризации в микрообъеме нанокompозита, различия кинетики роста микроэлементов в высоту и ширину и факторы, их определяющие. Установлено, что высота микроструктурных элементов может превышать заданную толщину слоя. Определены условия, при которых поперечные размеры элементов микроструктур могут уменьшаться относительно ширины линии в амплитудной маске. Уменьшение поперечных размеров может быть связано с ингибированием процесса иницированной фотополимеризации кислородом воздуха. Уменьшение ширин элементов наряду с увеличением их высот является благоприятным фактором с точки зрения уменьшения характеристических размеров и увеличения форматного отношения.

Наибольшее внимание уделено проблеме слияния близко расположенных элементов микроструктур. Показано, что образование полимерного слоя в областях под темными участками фотошаблона при больших длительностях экспозиции может быть связано с диффузией молекул фотоинициатора со свободными фоторадикалами из освещенных областей в неосвещенные. Установлена связь наименьшего расстояния между элементами микроструктур с размерами, заданными в амплитудной маске, ее плотностью, толщиной слоя и показана возможность наибольшего сближения элементов при уменьшении длительности экспозиции.

При формировании микроструктур с различной конфигурацией установлено также сужение элементов к основанию, которое может быть связано с эффектом самофокусировки света, уменьшение ширин элементов по краям структур, связанное с ингибированием кислородом, а также сглаживание углов, вследствие эффектов диффузии. Определены условия получения микроструктур с форматным отношением до 1:50.

1. F.Munnik, F.Benninger, S.Mikhailov, A.Bertsch, P.Renaud, H.Lorenz, M.Gmur, *Microelectronic Engineering*, **67 – 68**, 96 – 103, (2003).

2. M.J.Madou, in: *Fundamentals of Miniaturization*, 2nd Edition, CRC Press, Boca Ration, FL, (2002).

3. Ю.Э.Бурункова, С.А.Семьина, Л.Н.Капорский, В.В.Левичев, *Оптический журнал*, 75, №10, 54-57, (2008).

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ: ВЛИЯНИЕ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕДСКАЗАТЕЛЯ

Бекашева З.С

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Применительно к реализации модели линейного предсказателя методом Фурье - голографии проведен анализ влияния фильтрации в частотной плоскости на характеристики предсказателя. Показана возможность сведения нестационарного процесса к стационарному с матожиданием, равным нулю, в этих условиях.

В работах¹⁻² теоретически и экспериментально показана возможность реализации модели линейного предсказателя, основанного на множественной линейной регрессии, в 4-f схеме Фурье – голографии с обращением волновых фронтов в плоскостях изображений и корреляций. Линейный предсказатель является наилучшим по критерию минимума среднего квадрата ошибки предсказателем для стационарных случайных процессов³. Между тем, большинство реальных процессов, в том числе изображений, нестационарны. Поэтому актуальна проблема правомочности применения модели линейного предсказателя к нестационарным процессам.

В теории случайных процессов разработаны несколько методов перехода от нестационарных процессов к стационарным. В данной работе рассматриваются два метода. Первый – деление нестационарной реализации на квазистационарные интервалы и работа с каждым из них в отдельности. При этом особое внимание при выборе такого интервала отводится длине этого интервала, а также глубине предсказания. Второй метод представляет собой разделение случайного процесса по частоте на остаток и оценку матожидания. Случайной стационарной составляющей считают высокочастотные колебания, а низкочастотные – оценкой матожидания. При последующем разложении процесса в спектр и затем пропускании высоких (ослаблении низких) частот, получен стационарный процесс. Поэтому представляет интерес возможность реализации этих методов в рассматриваемой 4-f схеме Фурье – голографии.

Наш подход к решению поставленной задачи определяется тем, что динамический диапазон регистрирующей среды для записи голограммы всегда ограничен. Таким образом, на голограмме может быть записан только ограниченный участок Фурье-спектра (определенный интервал частот), выбор которого каждый раз определяется задачей. Соответственно, при восстановлении или иной обработке изображения голограммы Фурье всегда имеет место частотная фильтрация.

Рассматривается $Im(x)$ – реализация нестационарного случайного процесса (в 4-f схеме голографии – пропускание по амплитуде), со значениями на отрезке $[0,1]$. F – фурье-преобразование $Im(x)$, т.е. спектр. Для использования модели голографического предсказателя должны быть выполнены требования о стационарности и нулевом матожидании.

Исходный процесс не обладает нулевым матожиданием, так как коэффициент пропускания лежит в пределах $[0,1]$. В данном случае использован частотный фильтр, пропускающий все частоты, кроме нулевой, являющейся матожиданием. Применяв такой фильтр к исходному процессу и выполнив обратное фурье-преобразование, получили, что матожидание реализации равно нулю, а другие характеристики процесса (дисперсия, среднеквадратическое отклонение) не меняются, что позволяет работать с фильтрованным процессом, как с исходным.

Второе важное требование – стационарность реализации. Прогноз можно считать точным, только если характеристики процесса не меняются на протяжении всего участка реализации. Показано, что при использовании второго метода сведения к стационарности - высокочастотной фильтрации - характеристики

исходного процесса отличаются от фильтрованного. Наблюдается уменьшение дисперсии, уменьшение отношения сигнал/помеха. Матожидание становится равным нулю.

В данной работе показано, что процесс, преобразованный путем частотной фильтрации, присутствующей вследствие ограниченности динамического диапазона, может использоваться в модели голографического предсказателя.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю доц. Павлову А.В. за постановку задачи и научное руководство.

1. В.Н. Васильев, А.В. Павлов, *Оптические технологии искусственного интеллекта*, 99, (2005)
2. А.В. Павлов, *Научн.- техн. вестник*, 23, 57-64, (2005)
3. А. Д. Вентцель, *Курс теории случайных процессов*, 320, (1975)

СВОЙСТВА ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДЫ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Есаулков М.Н., Шкуринов А.П., Назаров М.М., Саркисов О.М.*
Международный Лазерный Центр Московского Государственного
Университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
*Институт Химической Физики РАН, Москва, Россия

В данной работе проводится исследование свойств поглощения воды в терагерцовом диапазоне частот при воздействии переменного и постоянного магнитного поля. Экспериментально показано эволюционирующее во времени уменьшение показателя поглощения при взаимодействии с магнитным переменным полем с индукцией 20 нТл-200 мкТл в присутствии постоянного фона магнитного поля Земли (42 мкТл). Также наблюдается изменение показателя поглощения воды при воздействии на нее постоянного магнитного поля индукцией 50 мТл.

Ряд биологических исследований ^{1,2} показывает, что вода, подвергнутая воздействию магнитного поля даже малой амплитуды, проявляет существенно различные свойства по сравнению с не омагниченной водой.

Вопрос взаимодействия воды со слабым магнитным полем представляет большой научный интерес ввиду того, что вода в природе подвергается их воздействию непрерывно. Причиной этого является наличие магнитного поля Земли и его колебания в период магнитных бурь.

Свидетельства влияния магнитного поля на воду многочисленны, однако не существует однозначного объяснения природы этих явлений. Существуют две полярные точки зрения на эту проблему. Первая предполагает, что воздействию поля подвергаются, в первую очередь, всевозможные примеси, ионы и растворенные в воде газы, полностью избавиться от которых в процессе эксперимента практически невозможно. Некоторые из обратимых реакций, приводящих к образованию или гибели различных ионов в воде, являются спин-чувствительными, и магнитное поле может воздействовать на положение равновесия этих реакций, что в конечном итоге изменяет те или иные свойства воды. Вторая точка зрения заключается в том, что

магнитное поле способно влиять непосредственно на структуру сетки водородных связей.

В силу того, что вода является водородносвязанной системой, ее свойства зависят, прежде всего, от структуры сетки водородных связей³. Энергия водородных связей дальнего порядка невелика и сравнима с тепловой энергией молекул при комнатной температуре, поэтому рисунок связей непрерывно изменяется во времени. В силу этого даже слабые внешние воздействия, такие как электрические и магнитные поля, звуковые колебания, перемешивание, резкое нагревание и охлаждение, способны оказывать существенное влияние на упорядочивание связей и формирование мультимолекулярных структур.

Энергия водородных связей⁴ (0.1-50 кДж/моль) близка к энергии квантов излучения в инфракрасном и дальнем ИК-диапазоне, называемом также терагерцовым (частота электромагнитной волны 100 ГГц-3 ТГц, волновые числа 1-100 см⁻¹, энергия квантов порядка 1 мэВ или 0.1-1 кДж/моль). Кроме того, среднее время жизни водородной связи в воде составляет единицы пикосекунд. Это равносильно утверждению, что перестройка рисунка водородных связей происходит приблизительно с частотой в 1 терагерц (1 ТГц=10¹² Гц). Таким образом, исследование систем, свойства которых определяются динамикой поведения водородных связей, перспективно проводить в терагерцовом и инфракрасном диапазонах.

В данной работе представлено исследование поведения спектра поглощения воды в терагерцовом диапазоне при взаимодействии воды с постоянным и переменным магнитным полем различной амплитуды. Показано, как изменяется с течением времени поглощение воды при взаимодействии с переменным магнитным полем низкой частоты (4-16 Гц), а так же с постоянным магнитным полем различной амплитуды.

- 1 V.E. Kholmogorov, A.I. Khaloimov, N. Lekhtlaan-Tynisson, *J. Opt. Technol.*, **72**, 822-824, (2005)
- 2 V.V. Novikov, V.V. Kuvichkin, E.E. Fesenko, *Biofizika*, 44, 224, (1999)
- 3 А.Ф. Николаев, *Известия СПбГТИ(ГУ)*, 1 (27), 110-115, (2006)
- 4 E. T. J. Nibbering, T. Elsaesser, *Chem. Rev.*, **104**, 1887-1914, (2004)

ЭВОЛЮЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ГАУССОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Капойко Ю.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики
Санкт-Петербург, Россия

Получены простые аналитические соотношения для скорости дисперсионного расплывания гауссовых световых импульсов из малого числа колебаний в кварцевом волокне.

Эволюция электрического поля E импульса с континуумным спектром, попадающим в диапазон нормальной групповой дисперсии оптического волновода, может быть описана уравнением [1]

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - a \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial t^3} = 0 \quad (1)$$

где ω - частота, z - направление распространения волны, t - время, c - скорость света, N_0 и a - константы, характеризующие дисперсию показателя преломления вида

$$n(\omega) = N_0 + a \cdot c \cdot \omega^2 \quad (2)$$

которое, например, при $N_0=1.4465$ и $a=0.4060 \cdot 10^{-41} \text{ м/с}^3$ описывает показатель преломления кварцевого стекла с точностью $\Delta < 10^{-4}$ в диапазоне 680...920 нм.

Скорость движения светового импульса [2]

$$\frac{d \langle t \rangle}{dz} = \frac{N_0}{c} + \frac{3a}{W} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 dt \quad (3)$$

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} E^2 dt$$

где W - энергия импульса, а скорость дисперсионного расплывания импульса [2]

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} - \left(\frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)^2 = \frac{9a^2}{W^2} \left[W \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^2 dt - \left(\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)^2 dt \right)^2 \right] \quad (4)$$

Квадрат длительности импульса [2]

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \left(\frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)_0 z + \left(\frac{1}{2} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} - \left(\frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)^2 \right) z^2 \quad (5)$$

Для входного гауссового импульса $E = E_0 \cdot e^{-t^2/t_0^2} \sin(\omega_0 t)$ энергия импульса

$$W = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\pi} \cdot t_0 \cdot E_0^2}{4} \left(1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} \right) \quad (6)$$

скорость движения

$$\frac{d \langle t \rangle}{dz} = \frac{N_0}{c} + \frac{3a}{W} \frac{\sqrt{2\pi} E_0^2 \left(1 + \omega_0^2 t_0^2 - e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} \right)}{4t_0} \quad (7)$$

а скорость дисперсионного расплывания

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} - \left(\frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)^2 = \frac{9a}{W^2} \left[W \frac{\sqrt{2\pi} E_0^2 \left(3 + 6\omega_0^2 t_0^2 + \omega_0^4 t_0^4 - 3e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} \right)}{4t_0^3} - \left(\frac{\sqrt{2\pi} E_0^2 \left(1 + \omega_0^2 t_0^2 - e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} \right)}{4t_0} \right)^2 \right] \quad (8)$$

1. Козлов С.А., Самарцев В.В. *Оптика фемтосекундных лазеров*. - СПб, СПбГУ ИТМО, 2007. - 218с.

2. Барсуков В.С., Каресёв В.Б., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. *Дисперсионное расплывание фемтосекундных световых импульсов с континуумным спектром*. - В кн.: Оптические и лазерные технологии, 2001, с. 11-17 (2001).

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Корешков К. С.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий, механики и оптики
Санкт-Петербург, Россия

Получены решения вида параксиальных волн на утроенных и комбинационных частотах, генерируемых при столкновении встречных световых импульсов из малого числа колебаний и разного спектрального состава в диэлектрических средах с нерезонансной дисперсией и нелинейностью.

Динамика поля \vec{E} параксиального оптического излучения с широким временным спектром, в том числе из малого числа колебаний, в нелинейной диэлектрической среде может быть описана уравнением^{1,2}.

$$\Delta \vec{E} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} - 2 \frac{N_0}{c} b \vec{E} - \frac{\varepsilon_{nl}}{c^2} \frac{\partial^2 (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где N_0 , a , b – эмпирические константы, характеризующие дисперсию линейного показателя преломления среды:

$$n^2(\omega) = N_0^2 + 2cN_0a\omega^2 - 2cN_0b\omega^{-2}, \quad (2)$$

ε_{nl} – коэффициент нелинейной диэлектрической проницаемости, Δ – лапласиан, t – время, а c – скорость света в вакууме.

Для пространственно-временного спектра линейно-поляризованного излучения

$$G(\omega, k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int E(t, x, y, z) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt dx dy, \quad (3)$$

где ω , k_x , k_y – частоты временного и пространственного спектра световых волн, z – направление, вдоль которого они распространяются, уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{d^2 G}{dz^2} + k_z^2 G + \frac{\varepsilon_{nl}}{c^2} \omega^2 H = 0, \quad (4)$$

где $k_z^2 = \frac{N_0^2}{c^2} \omega^2 + \frac{2N_0}{c} (a\omega^4 - b) - (k_x^2 + k_y^2)$, а

$$H = \frac{1}{(2\pi)^6} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint G(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times G(\omega', k'_x, k'_y) \times \\ \times G(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y.$$

Уравнение (4) было решено методом итераций. В качестве нулевой итерации рассматривались решения линеаризованного уравнения (4) вида диспергирующих и дифрагирующих гауссовых встречных световых импульсов разной центральной временной частоты (смотри рисунок), динамика пространственно-временных спектров которых в диэлектрической среде описывалась соотношениями

$$\begin{aligned}
G_1^{(0)} &= E_{01} \frac{\rho_{01}^2 \tau_{01} \pi^{3/2}}{2i} e^{-\frac{k_x^2 + k_y^2}{4} \rho_{01}^2} e^{ik_z z} e^{-\frac{(\omega - \omega_{01})^2}{4} \tau_{01}^2} \\
G_2^{(0)} &= E_{02} \frac{\rho_{02}^2 \tau_{02} \pi^{3/2}}{2i} e^{-\frac{k_x^2 + k_y^2}{4} \rho_{02}^2} e^{-ik_z z} e^{-\frac{(\omega - \omega_{02})^2}{4} \tau_{02}^2},
\end{aligned} \tag{5}$$

где E_{01} , E_{02} , ρ_{01} , ρ_{02} , τ_{01} , τ_{02} – амплитудные, пространственные и временные характеристики встречных волн.

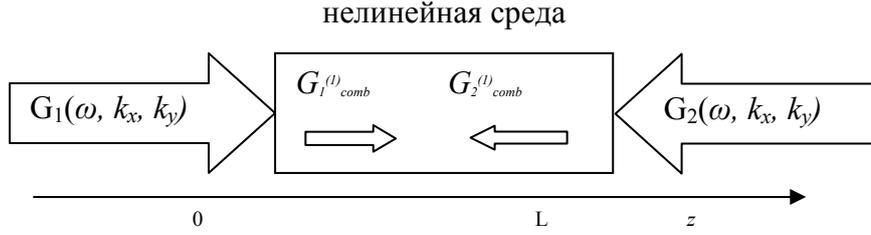


Рис. 1. Взаимодействие излучения встречных световых импульсов с пространственно-временными спектрами G_1 и G_2 в нелинейной среде

В следующей итерации, учитывающей нелинейное слагаемое в (4), получены выражения для пространственно-временных спектров излучения, генерируемого при столкновении в нелинейной диэлектрической среде встречных импульсов (5) на утроенных и комбинационных частотах, вида

$$\begin{aligned}
G^{(1) comb} &\sim \frac{\rho_{01}^2 \tau_{01}}{k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) \rho_{01}^2}{12}} \left(e^{3ik_1 z} e^{-\frac{(\omega - 3\omega_{01})^2}{12} \tau_{01}^2} + e^{-3ik_1 z} e^{-\frac{(\omega + 3\omega_{01})^2}{12} \tau_{01}^2} \right) + \\
&+ \frac{\rho_{02}^2 \tau_{02}}{k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) \rho_{02}^2}{12}} \left(e^{3ik_2 z} e^{-\frac{(\omega - 3\omega_{02})^2}{12} \tau_{02}^2} + e^{-3ik_2 z} e^{-\frac{(\omega + 3\omega_{02})^2}{12} \tau_{02}^2} \right) + \\
&+ \frac{R_{12}^2 T_{12}}{k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) R_{12}^2}{12}} \left(e^{i(2k_1 - k_2)z} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_{01} - \omega_{02})^2}{4} T_{12}^2} + e^{-i(2k_1 - k_2)z} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_{01} + \omega_{02})^2}{4} T_{12}^2} \right) - \\
&- \frac{R_{12}^2 T_{12}}{k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) R_{12}^2}{12}} \left(e^{i(2k_1 + k_2)z} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_{01} + \omega_{02})^2}{4} T_{12}^2} + e^{-i(2k_2 + k_1)z} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_{01} - \omega_{02})^2}{4} T_{12}^2} \right) + \\
&+ \frac{R_{21}^2 T_{21}}{k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) R_{21}^2}{12}} \left(e^{i(2k_2 - k_1)z} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_{02} + \omega_{01})^2}{4} T_{21}^2} + e^{-i(2k_2 - k_1)z} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_{02} - \omega_{01})^2}{4} T_{21}^2} \right) + \\
&+ \frac{R_{21}^2 T_{21}}{k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) R_{21}^2}{12}} \left(e^{i(2k_2 + k_1)z} e^{-\frac{(\omega + 2\omega_{02} - \omega_{01})^2}{4} T_{21}^2} + e^{-i(2k_2 + k_1)z} e^{-\frac{(\omega - 2\omega_{02} + \omega_{01})^2}{4} T_{21}^2} \right)
\end{aligned} \tag{6}$$

$$\text{где } R_{12}^2 = \frac{\rho_{01}^2 \rho_{02}^2}{2\rho_{02}^2 + \rho_{01}^2}; \quad R_{21}^2 = \frac{\rho_{02}^2 \rho_{01}^2}{2\rho_{01}^2 + \rho_{02}^2}; \quad T_{12}^2 = \frac{\tau_{01}^2 \tau_{02}^2}{2\tau_{02}^2 + \tau_{01}^2}; \quad T_{21}^2 = \frac{\tau_{02}^2 \tau_{01}^2}{2\tau_{01}^2 + \tau_{02}^2} \quad (7)$$

характеризуют ширины пучков и длительности импульсов, генерируемых на комбинационных частотах.

Пространственно-временные спектры генерируемого излучения исследованы для случая взаимодействия двух одинаковых импульсов.

Автор выражает свою благодарность профессору, доктору физ.-мат. наук С.А. Козлову за всестороннее научное руководство.

1. С.А. Козлов, С.В. Сазонов, *Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах.* – ЖЭТФ, 1997, **111**, в. 2, с. 404-418 (1997)
2. С.А. Козлов, В.В. Самарцев, *Оптика фемтосекундных лазеров.* – СПб, СПбГУ ИТМО, – 214 с. (2007)

ДИФРАКЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУМА НА ЩЕЛИСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУМА, ФОРМИРУЕМОГО В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОМ ВОЛОКНЕ

М.С. Куля

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе теоретически рассмотрено явление дифракции широкополосного излучения, экспериментально изучена дифракция спектрального суперконтинуума на щели в дальней зоне. Показано наличие явления красного и голубого смещения, характерного для широкополосного когерентного излучения.

Экспериментально исследована дифракция сверхширокополосного излучения на щели с использованием цветной ПЗС-матрицы. Получены картины дифракции в спектральных диапазонах 400...500 нм, 500...560 нм, 560...700 нм и проведена их обработка. Показана перспективность использования цветной цифровой фотографии для регистрации фемтосекундного суперконтинуума.

Генерация спектрального суперконтинуума при взаимодействии мощных фемтосекундных лазерных импульсов с прозрачными диэлектриками представляет собой интересное физическое явление, и кроме того, приобретает все более важное практическое значение. Явление суперконтинуума имеет широкую перспективу использования в оптической метрологии, высокоточных измерениях, в системах волоконно-оптической связи. Революционные достижения в области лазерной спектроскопии, значительные успехи последних лет в области оптики сверхкоротких импульсов, нелинейной и квантовой оптики, лазерной биомедицины стали возможными благодаря использованию генерируемого лазерным излучением искусственного белого света. В связи с этим представляется весьма актуальным исследование основных свойств суперконтинуума: спектральный состав излучения, энергетические и поляризационные характеристики, временная структура и т.д.

Одним из основных явлений оптики является дифракция света, однако таких исследований для распространения сверхширокополосных импульсов и их дифракции в достаточной мере не проводилось.

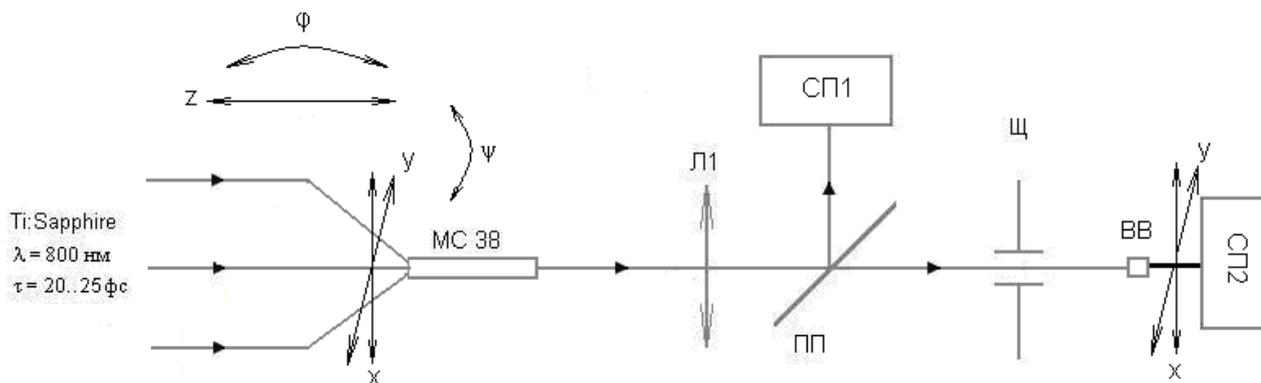


Рис.1. Схема эксперимента. MC-38- марка волокна (диаметр сердцевины 1,2 мкм, длина 195 см), Л0- линза для ввода излучения в волокно, Л1- линза $f=3$ см, ПП- полупрозрачная пластинка, СП- спектрограф, Щ- дифракционная щель, ВВ- волоконный ввод. x, y, z, ϕ, ψ - линейные и угловые координаты пятикоординатного стола

Генерация суперконтинуума стала возможной с появлением лазеров, генерирующих сверхкороткие импульсы. В этой работе использовался фемтосекундный лазер ФЕМОС-2.

Основные характеристики фемтосекундного лазера: вблизи центра контура усиления (800 нм) при типичной длительности импульсов 20-25 фс и частоте следования 80 МГц, средняя мощность излучения достигает 100 мВт (в зависимости типа и мощности лазера накачки), что соответствует пиковой мощности импульсов ~ 20 кВт. Диаметр пучка составлял 5 мм, расходимость излучения $5 \cdot 10^{-4}$ рад.

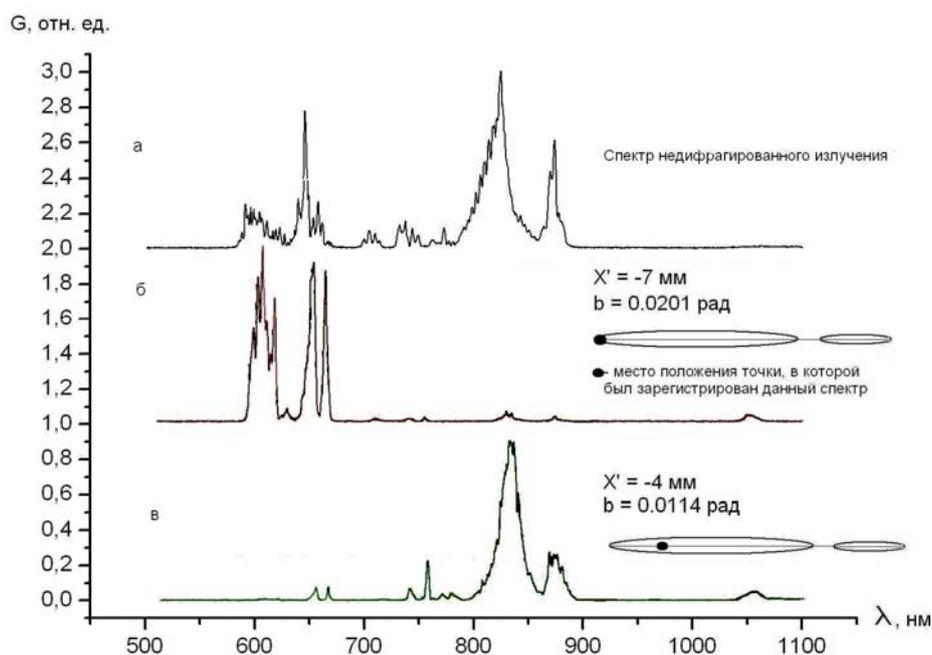


Рис. 2. Сравнительный график для трех спектров. *a*- недифрагированный, *б* и *в*- спектры дифрагированного излучения. По оси абсцисс-длина волны, по оси ординат- относительная спектральная плотность

С помощью оптической системы часть излучения суперконтинуума попадала и регистрировалось спектрографом СП1. Одновременно осуществлялось взаимодействие прошедшего через ПП излучения с дифракционной щелью, дифрагированные спектры регистрировались прибором СП2. После обработки были получены характерные спектры дифракции для различных точек.

В настоящей работе экспериментально изучена дифракция излучения спектрального суперконтинуума на щели. В ходе эксперимента был получен набор спектров дифрагированного на щели излучения и соответствующие этому набору первоначальные спектры. По результатам обработки установлено, что имеют место эффекты красного и голубого смещения для спектров дифракции суперконтинуума, то есть в разных точках пространственной дифракционной картины спектры разные. Это говорит о том, что излучение суперконтинуума спектрально ограничено, и следовательно сам суперконтинуум когерентен.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ПРОИЗВОЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МЕТОДОМ В-СПЛАЙНОВ

Олехнович Р.О, Серебрякова В.С.

Выражаем благодарность научным руководителям

д.т.н., проф. Мешковскому И.К. и к.ф.-м.н., доц. Дейнеке Г.Б.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе приведена универсальная методика расчета параметров канальных волноводов с произвольным распределением показателя преломления из первых принципов решения уравнения Гельмгольца. В качестве алгоритма предложен метод конечных элементов с использованием В-сплайнов. Приведены результаты расчета мод для заданного распределения профиля показателя преломления канального волновода на подложке ниобата лития.

Проведенный анализ литературы в области методик расчета волноводов не дает исчерпывающей информации об оптимизации процесса получения данных о структуре и свойствах волноводов. Данная предметная область является актуальной и развивающейся в данном направлении, о чем свидетельствует современная отечественная и зарубежная литература¹⁻¹¹. Основное достоинство использования метода В-сплайнов заключается в том, что он является универсальным средством для расчета волноводов с произвольным распределением показателя преломления, это высокоточный и производительный метод.

Физическая модель основана на методе конечных элементов с использованием В-сплайнов¹² (из первых принципов решается уравнение Гельмгольца), являющаяся универсальным средством для расчета волноводов различной конфигурации. Эта методика позволяет считать такие параметры, как количество мод, дисперсионные свойства, интеграл перекрытия полей; визуализировать поля в сечении волновода, строить профиль показателя преломления в волноводном слое.

Рассмотрим световую волну, распространяющуюся по оптическому волноводу с произвольным показателем преломления в направлении z , а вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости (x,y) :

$$E(x, y, z) = E_m(x, y) \exp(i(k_z z - \omega t)) \quad (1)$$

где $k_z = n_{eff} k_0$ – постоянная распространения, $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число в свободном пространстве. При этом $E_m = (x, y)$ является решением уравнения:

$$HE = \gamma E, \text{ где } H = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0 n^2, \gamma = k_0 n_{eff}^2 \quad (2)$$

где $n = n(x, y)$ – распределение профиля показателя преломления в плоскости XOY , n_{eff} – эффективный показатель преломления.

Для нахождения решения область интегрирования покрывается сеткой, в узлах которой расположены двумерные В – сплайны:

$$f_i^{h1}(x) f_i^{h2}(y) = \psi_{i,j}^{h1,h2} = \psi_k, \text{ где } k \text{ – обобщенный индекс } (h1, h2, i, j).$$

Одномерный набор В – сплайнов $f(x)$ состоит из двух функций центрированных на каждом узле:

$$f^0(x) = \begin{cases} 0, \text{ при } |x| > 1 \\ (x-1)(x-1)(1+2x), \text{ при } x \geq 0 \\ (1+x)(1+x)(1+2x), \text{ при } x < 0 \end{cases} \quad f^1(x) = \begin{cases} 0, \text{ при } |x| > 1 \\ (1-x)(1-x)x, \text{ при } x \geq 0 \\ (1+x)(1+x)x, \text{ при } x < 0 \end{cases} \quad (3)$$

При этом, если раскладывать функцию по данному набору, то при известных значениях функции и её производной в данной точке, данные значения и будут являться коэффициентами разложения:

$$F(x) = \sum_j F_j f^0(x-j) + \sum_j F_j' f^1(x-j) \quad (4)$$

В двумерном случае в одном узле находится два сплайна или четыре функции. На рис.1 приведен набор В-сплайнов на одном узле в двумерном случае.

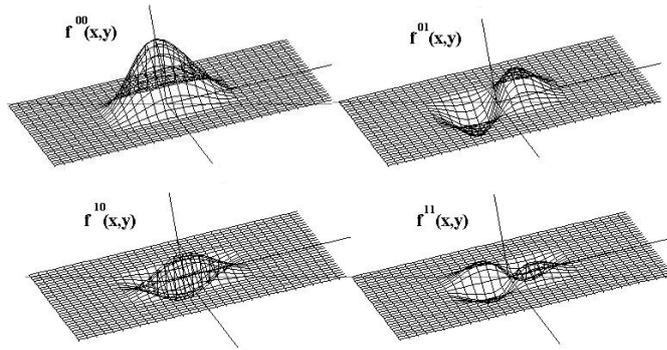


Рис. 1. Набор двумерных В-сплайнов

Представим $E(x, y)$ в виде: $E(x, y) = \sum_k C_k \psi_k(x, y)$.

Приходя к обобщенной задаче на собственные значения и собственные функции получим:

$$\sum_{k=0}^M C_k H_{n,k} = \gamma S_{n,k} C_n \quad (5)$$

где $H_{n,k} = \int_{x_{min}, y_{min}}^{x_{max}, y_{max}} \psi_n(x, y) H \psi_k(x, y) dy dx$, $S_{n,k} = \int_{x_{min}, y_{min}}^{x_{max}, y_{max}} \psi_n(x, y) \psi_k(x, y) dy dx$, M – число базисных функций.

Пусть профиль показателя преломления интегрально-оптического световода описывается формулой:

$$n(x, y) = n_{sub} + (n_{max} - n_{sub}) \exp(x/H) \exp(-(y/W)^2) \quad (6)$$

где n_{sub} – показатель преломления подложки, n_{max} – максимальный показатель преломления в интегрально-оптическом волноводе, H – глубина интегрально-оптического волновода, W – ширина интегрально-оптического волновода.

На рис. 2 представлен профиль показателя преломления интегрально-оптического волновода с $n_{sub} = 2$, $n_{max} = 2.5$, $H = 2$ мкм, $W = 2$ мкм, над волноводом находится воздух. Распределение интенсивности двух первых мод интегрально-оптического волновода с приведенным профилем показателя преломления представлено на рис. 3.

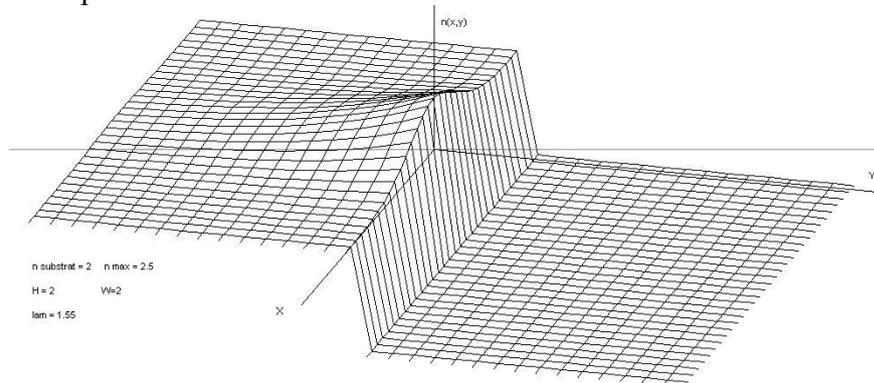


Рис. 2. Профиль показателя преломления для волновода с заданными параметрами

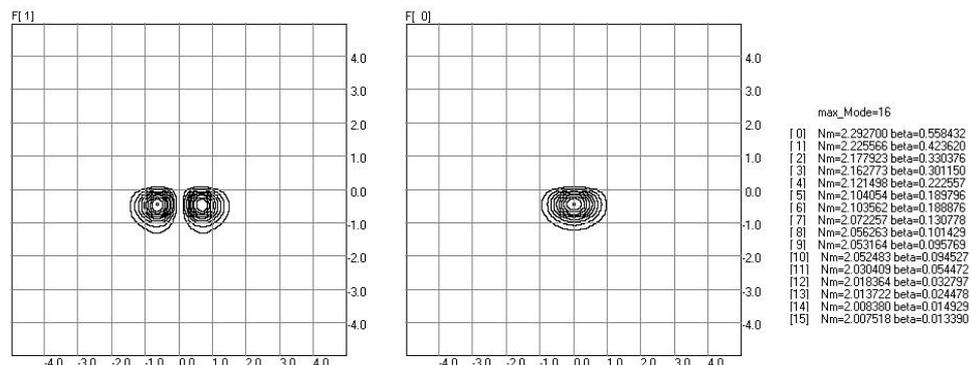


Рис. 3. Распределение интенсивности в первых 2-х модах

Полученные результаты хорошо согласуются с прецизионными расчетами¹⁻⁶

1. M. Koshiba, K. Hayata, M. Suzuki, *Electronics Lett.*, **18**, № 10, 411-412, (1982).
2. M. Koshiba, K. Hayata, M. Suzuki, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **MTT-33**, №3, 227-232, (1985).
3. M. Koshiba, H. Saitoh, M. Eguchi, K. Hirayama, *IEEE Proc.-J*, **139**, № 2, 166-171, (1992).
4. M. A. R. Franco, A. Passaro, J.M. Machado, J.R. Cardoso, *IEEE Proc.*, **MTT-S**, 158-162, (1999).
5. M. A. R. Franco, A. Passaro, *IEEE Transactions on Magnetics*, **35**, № 3, 1546-1549, (1999).
6. M. A. R. Franco, L.C. de Vasconcellos, J.M. Machado, *Telecommunications*, **07**, № 01, 54-59, (2004).

7. N. Mabaya, P.E. Lagasse, P. Vandenbulcke, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, **MTT-29**, №6, 600-605, (1981).
8. S.K. Korotky, W.J. Minford, L.L. Buhl, M.D. Divino, *IEEE Journal of Quant. Elect.*, **QE-18**, № 10, 1796-1801, (1982).
9. B.M.A. Rahman, J.B. Davies, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **LT-2**, № 5, 682-688, (1984).
10. C. Vassallo, *IEEE Proc.-J*, **139**, № 2, 137-142, (1992).
11. V.A. Popescu, *Optics Communications*, **250**, 274-279, (2005).
12. Г.И. Марчук, В.И. Агошков, *Введение в проекционно-сеточные методы. М: Наука*, (1981).

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С НАКЛОННЫМИ ВОЛНОВЫМИ ФРОНТАМИ

Погода А.П., Беспалов В.Г.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе определены условия образования стационарной интерференционной картины двух сверхкоротких импульсов с наклонным волновым фронтом. Проведен анализ формы и длины исходного импульса с использованием дифракции зондирующего пучка на динамической голограмме.

Важной проблемой фемтосекундной оптики является задача получения устойчивой стационарной интерференционной картины двух фемтосекундных импульсов. Получение такой картины, фиксируемой в некоторой области пространства и с большим числом интерференционных полос, позволит использовать такой метод для создания различных динамических голографических устройств, в том числе для обработки информации.

Целью данной работы было определение условий образования стационарной интерференционной картины двух фемтосекундных импульсов, один из которых с наклонным волновым фронтом.

Предлагается следующая схема записи стационарных динамических голограмм сверхкороткими импульсами (рис.1). Излучение фемтосекундного лазера с помощью полупрозрачного зеркала делится на два пучка. После падения одного из пучков на дифракционную решетку его волновой фронт становится наклонным, получение такого наклонного волнового фронта подробно описано в [1]. Для дифракционных решеток с различными параметрами (600 л/мм, 1200 л/мм, 1800 л/мм, 2400 л/мм) были вычислены различные значения угла наклона волнового фронта пучка после дифракционной решетки.

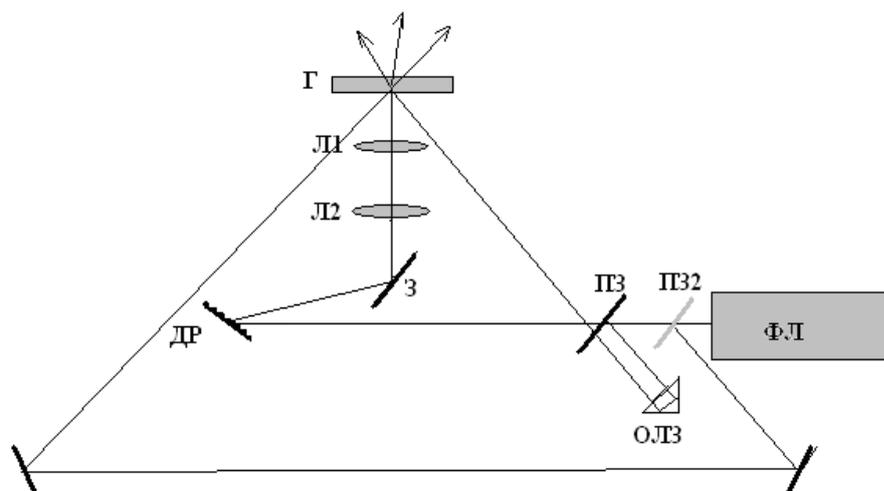


Рис. 1. Схема получения интерференционной картины и дифракция на ней зондирующего пучка. ФЛ - фемтосекундный лазер, ПЗ1, ПЗ2 – полупрозрачные зеркала, ОЛЗ – оптическая линия задержки, ДР – дифракционная решетка, Л1,Л2 – линзы проекционной системы, Г – динамическая голограмма

Для выравнивания оптических путей импульсов используется оптическая линия задержки (ОЛЗ), позволяющая также достаточно точно изменять разность хода между пучками и получать интерференционную картину в различных точках волнового фронта наклонного импульса. Далее проекционная система передает изображение наклонного импульса на дифракционной решетке в плоскость получения голограммы. В этой плоскости в результате интерференции импульсов с прямым и наклонным волновым фронтом формируется стационарная интерференционная картина.

Изменяя параметры дифракции зондирующего импульса на динамической голограмме, можно получить информацию о форме исходного сверхкороткого импульса. В данной схеме зондирующий импульс отделяется от излучения лазера с помощью светоделительного элемента. Мощность равна 5% от исходного излучения лазера. Изменяя разность хода импульсов, формирующих голограмму, мы последовательно получаем интерференционные картины, образованные опорным пучком и различными точками импульса с наклонным фронтом. А значит, анализируя изменение положения первого дифракционного максимума дифракционной картины зондирующего импульса, можно измерить длину, а также форму импульса с наклонным фронтом.

Таким образом, в данной работе рассмотрена интерференция сверхкоротких импульсов с наклонными волновыми фронтами и предложен метод измерения параметров с использованием дифракции на динамической решетке. Рассмотренная экспериментальная схема позволяет увеличить точность измерения формы и длительности фемтосекундных импульсов.

1. A.G.Stepanov, J. Hebling, J.Kuhl: Appl. Phys. Lett. **83**, 3000 (2003)

ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО СТРОЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ НАНОКОМПОНЕНТОВ С ПОДЛОЖКОЙ НА СОСТАВ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

Старовойтов А.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрено взаимодействие нанокomпонентов тонких органических пленок с подложкой и окружением в зависимости от их строения и концентрации наносимого раствора.

Цианиновые соединения с нанометровой молекулярной структурой вида $\text{Het}_1 = \text{CH} - (\text{CH} = \text{CH})_n - \text{Het}_2^+ + \text{A}^+$ играют важную роль в спектральной сенсбилизации фотографической эмульсии,¹ в органических фотогальванических элементах² и в лазерной технике (активные среды и пассивных затворов³). В последние годы растет число исследований, где молекулярные слои применяют для записи информации с помощью фото-⁴ или термодеструкции⁵ слоя. В работе⁶ отмечено, что фотостимулированные процессы в слоях цианинов дают принципиальную возможность записи и считывания информации оптическими методами без деструкции слоя.

Работа направлена на выяснение закономерностей влияния электронного и пространственного строения многоатомных органических молекул и асимметрии взаимодействия компонентов слоя с подложкой на равновесный компонентный состав и оптические параметры молекулярных слоев. Исследованы молекулярные слои из гомологических рядов цианиновых красителей. Изучено влияние симметрии химического и электронного строения, электронодонорности концевых групп *Het*, длины цепи сопряжения молекул и толщины молекулярного слоя на равновесное соотношение концентраций ассоциатов и мономеров разного стереостроения и пространственную ориентацию компонентов. Основные методики – абсорбционная поляризационная спектрометрия и ближнепольная микроскопия.

1. T. H. James, *The Theory of the Photographic Process*. (Macmillan, New York, 1977)
2. A. Ehret, L. Stuhl, M. T. Spitler, *J. Phys. Chem. B*, 105, 9960-9965 (2001)
3. А.А. Ищенко, *Квантовая электроника*, 21, 513-534, (1994)
4. Yang Wang, Donghong Gu, Fuxi Gan, *Proc. SPIE*, 5060, 15-19, (2003).
5. Kravets V.G., Vinnichenko K.L., Prygun O.V., *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, 3, 520-522, (2000).
6. E.N. Kaliteevskaya, V.P. Krutyakova, T.K. Razumova, A.A. Starovoytov, *Proc. SPIE*, 6728, (2007).

СЕЛЕКТИВНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ ИЗ ОСТРОВКОВЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

Ващенко Е.В.

Центр Инновационных Оптических Технологий Санкт-Петербургского
Государственного Университета Информационных Технологий,
Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе исследовалась фотоэлектронная эмиссия из островковых пленок Na. Получены зависимости эффективности фотоэффекта из этих пленок от их структурных параметров, вектора поляризации и угла падения воздействующего излучения. Все результаты, полученные в работе, были объяснены проявлением локализованных плазмонных колебаний в металлических наночастицах.

Эксперименты проводились с островковой металлической пленкой Na, напыляемой в отпаянной вакуумированной кювете в зазор между двумя электродами, нанесенными на сапфировом (или увиолевом) окне кюветы. В экспериментах размер частичек составлял 20-100 нм. В спектрах экстинкции пленок наблюдались два плазмонных резонанса, соответствующие коллективным колебаниям электронов вдоль каждой из осей эллипсоида, соответствующего форме металлических наночастиц натрия на диэлектрической поверхности.

В настоящей работе была выявлена зависимость интенсивности тока фотоэмиссии от положения плазмонных резонансов в островковой металлической пленке Na.

Было выяснено, что для пленок, имеющих плазмонный резонанс вблизи красной границы фотоэффекта, закон Фаулера не может быть применим.

Обнаружено, что усиленный за счет плазмонных резонансов ток фотоэмиссии для тонкой пленки больше, чем из сплошного Na, несмотря на большее количество вещества в последнем случае.

Были проведены исследования эффективности фотоэффекта полученных пленок от направления вектора поляризации и угла падения воздействующего излучения. В ходе исследований было получено, что при р-поляризации наблюдается уменьшение тока фотоэмиссии из пленки с ростом угла падения излучения, а для s-поляризации, наоборот, увеличения.

Все результаты, полученные в работе были объяснены проявлением локализованных плазмонных колебаний в металлических наночастицах.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ДВУХДЛИННОВОЛНОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Волков А.В., Кулешов А.А., Лесничий В.В

Санкт-Петербургский государственный университет информационных
технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлена постановка эксперимента по изучению рельефа
поверхностей методом двухдлинноволновой интерферометрии с

использованием полупроводникового лазера в режиме излучения двух мод.

Полупроводниковый лазер в настоящее время наиболее распространенный, экономичный и малогабаритный источник монохроматического излучения. Основной особенностью полупроводниковых лазеров с точки зрения их практического применения и использования является зависимость спектральных характеристик излучения от параметров окружающей среды (в первую очередь, температуры) и от параметров источника питания, обеспечивающего величину и стабильность значений тока через р-п переход. Для целей интерферометрии предлагается разработка источника с микропроцессорным блоком управления, который позволяет регулировать режим излучения и поддерживать стабильные параметры. Оценка параметров излучения производилась с помощью интерферометра Фабри-Перо. На рис.1 приведены снимки интерференционной картины, полученной при различных режимах работы лазера (слева), и спектральный состав излучения (справа).

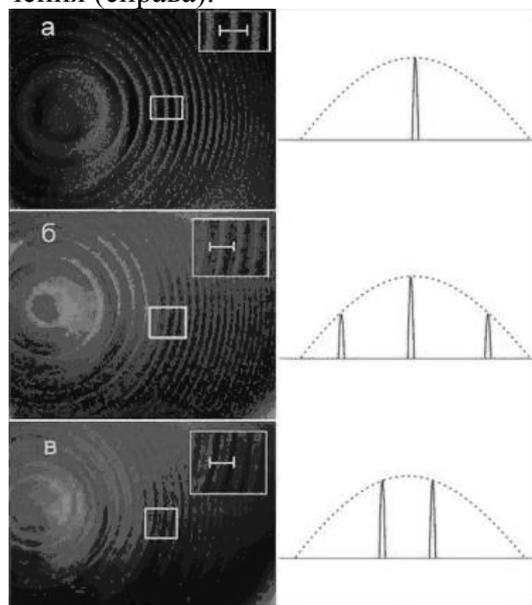


Рис.1. Интерферограммы Фабри-Перо и соответствующие спектры лазерного излучения для различных режимов работы лазера

На рис.2 приведена принципиальная схема установки, используемой в эксперименте.

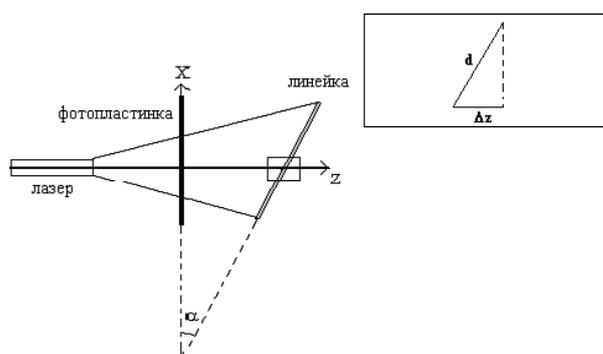


Рис. 2. Принципиальная схема установки для исследования рельефа объекта путем регистрации голограммы Денисюка с использованием источника излучения в режиме

генерации двух мод (двух длин волн) и объекта в виде линейки. d – период интерференционной картины; Δz – высота рельефа объекта по оси z .

Источником излучения является полупроводниковый лазер, настроенный на излучение двух длин волн. Установка также включает узел регистрации голограммы-интерферограммы, который содержит регистрирующую среду (фотопластинку) и простейший объект (линейку). Установка предполагает возможность изменения угла α между плоскостью фотопластинки и плоскостью объекта-линейки для получения требуемых расстояний между наблюдаемыми интерференционными полосами при считывании голограммы. Полученная по данной схеме голограмма, позволяет наблюдать интерференционные полосы, расположенные на линейке, расстояние между которыми d можно оценить визуально. Определив расстояние между интерференционными полосами d на объекте-линейке, можно количественно оценить величину Δz , представляющую собой проекцию на ось z отрезка линейки величиной d . При использовании реального объекта можно наблюдать систему интерференционных полос – контурную карту объекта, которую можно ввести в компьютер и провести оцифровку и численные расчеты.

Результаты предполагается использовать для постановки учебной лабораторной работы по голографической интерферометрии на кафедре фотоники и оптоинформатики СПбГУ ИТМО и создания компактного экспериментального стенда для исследования рельефа поверхностей.

СОДЕРЖАНИЕ
«Фундаментальные проблемы оптики – 2008»

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

Секция 1. Нелинейная оптика фемто- и аттосекундных импульсов.....	3
DISPERSION-MANAGEMENT FOR EW-CYCLE PULSES IN QUADRATIC MEDIA Lobanov V.E., Paseka O.I., Sukhorukov A.P.....	3
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПАРАМЕТРЫ ФИЛАМЕНТА Тверской О.В., Федоров В.Ю., Кандидов В.П.....	4
МОДИФИКАЦИЯ СПЕКТРА ОТРАЖЕННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ КАНАЛА В ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНИ Гордиенко В.М., Жвания И.А., Макаров И.А., Хоменко А.С.	7
СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ФЛУОРОФОРОВ В МИКРОЧАСТИЦЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Быкова Е.Е., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.....	8
ИОНИЗАЦИЯ ОДИНОЧНОГО АТОМА ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ ОКОЛОАТОМНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А.	9
ВКР УСИЛЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КОМБИНАЦИОННО-АКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ Буганов О.В., Бусько Д.Н., Грабчиков А.С., Дубовский В.Л., Орлович В.А., Тихомиров С.А.	12
ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ВЕКТОРНЫХ СОЛИТОНОВ В ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ Макаров В.А., Пережогин И.А.*, Потравкин Н.Н.	13
EXACT DESCRIPTION OF SELF-FOCUSING IN HIGHLY NONLINEAR GEOMETRICAL OPTICS Tatarinova L.L., Garcia M.E.	14
ТЕХНИКА ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ С НАИЛУЧШИМ ВРЕМЕННЫМ И ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ (ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И КОММЕРЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ) Шарков А.В.	15
Секция 2. Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия	17

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ КОГЕРЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Русинов А.П., Федоров Д.С.	17
ФОТОНИКА НАНОСТРУКТУР КАТИОНОВ LN(III) С ФОСФАТНЫМИ И КАРБОНАТНЫМИ АНИОНАМИ. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ EU(III) В КАЧЕСТВЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ МЕТОК Гуляев А.В., Дударь С.С., Свешникова Е.Б., Ермолаев В.Л.	19
СПИНОВЫЙ ГЕНЕРАТОР, ОСНОВАННЫЙ НА ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ АТОМОВ ЦЕЗИЯ И ПРЕДНАЗНАЧЕННЫЙ ДЛЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ Е.Б.Александров, М.В.Балабас, С.П.Дмитриев, Н.А.Доватор, А.Э.Иванов, В.Н.Кулясов, А.С.Пазгалев, А.П.Серебров	22
СИММЕТРИЙНОЕ ПЕРЕПУТЫВАНИЕ , КОГЕРЕНТНАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ И СЖАТИЕ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ОПТИКЕ В.П.Карасев	23
STUDY OF LOW-TEMPERATURE GLASS DYNAMICS BY MEANS OF MULTY-CHANNEL REGISTRATION OF SINGLE-MOLECULE SPECTRAL TRAILS: Naumov A.V., Vainer Yu.G., Eremchev I.Yu., A.A. Gorshchev, Kador L.	24
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ИОННЫХ ПАР ND³⁺- ND³⁺ В КРИСТАЛЛЕ LAF₃ Ахмеджанов Р.А., Бондарцев А.А., Гущин Л.А.	26
ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В СХЕМАХ С ВЫРОЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ Лосев А.С., Трошин А.С.	29
СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА ОТ БОЗЕ- ЭЙНШТЕЙНОВСКОГО КОНДЕНСАТА РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА Аветисян Ю.А., Васильев Н.А., Трифонов Е.Д.	31
ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В КРИСТАЛЛАХ С ЗАПРЕЩЕННЫМ ДИПОЛЬНЫМ ПЕРЕХОДОМ Семенова Л.Е., Прохоров К.А.	33
ГЕНЕРАЦИЯ УСЛОВНЫХ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕЗОНАТОРЕ В ПРОЦЕССЕ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ Мирошниченко Г.П.	36
ТЕЛЕПОРТАЦИЯ ПЕРЕПУТАННОГО ДВУХМОДОВОГО СОСТОЯНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕПУТАННОГО ЧЕТЫРЁХМОДОВОГО Сайгин М.Ю., Чиркин А.С.	39

ДИНАМИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРЕПУТАННЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ МНОГОМОДОВОГО СВЕТА В ПОЛИДОМЕННЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ Д.А.Калашников, В.П.Карасев, С.П.Кулик, Г.О.Рытиков	40
Секция 3. Оптика фотонных кристаллов и наноструктур	41
ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ «КРЕМНИЙ-ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ» Толмачев В.А., Астрова Е.В., Перова Т.С.	41
КРИСТАЛЛООПТИКА ОПАЛОПОДОБНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ: ЭФФЕКТЫ МНОГОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ В СПЕКТРАХ БРЭГГОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА Селькин А.В., Баженова А.Г., Меньшикова А.Ю., Уклеев Т.А., Федотов В.Г., Шевченко Н.Н., Якиманский А.В.	43
РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ ПО СХЕМЕ ЛАУЭ В ЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ Бушуев В.А., Манцызов Б.И., Скорынин А.А.	46
ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, СОДЕРЖАЩИХ ЛЕВЫЕ СРЕДЫ Е.А. Ершова, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш, А.К. Звездин	48
СВЯЗАННЫЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН В АПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Шутов И.В., Чиркин А.С.	49
СИНТЕТИЧЕСКИЕ ОПАЛОВЫЕ МАТРИЦЫ – НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ Чернега Н.В., Кудрявцева А.Д.	51
ЯВЛЕНИЕ ЗАМЕДЛЕНИЯ СВЕТА В МАГНИТНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Белотелов В.И., Калиш А.Н., Котов В.А., Звездин А.К.	54
ОДНОМЕРНЫЙ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ С РЕЗОНАНСНЫМ НЕПОГЛОЩАЮЩИМ ДЕФЕКТОМ Архипкин В.Г., Мысливец С.А.	57
ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ УПАКОВКИ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ДИФРАКЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ Абрамова В.В., Синицкий А.С., Лаптинская Т.В., Петухов А.В.	60
MANAGED DISCRETE DIFFRACTION IN CASCADED INDUCED LATTICES Borovkova O.V., Lobanov V.E., Sukhorukova A.K., Sukhorukov A.P.	61
ТЕХНОЛОГИИ ДИФРАКЦИОННОЙ МИКРООПТИКИ Казанский Н.Л.	62

РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗОН МНОГОСЛОЙНЫХ АСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ GAINASSB Белявский В. С., Манак И.С.	64
СТАБИЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СОЛИТОНОВ ПОСТОЯННЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г.	65
БЫСТРЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ПЕРИОДИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СРЕД Калиш А.Н., Белотелов В.И., Звездин А.К.	68
РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА В ВИДЕ СПЕКТРА ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Харитонов С.И.	70
ПРОЯВЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В СЕЛЕКТИВНОМ ФОТОЭФФЕКТЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ Вартамян Т.А., Ващенко Е.В., Леонов Н.Б., Пржибельский С.Г., Хромов В.В.	73
OPTICAL CAVITY WITH LAYERED LEFT-HANDED METAMATERIALS Saporina D.O., Sukhorukov A.P.	74
ПЕРЕСТРОЙКА СТРУКТУРЫ НАНОКОМПОНЕНТОВ ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СЛОЕВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ И НАГРЕВЕ Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К., Старовойтов А.А.	75
ЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕШЕТКИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОНИТЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ САПФИРА Андреев А.В., Коновко А.А., Ягнятинский Д.А.	77
ДВУМЕРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК Белоненко М.Б., Глазов С.Ю.* , Лебедев Н.Г.** , Мещерякова Н.Е.	78
Секция 4. Бистабильность, самоорганизация и хаос в оптике	81
КАСКАД УДВОЕНИЙ ПЕРИОДА И ДЕТЕРМИНИРОВАННЫЙ ХАОС В ЛАЗЕРЕ С САМОСИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД ЗА СЧЕТ КОМБИНАЦИИ ИНЕРЦИОННЫХ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ И ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ Горбунков М.В., Маслова Ю.Я., Чабан О.И.* , Шабалин Ю.В.	81

БИСТАБИЛЬНОСТЬ И ДИССИПАТИВНЫЕ СОЛИТОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ Федоров С.В.	83
NONLINEAR DYNAMICS OF PULSE INTERACTIONS IN BISTABLE OPTICAL SYSTEMS Vladimirov A.G., Turaev D.V., Zelik S.	86
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЕЗРЕЗОНАТОРНЫХ БИСТАБИЛЬНЫХ СИСТЕМ М.Г. Гладуш, Вл.К. Рерих, А.А. Пантелеев.....	87
Секция 5. Когерентные процессы взаимодействия света с веществом.....	90
НЕЛИНЕЙНАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ МНОГОВОЛНОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ Толстик А.Л.....	90
ПРЕДПРОБОЙНАЯ МНОГОФОТОННО-ЛАВИННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ПРОЗРАЧНЫХ ШИРОКОЗОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С.....	92
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ СПИНОВОГО ОБМЕНА И ХЕМОИОНИЗАЦИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ Дмитриев С.П., Доватор Н.А., Картошкин В.А., Клементьев Г.В.	94
ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЫСТРАИВАНИЯ АТОМОВ ИЗ ИХ ОРИЕНТАЦИИ ЗА СЧЁТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СО СВЕТОМ НАКАЧКИ И/ИЛИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ Доватор Н.А., Окуневич А.И.	97
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКИ МЕТОДАМИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ Леонтьев А.В., Сафиуллин Г.М., Никифоров В. Г., Лобков В.С., Самарцев В.В., Салихов К.М.....	99
КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МЕТАМАТЕРИАЛАХ Елютин С.О., Маймистов А.И.	101
ТРЕХВОЛНОВАЯ МОДЕЛЬ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Т.П. Янукович	104
ПРОЯВЛЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ В ЛИНЕЙНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЯХ Агишев И. Н., Толстик А. Л.	105

ВСТРЕЧНОЕ ДВУХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ В УСЛОВИЯХ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛЬНОГО ПУЧКА Колегов А.А., Шандаров С.М., Буримов Н.И., Быков В.И., Петров В.М., Каргин Ю.Ф.....	108
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФFUЗОРА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ФОККЕРА-ПЛАНКА Дмитриев А.В., Иванов А.В.	110
FAR-FIELD OPTICAL COHERENCE TOMOGRAPHY Y. Mazurenko.....	113
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В СРЕДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПРЕЛОМЛЕНИЕМ Маймистов А.И., Габитов И.Р., Казанцева Е.В.	114
СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ С АКТИВНЫМИ СТЕНКАМИ Рыжов И.В., Зайцев А.И., Васильев Н.А.	115
АНАЛИЗ ВОЗНИКАЮЩИХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК В БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ, ОБЛУЧАЕМОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ А.Ю. Сетейкин *, И.В. Красников*, Н.-J. Foth	118
ПРИМЕНЕНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ Павлов М.С., Сетейкин А.Ю.....	120
Секция 6 <i>Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации</i>	122
ДИСПЕРСИОННЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯТОРЫ В.Г. Родин, С.Н. Стариков	122
OPTICAL CSNOT QUANTUM GATE Miroshnichenko G. P., Popov I.Yu., Trifanov A. I.	123
ЭФФЕКТ «ЗАПИРАНИЯ» ИНФОРМАЦИИ ЛАЗЕРНЫМИ НЕРЕЗОНАНСНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО-ГОЛОГРАФИИ Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.	125
ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МДП-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ВАРИЗОННОГО HgCdTe Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М.....	128
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЕ ДИНАМИЧЕСКОЕ ЗАПОМИНАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО Поляков А.В.	130
ОЦЕНКА ВИЗУАЛЬНОГО КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПРЕОБРАЗОВАННЫХ ПО ПРИНЦИПУ СХОДСТВА С ОБРАЗЦОМ Малов А.М.....	133

КОНВЕКТИВНО-ТЕРМОДИФФУЗИОННОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТОВОЛОКОННОМ СОЕДИНИТЕЛЕ Блох А.И., Окишев К.Н., Пустовских Ю.А., Скоблецкая О.В.....	136
--	-----

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Секция 1 Нелинейная оптика фемто- и аттосекундных импульсов.....	137
--	-----

КОМПЛЕКСНАЯ ОГИБАЮЩАЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ДЛЯ ОПИСАНИЯ САМО- И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСОВ С КОНТИНУУМНЫМИ СПЕКТРАМИ И РАЗЛИЧНЫМИ ЦЕНТРАЛЬНЫМИ ЧАСТОТАМИ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ Шполянский Ю.А., Бахтин М.А.	137
--	-----

РАЗРУШЕНИЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ НАНОЧАСТИЦ И ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ИХ ИОНИЗАЦИИ КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Комолов В.Л., Пржибельский С.Г.	140
--	-----

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КВАЗИДИСКРЕТНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА Мохнатова О.А., Козлов С.А.....	141
--	-----

СПЕКТРАЛЬНЫЕ АНАЛОГИ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД С НЕРЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ И НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ИХ РЕШЕНИЯ ДЛЯ НЕПАРАКСИАЛЬНОЙ САМОФОКУСИРОВКИ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ Иванов Д.В., Козлов С.А.	144
--	-----

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ ПРИ СОКРАЩЕНИИ ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВСТРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ Е.М. Буяновская, С.А. Козлов	147
---	-----

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КРАТНЫХ И КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ ОТРАЖЕНИИ ДВУХ ПАДАЮЩИХ ПОД РАЗНЫМИ УГЛАМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ Турков В. К., Козлов С.А.	149
---	-----

НЕЛИНЕЙНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА В ПРИСУТСТВИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ Авербух Б.Б.	152
--	-----

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ, ФОРМИРУЕМОЙ В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ Беспалов В.Г., Новоселов Е.В., Путилин С.Э.	155
---	-----

Секция 2 Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия	158
---	-----

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ДЛИТЕЛЬНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ НАКАЧКИ Башкиров Е.К., Гаранова Е.В.	158
СУЩЕСТВОВАНИЕ И ЕДИНСТВЕННОСТЬ РЕШЕНИЙ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ НА ГРАНИЦАХ МАГНИТНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД Галынский В.М., Фурс А.Н.	159
СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ, ОХЛАЖДЕННЫХ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ, НА ПРИМЕРЕ ХРИЗЕНА Дьяченко Г.Г., Петухов В.А., Семенов М.А.	160
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА 2ЛО ФОНОНАХ Семенова Л.Е., Прохоров К.А.	162
ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ОБМЕННО-РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ Самусев И.Г., Александров К.Ю.	165
СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КРАСИТЕЛЕЙ КСАНТЕНОВОГО РЯДА В ПОЛИВИНИЛОВОМ СПИРТЕ Король Н.А., Полетаева Е.В., Трофимова Л.А.	168
ФЛУОРЕСЦЕНТНО – СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПРОЦЕССЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ АССОЦИИ ФЛУОРЕСЦЕИНА, ЭОЗИНА И ЭРИТРОЗИНА В РАСТВОРАХ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА Бухарова Е.М., Власова И.М.	169
ЭЛЕКТРОННАЯ И ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА МНОГОАТОМНЫХ СОЕДИНЕНИЙ И ИХ ОПТИЧЕСКИЕ И ЯДЕРНО-МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА Обухов А. Е.	171
НЕКРИТИЧНОСТЬ ФАЗОВОГО СИНХРОНИЗМА Кузнецов Д.А., Криштоп В.В., Строганов В.И.	174
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ДСН – ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПО СПЕКТРАМ ТРИПТОФАНОВОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ Журавлёва В.В., Власова И.М.	176
СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ИССЛЕДОВАНИЯХ МЕХАНИЗМОВ СВЯЗЫВАНИЯ ТРЕХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КСАНТЕНОВЫХ ЗОНДОВ С СЫВОРОТОЧНЫМ АЛЬБУМИНОМ ЧЕЛОВЕКА Полянский Д.В., Власова И.М.	178

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ А. М. Икрамов, З.Т. Азаматов	179
ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В АМОРФНЫХ СРЕДАХ НА ПАРАМЕТРЫ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ: ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ Еремчев И.Ю., Наумов А.В., Вайнер Ю.Г., Кадор Л.	183
SINGLE-MOLECULE SPECTROSCOPY IN FROZEN 1,2-DICHLOROBENZENE DOPED WITH TERRYLENE Gorshlev A.A., Naumov A.V., Vainer Yu.G., Eremchev I.Yu., Kador L., Koehler J.	185
ВЛИЯНИЕ ОКСИДОВ-МОДИФИКАТОРОВ НА КРИСТАЛЛИЗАЦИОННУЮ СПОСОБНОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СТЕКОЛ Дяденко М.В., Левицкий И.А.	186
BLINKING EFFECT IN SINGLE QUANTUM DOTS Ushakova E.V., Baranov A.V.	188
Секция 3 Оптика фотонных кристаллов и наноструктур	191
ЭФФЕКТИВНЫЙ КОД ДЛЯ ПРЯМОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ТРЁХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Левченко В.Д., Закиров А.В.	191
ФЛУКТУАЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ОСТРОВКОВЫХ ПЛЁНОК Вартамян Т.А., Леонов Н.Б., Логунов А.Е., Пржибельский С.Г., Хромов В.В.	192
ОСОБЕННОСТИ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СВЕТА ЧЕРЕЗ НАНОВОЛНОВОД В ФЕРРОМАГНИТНОЙ СРЕДЕ Ляхов Ф.А., Курин В.В.	193
НИЗКОЧАСТОТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ В ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ NaCl Штырков Е.И., Климовицкий А.Е., Курбатова Н.В.	195
ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС В ТРЕХСЛОЙНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ Лопатинская О.Г., Лопатинский А.Н., Поперенко Л.В., Миронюк Б.Н., Кравец В.Г.	196
ОСОБЕННОСТИ РАМАНОВСКИХ СПЕКТРОВ ИОННО-СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ, ПОДВЕРГНУТЫХ ЛАЗЕРНОМУ ОТЖИГУ Курбатова Н.В., Галяутдинов М.Ф., Степанов А.Л.	197

ELECTRICALLY CONTROLLABLE OPTICAL SWITCH BASED ON ONE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL WITH LIQUID CRYSTAL AS DEFECT LAYER Arkhipkin V.G., Guniakov V.A., Myslivets S.A., Zyryanov V.Ya., Shabanov V.F.	199
LIGHT SCATTERING BY NONLINEAR BARIUM SODIUM NIOBATE CRYSTALS Ivanova S.V.	202
БРЭГГОВСКИЕ СОЛИТОНЫ В РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С НЕПРЕРЫВНЫМ ПРОФИЛЕМ МОДУЛЯЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ Фролова Л.В., Манцызов Б.И.	203
НЕЛИНЕЙНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ДВУХАТОМНОЙ СИСТЕМОЙ Авербух Б.Б.	205
МИГРАЦИЯ ТРИПЛЕТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Овчинников В.А., Селиверстова Е. В., Тунгушбекова М.К.	207
NEW METHOD FOR FILM THICKNESS MEASUREMENT Cherevkov S.A.	209
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ ДЛЯ СОЗДАНИЯ БИОСЕНСОРОВ А.В. Нащекин, А.И. Сидоров*, О.А. Усов, П.Н. Брунков, Р.В. Соколов	212
Секция 4. Бистабильность, самоорганизация и хаос в оптике	216
FROM GLASS CERAMICS TO GLASS AND BACK: THE FAST LASER-INDUCED MODIFICATION OF STRUCTURE AND PROPERTIES Veiko V.P., Yakovlev E.B., Nikonorov N.V., Novikov B. Yu., Ageev E.I.	216
ДИНАМИКА ЛАЗЕРНОГО ИНДУЦИРОВАНИЯ ДЕФЕКТОВ ПРИ МНОГОФОТОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В ОПТИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ Касымджанов М.А., Курбанов С.С., Захидов Э.А., Рахимов Р.Ю.	217
Секция 5. Когерентные процессы взаимодействия света с веществом	220
ФАЗОЛУЧЕВЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ВОЛНОВЫЕ ПОВЕРХНОСТИ В ОПТИКЕ НЕПОГЛОЩАЮЩИХ БИАНИЗОТРОПНЫХ СРЕД Фурс А.Н., Барковский Л.М.	220
КВАДРУПОЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ВИХРЬ В ОКРЕСТНОСТИ ОСТРИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ КАТАСТРОФЫ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ И АНАЛИЗ Осипов В.Ю., Бузников А.А.	223

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ ОТ СВЕРХТОНКОГО ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКЕ ПОЛНОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ Обухов А. Е.	226
КИНЕТИКА ИНТЕНСИВНОСТИ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Максименко В.А., Данилова Е.В., Груша А.В., Левковский И.Н.	228
ОСОБЕННОСТИ МОДИФИКАЦИИ СВОЙСТВ КРЕМНИЯ КОГЕРЕНТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА Закиров А.С., Мамадалимов А.Т.	229
МЕТОД ВИЗУАЛИЗАЦИИ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТЕНЗОРА КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $\Delta\chi^{(2)}$ В КРИСТАЛЛЕ KTiOpo_4 (КТР) Якобсон В.Э.	231
ЗАПИСЬ ИЗОБРАЖЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ А.В. Сую, Е.А. Антонычева	233
СВОБОДНАЯ И ВЫНУЖДЕННАЯ ВОЛНЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК В КРИСТАЛЛАХ Л.В.Алексеева, И.В. Повх, Е.А. Антонычева, В.А. Лебедев, В.И.Строганов	235
ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РОСТА ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ ЭКСПОНИРОВАНИИ КОМПОЗИЦИИ ПОЛИМЕР– ПОЛУПРОВОДНИК– СОЛЬ МЕТАЛЛА ИЗЛУЧЕНИЕМ РАЗЛИЧНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА Штарев Д.С.	236
КОНОСКОПИЧЕСКИЙ МЕТОД КАЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ КРИСТАЛЛОВ ВНЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ К.А. Рудой.....	237
ВЛИЯНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВИД «МАЛЬТИЙСКОГО КРЕСТА» О.Ю. Пикуль, Л.Л. Коваленко	240
ЭФФЕКТ ИМБЕРТА-ФЕДОРОВА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ Новицкий А.В.	241
ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА НА АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКЕ Люшилин А.Л., Смеликова И.Н.	242
ОСЦИЛЛЯТОРНАЯ МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВРАЩЕНИЯ Костина Г.В., Ливашвили А.И., Моисеева О.В., Якунина М.И.	245

ОСОБЕННОСТИ ВЕКТОРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ СВЕТОВЫХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ Литвинова М.Н., Строганов В.И., Гаранькова И.А.	246
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ЗУБА НА ОСНОВЕ ТЕПЛОВОЙ МОДЕЛИ А. Ю. Сетейкин, И. И. Храмцов.....	248
УМНОЖЕНИЕ ЛУЧЕЙ В СИСТЕМЕ ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНЫХ ПРИЗМ И.С. Филиппова	248
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОШЕДШЕГО ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНКУ П.С. Андреев, О.Ю. Пикуль, В.И. Строганов	250
ЭФФЕКТ СЕЛЕКЦИИ ПОПЕРЕЧНЫХ СТРУКТУР НАКАЧКИ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ НА СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СРЕДЫ Башаров А.М., Знаменский Н.В., Орлов Ю.В., Шашков А.Ю.	252
ВЛИЯНИЕ ФАЗЫ НИЗКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА Абрамов И.Е., Андреев А.В.	254
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФОТОЭФФЕКТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ДЛЯ ФОТОНОВ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ: $E_g < h\nu \leq 10 E_g$ В.Н. Ивахно	255
КООПЕРАТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЛИНЕЙНЫХ МОЛЕКУЛ Гавриленко Е.А., Зайцев А.И.	258
МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ВКР-УСИЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ Н.И. Шамров, Д.В. Логинов	260
КВАДРУПОЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ВИХРЬ В ОКРЕСТНОСТИ ОСТРИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ КАТАСТРОФЫ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ И АНАЛИЗ Осипов В.Ю., Бузников А.А.	261
ТЕОРИЯ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОГО СИНТЕЗА ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ С ПОМОЩЬЮ ЗЕРКАЛ А. Н. Хорошун	264
ПРИБЛИЖЕННАЯ АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПОЛЯ СФОКУСИРОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ Седухин А.Г.	266
Секция 6 Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации	269
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТИ СРОСТКОВ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА Смеликова И.Н., Чернышева М.А.	269

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НЕСКОЛЬКИХ КРИСТАЛЛОВ Ефременко В.Г., Толстов Е.В.	272
ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ СВЕТА ЧЕРЕЗ СИСТЕМУ ДВУХ ЧЕТЫРЕХЛУЧЕОТРАЖАЮЩИХ ПРИЗМ Кузнецов В. А., Фалеев Д. С.	272
НЕСТАЦИОНАРНОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В СУСПЕНЗИИ НАНОЧАСТИЦ С ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ Иванов В.И., Климентьев С.В., Ливашвили А.И.	274
ОПРЕДЕЛЕНИЕ АПЕРТУР ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ С ПОМОЩЬЮ КОНОСКОПИЧЕСКИХ ФИГУР Лопатина П.С., Криштоп В.В.	275
ВЛИЯНИЕ ИЗГИБА ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА ЗНАЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ МОДОВОЙ ДИСПЕРИИ Прокопович М.Р., Резак Е.В., Смеликова И.Н.	278
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Попова А.В., Смеликова И.Н., Прокопович М.Р.	281
МЕТОДОЛОГИЯ АДАПТИВНОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ ШИРОКОГО КЛАССА ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ С.С. Анцыферов	283

«Всероссийский семинар по терагерцовой оптике и спектроскопии»

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР Гавриленко В.И., Алёшкин В.Я., Антонов А.В., Гавриленко Л.В., Дубинов А.А., Жолудев М.С., Звонков Б.Н., Иконников А.В., Козлов Д.В., Криштопенко С.С., Курицын Д.И., Ластовкин А.А., Маремьянин К.В., Морозов С.В., Садофьев Ю.Г., Спирин К.Е.	286
ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ИСТОЧНИКИ СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ Шастин В.Н.	286
ГЕНЕРАЦИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В ДВУХЧАСТОТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ GaAs/InGaAs/InGaP В.Я.Алёшкин, В.И.Гавриленко, А.А.Дубинов, К.В.Маремьянин, С.В.Морозов, М.С. Жолудев, А.А.Бирюков, Б.Н.Звонков, С.М.Некоркин	288

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InAs/AlSb С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ Гавриленко В. И., Иконников А.В., Криштопенко С.С., Ластовкин А.А., Садофьев Ю.Г., Спирин К.Е., Orlita M.	291
ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И РАДИОСКОПИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ Князев Б.А.	294
КАСКАДНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПОПЕРЕЧНОЙ ГРУППОВОЙ ЗАДЕРЖКОЙ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ Степанов А.Г.	296
ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В СЭНДВИЧ-СТРУКТУРЕ С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ LiNbO₃ Бодров С.Б., Степанов А.Н., Шишкин Б.В., Иляков И.Е., Ахмеджанов Р.А., Бакунов М.И.	298
ИЗМЕРИТЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО, ИНФРАКРАСНОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА Власенко М.Г., Князев Б.А., Черкасский В.С.	301
ДИФРАКЦИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТГЦ ИМПУЛЬСОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ И РЕШЁТКАХ Назаров М.М., Шкуринов А.П., Мукина Л.С., Котаз Ж.-Л.*, Габори Г.*, Прудников И.Р.	303
ЗАКОНОМЕРНОСТИ РЕАКЦИИ ЖИВЫХ СИСТЕМ РАЗНОГО УРОВНЯ ОРГАНИЗАЦИИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ЧАСТИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА Федоров В.И.	305
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaAs/GaAsP, InGaAs/GaAsP В.И.Гавриленко, А.В.Антонов, Л.В.Гавриленко, С.В.Морозов, Д.В.Козлов, К.В.Маремьянин, Д.И.Курицын, М.С.Жолудев	309
ДЕТЕКТИРОВАНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАНОМЕТРОВЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ GaAs/AlGaAs Антонов А.В., Гавриленко В.И., Маремьянин К.В., Морозов С.В., Dyakonova N., Terpe F., Knap W.	311

МЕЖДОЛИННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НА ФОНАХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МЕЛКИХ ДОНОРОВ В ДЕФОРМИРОВАННОМ КРЕМНИИ Цыпленков В.В., Шагин В.Н..... 314

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДОНОРОВ В ДЕФОРМИРОВАННОМ КРЕМНИИ Ковалевский К.А., Жукавин Р.Х., Павлов С.Г., Хьюберс Х.-В., Шагин В.Н..... 316

УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРИМЕСНО-ЗОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДАХ В СЕЛЕКТИВНО-ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Si/GeSi N-ТИПА Шагин В.Н., Жукавин Р.Х., Бекин Н.А., Цыпленков В.В., Radamson Н.Н., Pavlov S.G., Hübers Н.-W..... 319

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗОВ КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Мионов В.А., Фадеев Д.А. 321

ВЛИЯНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАКРОМОЛЕКУЛ Черкасова О.П., Немова Е.Ф., Федоров В.И., Хамоян А.Г., Бельтюгов В.Н. 324

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ АКSIKОННОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Ахмеджанов Р.А., Водопьянов А.В., Иляков И.Е., Суворов Е.В., Третьяков М.Ю., Шишкин Б.В. 325

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ УЗКОЩЕЛЕВОГО $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0,2$) Забудский В.В., Смирнов А.Б., Гуменюк-Сычевская Ж.В., Каменев Ю.Е., Момот Н.И..... 328

THZ EMISSION FROM ALGAN/GAN HIGH MOBILITY TRANSISTORS Dyakonova N., Coquillat D., Teppe F., Knap W., Levinshtein M. E., Romyantsev S. L., Poisson M.-A., Delage S., Gaquiere C., Vandenbrouk S., Carpy A. 329

KDP CRYSTALS DOPED BY ANATASE NANOPARTICLES IN TERAHERTZ APPLICATIONS Enikeeva V.A., Ozheredov I.A., Shkurinov A.P., Gayvoronsky V. Ya., Kopylovsky M.A., Prytula I.M., Kosinova A.V., Puzikov V.M. 330

Материалы Научной молодежной школы «Оптика-2008»

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛИМЕРНЫХ МИКРОСТРУКТУР В УФ-ОТВЕРЖДАЕМОМ НАНОКОМПОЗИТЕ Булгакова В.Г., Ворзобова Н.Д. 333

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ: ВЛИЯНИЕ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕДСКАЗАТЕЛЯ Бекяшева З.С.....	334
СВОЙСТВА ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДЫ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ Есаулков М.Н., Шкуринов А.П., Назаров М.М., Саркисов О.М.....	336
ЭВОЛЮЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ГАУССОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ Капойко Ю.А.....	337
ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ Корешков К.С.	339
ДИФРАКЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУМА НА ЩЕЛИСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУМА, ФОРМИРУЕМОГО В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОМ ВОЛОКНЕ Куля М.С.....	341
РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ПРОИЗВОЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МЕТОДОМ В-СПЛАЙНОВ Олехнович Р.О, Серебрякова В.С.	343
ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С НАКЛОННЫМИ ВОЛНОВЫМИ ФРОНТАМИ Погода А.П., Беспалов В.Г.....	346
ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО СТРОЕНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ НАНОКОМПОНЕНТОВ С ПОДЛОЖКОЙ НА СОСТАВ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ Старовойтов А.А.....	348
СЕЛЕКТИВНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ ИЗ ОСТРОВКОВЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК Ващенко Е.В.....	349
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ДВУХДЛИННОВОЛНОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ Волков А.В., Кулешов А.А., Лесничий В.В.....	349

Научное издание

Международный оптический конгресс «Оптика – XXI век»
Сборник трудов

Т.1 «Фундаментальные проблемы оптики – 2008»
Т.2. «Всероссийский семинар по терагерцовой оптике и спектроскопии»

Под редакцией проф. В.Г. Беспалова и проф. С.А. Козлова

Компьютерная верстка
Дизайн обложки
Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО
Зав. редакционно-издательским отделом
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99
Подписано к печати 14.10.08
Заказ № 1271
Отпечатано:

О.А. Мохнатова
А.Г. Русак
Н.Ф. Гусарова

ЗАО «Издательство «Скиф»
191014 Санкт-Петербург, Митавский пер., 10

Тираж 170 экз.