

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

МЕЖДУНАРОДНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ КОНГРЕСС «ОПТИКА – XXI ВЕК»

**Сборник трудов конференции
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ – 2010»**

**Сборник трудов семинаров
«ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО
ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОПТИКЕ И
СПЕКТРОСКОПИИ»
«ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО
ОПТИЧЕСКИМ МЕТАМАТЕРИАЛАМ,
ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛАМ И
НАНОСТРУКТУРАМ»**



**Санкт-Петербург
2010**

ББК 22.34. Оптика

Т79

УДК 535

Т79 Сборник трудов Международной конференции и семинаров.

Т.1. «Фундаментальные проблемы оптики — 2010» Т.2. «Всероссийский семинар по терагерцовой оптике и спектроскопии» Т.3. «Всероссийский семинар по оптическим метаматериалам, фотонным кристаллам и наноструктурам». Санкт-Петербург. 18-22 октября 2010 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова - СПб, 2010 - Т.1. 371 с., Т.2. 47 с., Т.3. 91 с.: с ил.

В сборник вошли труды конференции «Фундаментальные проблемы оптики», «Всероссийского семинара по терагерцовой оптике и спектроскопии» и «Всероссийского семинара по оптическим метаматериалам, фотонным кристаллам и наноструктурам», прошедших 18-22 октября 2010 года в рамках VI международного конгресса «Оптика – XXI век».

Издание сборника поддержано грантами Российского фонда фундаментальных исследований No. 10-02-06149-г.

ISBN 978-5-7577-0362-6



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

©Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики, 2010

© Авторы, 2010

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

Секция 1 Нелинейная оптика фемто- и аттосекундных импульсов

КРИТЕРИЙ ПРИМЕНИМОСТИ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ КОМПЛЕКСНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ К ОПИСАНИЮ САМОФОКУСИРОВКИ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ И КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Шполянский Ю.А., Лашкин Д.В.

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

Уравнение для комплексной огибающей, не учитывающее эффекты генерации кратных частот, корректно описывает самофокусировку коллимированных импульсов из малого числа колебаний в прозрачной среде, пока относительное увеличение поля в фокусе по сравнению с начальным не достигает 2.5-4 раз.

В настоящее время существуют лазерные системы, способные генерировать излучение, ширина спектра которого сопоставима с его центральной частотой. Такие спектры называются сверхширокими, с их помощью можно получить импульсы из малого числа колебаний поля. Импульсы, число колебаний поля в которых находится в пределах 1 до 10, называют предельно короткими импульсами (ПКИ). Примечательно, что ПКИ не приводят к разрушению оптических сред при интенсивностях, заметно выше порога оптического пробоя, характерного для импульсов большей длительности.

Для нелинейной оптики ПКИ важен и актуален вопрос выбора теоретических подходов, на основе которых строятся модели эволюции электромагнитного излучения в прозрачных средах. Фундаментальным для описания динамики квазимонохроматических световых импульсов был подход, основанный на рассмотрении комплексной огибающей их электрического поля¹. Изначально целью введения огибающей был анализ медленных, по сравнению с периодом колебаний, изменений огибающей длинных импульсов. Уравнения для огибающих были обобщены на случай фемтосекундных импульсов с сверхширокими (континуумными) спектрами, ширина которых сопоставима с центральной частотой излучения или даже превышает ее^{2,3}. Однако корректность и целесообразность распространения такого подхода на случаи излучения с континуумным спектром и импульсов из малого числа колебаний поля вызывали дискуссии.

В случае ПКИ временной масштаб сопоставим с одним периодом колебаний, и введение огибающей не является необходимым. Поэтому параллельно развивался подход, связанный с рассмотрением эволюции непосредственно электрического поля фемтосекундных импульсов или его спектра. В работе⁴ было выведено уравнение для электрического поля излучения с широким временным, но узким пространственным

спектром, распространяющегося в прозрачной среде с дисперсией и электронной кубической нелинейностью. На основе этого уравнения в работе⁵ были изучены сценарии параксиальной самофокусировки в кварцевом стекле ПКИ со спектром в области нормальной и аномальной групповой дисперсии. Было показано, что при меньшей входной интенсивности ПКИ их нестационарная самофокусировка приводит к появлению световых образований вида световой гантели, а при более высокой интенсивности – вида светового пузыря.

Применяя для описания эволюции интенсивных фемтосекундных импульсов в прозрачных средах с дисперсией и нелинейностью уравнения для комплексной огибающей^{1,2,6}, всегда учитывают эффекты самовоздействия излучения, такие как фазовая самомодуляция и самофокусировка. Еще одно важное проявление нелинейности прозрачных сред это генерация кратных частот^{3,5}, однако ею, в отсутствие специальных условий фазового синхронизма, обычно пренебрегают.

В данной работе осуществлено моделирование распространения ПКИ в прозрачной среде на основе численных аппроксимаций следующих уравнений: уравнение для электрического поля импульса⁴; уравнение для комплексной огибающей без учета генерации кратных частот²; уравнение для комплексной огибающей с учетом генерации кратных частот^{3,5}. Показано, что разработанная схема численного решения уравнения для комплексной огибающей в объемной среде с произвольной дисперсией позволяет корректно описывать самофокусировку ПКИ и изучать влияние эффекта генерации утроенных частот на пространственно-временную и спектральную эволюцию излучения. Огибающая ПКИ в объемной среде приобретает быстрые по сравнению с периодом колебаний осцилляции, глубина которых может превышать 20% от максимума амплитуды. Максимумы электрического поля имеют место в точках минимумов осцилляций огибающей.

Продемонстрировано, что нерезонансная генерация кратных частот, связанная с кубической нелинейностью электронной природы, совместно с фазовой самомодуляцией определяют структуру сверхширокого спектра, формирующегося при самофокусировке интенсивных импульсов из малого числа колебаний поля в прозрачной объемной среде с нормальной групповой дисперсией. Кратные частоты образуются в области максимальной интенсивности и препятствуют дальнейшему росту поля, отставая от основного импульса и унося энергию из зоны фокусировки.

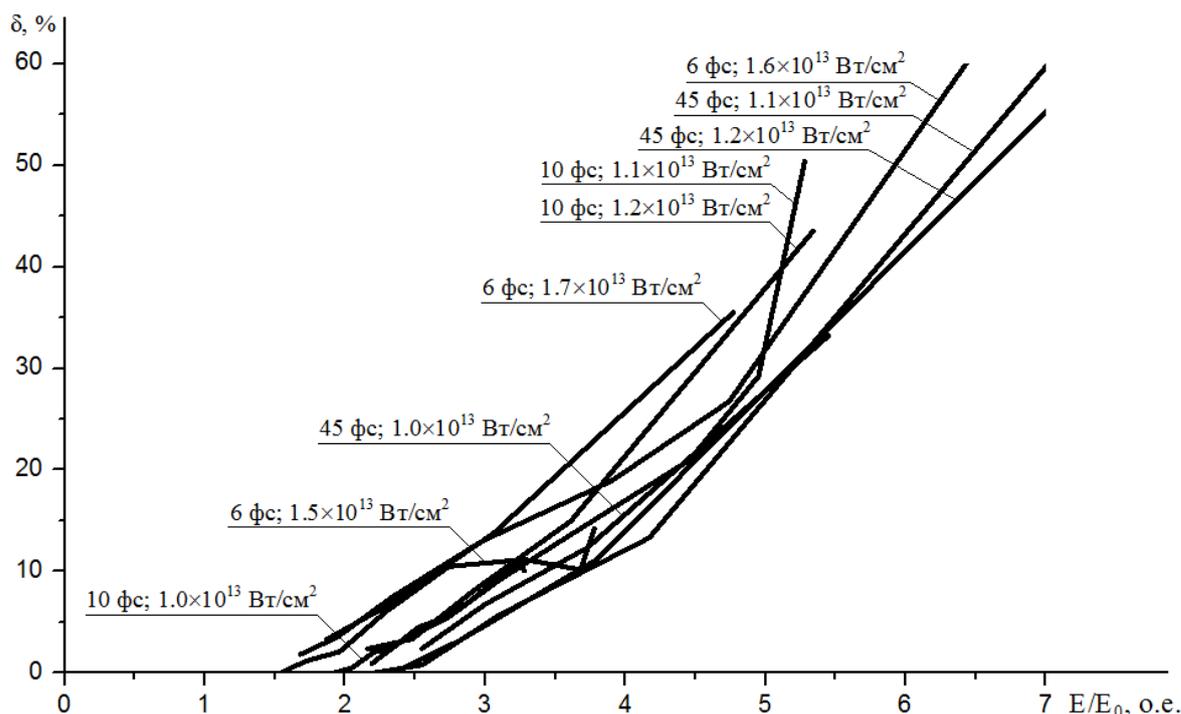


Рис.1 Зависимость переоценки δ максимального значения электрического поля E из-за неучета генерации кратных частот от относительного роста поля по сравнению с начальным максимальным значением E_0 при самофокусировке осесимметричных ПКИ в аргоне. На выносках указаны значения длительности и пиковой интенсивности гауссова импульса с центральной длиной волны 780 нм.

Пренебрежение в уравнении для огибающей генерацией кратных частот в случае импульсов длительностью 6–45 фс с интенсивностью порядка $1\text{--}2 \times 10^{13}$ Вт/см² приводит к переоценке максимального значения электрического поля в аргоне на 10–100% (Рис. 1). В тех же пределах переоценивается крутизна заднего фронта огибающей. При вертикализации заднего фронта рост ошибки с расстоянием приобретает экспоненциальный характер. Из Рис. 1 следует, что допустимое значение относительного роста электрического поля импульса из малого числа колебаний при его самофокусировке, при котором переоценка электрического поля не превышает 10%, находится в пределах 2.5–4.

Работа профинансирована грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых № МК-844.2009.2.

1. Шен И.Р., Принципы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1989, 560с.
2. Brabec Th., Krausz F., *Phys. Rev. Lett.*, **78**, N7, 3282–3285, (1997).
3. Genty G., Kinsler P., Kibler B., Dudley J.M., *Optics Express*, **15**, 5382–5387, (2007).
4. Козлов С.А., Сазонов С.В., *ЖЭТФ*, **111**, 404–418, (1997).
5. Berkovsky A.N., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A., *Phys. Rev. A*, **72**, 043821(9), (2005).
6. Aközbek N., Trushin S.A. и др., *New J. Phys.*, **8**, 177- 188, (2006).

ФОКУСИРОВКА ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА. СТРУКТУРА СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ ФОКУСА

Толмачев Ю.А., Фроленкова М.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
Россия

Разработан алгоритм, позволяющий оперативно вычислять распределение скалярной амплитуды светового поля в окрестности фокуса тонкой линзы. Входным сигналом при этом является гармоническое колебание с гауссовой огибающей.

Разработанное нами описание дифракции ультракоротких импульсов, названное «импульсным методом», позволяет продвигаться в область длительностей фемто– и даже аттосекундного диапазона. Метод открывает широкие возможности расчетов применительно к сигналам любой формы, основан он на возможности описать взаимодействие произвольного входного сигнала с исследуемой *линейной* системой, если известна ее реакция на бесконечно короткий во времени импульс $\delta(t)$. Если взаимодействие оптической системы с входным сигналом описывается линейным оператором $L\{\dots\}$ и если в точке наблюдения P найден *импульсный отклик* системы $V(P, t) = L\{\delta(t)\}$, то ее реакция на сигнал $\phi(t)$ вычисляется с помощью свертки:

$$\Psi(P, t) = L\{\phi(t)\} = V(P, t) \otimes \phi(t). \quad (1)$$

Прием этот известен в теории линейных операторов и используется во многих разделах физики. Удобство применения импульсного метода для решения оптических задач показана в ¹⁻³.

Задача о фокусировке плоской волны тонкой идеальной линзой эквивалента задаче о прохождении *сферической сходящейся волны* сквозь круглое отверстие. Для удобства вычислений можно считать, что это отверстие расположено в сферическом экране радиуса R (рис. 1), начало координат совпадает с центром сферы.

Найдем реакцию этой системы на сферический сходящийся дельта–импульс:

$$v(\rho, t) = \frac{R}{\rho} \delta\left(t - \frac{R - \rho}{c}\right), \quad (2)$$

где ρ — текущий радиус, при $t = 0$ импульс достигает поверхности экрана ($\rho = R$).

Для вычисления импульсного отклика в некоторой точке наблюдения P внутри сферы применялась теорема Кирхгофа, задача решена в скалярном приближении. В левой половине экрана имеем:

$$V_{sph}(P, t) = -\frac{cR}{\pi} \cdot \frac{(\cos \alpha - \cos \theta \cdot \cos \gamma)}{\sqrt{\sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \theta - (\cos \gamma - \cos \theta \cdot \cos \alpha)^2}} \times \\ \times \frac{[\Theta(t - l_1/c) - \Theta(t - l_2/c)]}{(ct - R + x)(R + x - ct)} + V_{ps}(P, t) \quad (3)$$

Здесь $V_{ps}(P, t) = 0$, если точка P находится в области геометрической тени, и $V_{ps}(P, t) = \frac{R}{x} \delta\left(t - \frac{R-x}{c}\right)$ в освещенной области; $\cos \theta = \frac{R^2 + x^2 - c^2 t^2}{2Rx}$.

Апертурный угол отверстия есть γ ; расстояния от точки наблюдения до ближней и дальней границ отверстия l_1 и l_2 соответственно; угол между направлением из фокуса на центр отверстия и на точку наблюдения есть α , расстояние от фокуса до точки наблюдения — x . Символ Θ — функция «ступеньки»:

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

В правой половине экрана, знаки слагаемых меняются на противоположные.

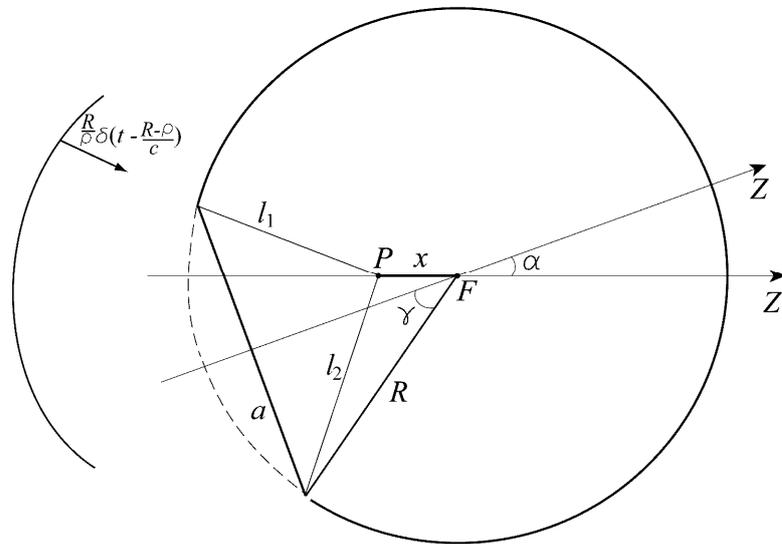


Рис. 1. Сходящийся в F сферический импульс $\delta(t)$ дифрагирует на круглом отверстии в сферическом экране, точка наблюдения P выбрана произвольно внутри экрана

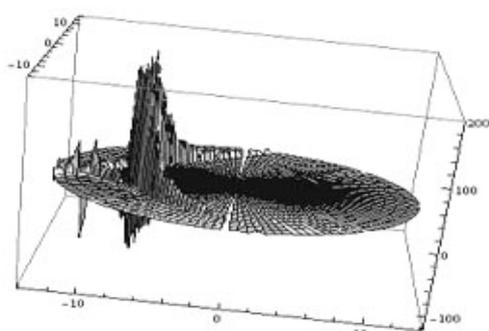
Используем модель ультракороткого импульса в форме гармонического колебания с гауссовой огибающей, представив сигнал $\phi(t)$ в виде:

$$\phi(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \cdot \exp\left(i2\pi \frac{t}{T}\right), \tau = T, 2T, 3T \dots$$

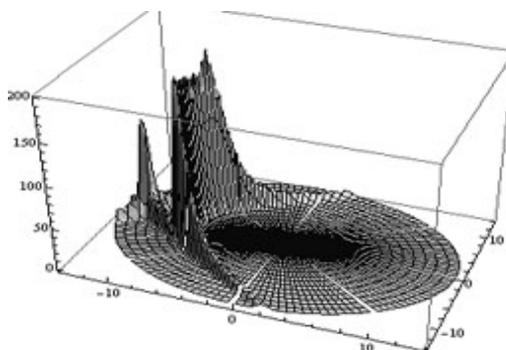
Вещественная часть отклика $\Psi(P, t)$ определяет искомую скалярную амплитуду световой волны в момент времени t в точке наблюдения P : Модуль $\Psi(P, t)$ дает информацию об изменении во времени и пространстве огибающей волны.

Свертка функции $\phi(t)$ с (3) вычислялась средствами пакета Mathematica. Построен ряд 3D-изображений, на которых плоскость OXY проходит через фокус линзы и центр линзы, а вдоль оси OZ отложены значения скалярной амплитуды $\Psi(t)$ значения поля либо огибающей. Поскольку (3) состоит только из элементарных функций (чем выгодно отличается от известной реакции любой оптической системы на монохроматическую волну), вычисления на обычном персональном компьютере не более 5 минут. На рис. 2 приведено несколько полученных изображений. Фокус

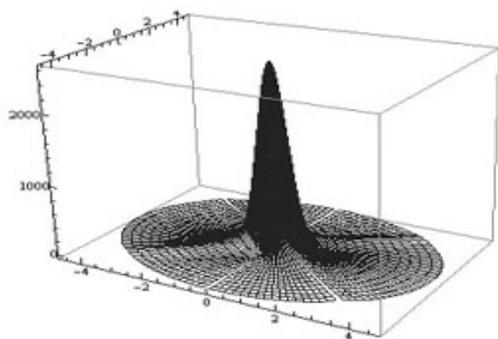
находится в центре рисунка. Белые полосы есть границы свет/тьень в приближении геометрической оптики. Расстояния измеряются в единицах длины волны.. В момент $t = R/c$ волна достигает фокуса.



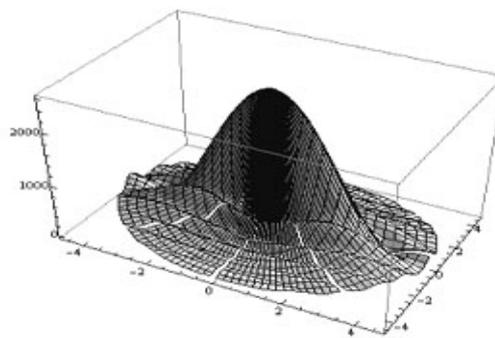
а: $\tau = 0,5 \cdot T$; $t = (R - 8\lambda)/c$



б: $\tau = 0,5 \cdot T$; $t = (R - 8\lambda)/c$



в: $\tau = 0,5 \cdot T$; $t = R/c$



г: $\tau = 0,5 \cdot T$; $t = R/c$

Рис. 2. Скалярная амплитуда светового поля (а) и ее огибающая (б) в момент, когда волна не достигла фокуса. На рис. (в) дана огибающая этого импульса в фокусе. На рис. (г) дана огибающая в фокусе при $\tau = 5 \cdot T$, хорошо видны сформировавшиеся побочные максимумы распределения

Рис. 2а,б иллюстрируют распространение волнового пакета во времени. Отчетливо видны две волны: одна, *прошедшая*, повторяет форму падающего сигнала в освещенной области и равна нулю в области тени. Вторая распространяется от краев отверстия и постепенно догоняет на оси прошедшую волну. Изменение формы сфокусированной волны при увеличении τ отражает рис. 2г. При $\tau \leq T$ импульс является ультракоротким, распределение амплитуды в фокусе имеет гладкую форму, при $\tau > T$ в окрестности фокуса уже появляются явные побочные максимумы.

1. М.К.Лебедев, Ю.А.Толмачев, *Опт. и спектр.* **90**, 457–463, (2001).
2. М.К.Лебедев, Ю.А.Толмачев, М.В.Фроленкова, А.В.Кытманов, *Опт. и спектр.* **100**, 129-135 (2006).
3. М.В.Фроленкова, Ю.А.Толмачев, *Вестник СПбГУ. Сер. 4, Вып. 1*, 142–146, (2006).

РЕЖИМЫ РЕЗОНАНСНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В МАГНИТОАКТИВНОЙ СРЕДЕ С ПОСТОЯННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ

Бугай А.Н.* , Пархоменко А.Ю.****

*Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия,

**Международный университет природы, общества и человека «Дубна»,
Дубна, Россия

Получена система нелинейных волновых уравнений для резонансного предельно короткого импульса, распространяющегося перпендикулярно направлению магнитного поля. Исследованы нелинейные режимы прозрачности.

В последние годы заметной тенденцией в развитии систем оптической обработки информации стало создание и поиск сред, позволяющих эффективно управлять свойствами проходящего через них света (фотонные кристаллы, наноструктуры и т.п.). При этом привлекают все больший интерес среды с анизотропией.

Другой важной тенденцией является стремление увеличить быстродействие и пропускную способность за счет уменьшения длительности оптического импульса. К настоящему времени все активнее применяются предельно короткие импульсы (ПКИ), которые содержат всего несколько колебаний электромагнитного поля (вплоть до одного).

Одним из традиционных способов модификации излучения при прохождении его через среду является взаимодействие с постоянным внешним электрическим или магнитным полем. Таким образом, возникает вопрос о реализации аналогичных явлений для ПКИ¹.

В настоящей работе исследуется самосогласованная динамика предельно коротких импульсов в магнитоактивных средах при сильном перекрытии спектром импульса всех квантовых переходов в геометрии Фохта (распространяющихся перпендикулярно внешнему магнитному полю). В указанной геометрии в изотропной среде возникает двулучепреломление (эффект Коттона-Мутона). Когда частицы обладают в собственно энергетических состояниях отличными от нуля постоянными дипольными моментами, световой импульс вызывает не только переходы между состояниями, но и динамически сдвигает их частоту.

Для простоты рассмотрим систему из двух квантовых уровней. Пусть ПКИ распространяется вдоль оси x , перпендикулярной оптической оси z (направление внешнего магнитного поля). Обыкновенная E_o и необыкновенная E_e компоненты электрического поля импульса параллельны, соответственно, осям y и z ². При нормальном распространении к оптической оси продольная компонента поля отсутствует.

Используя приближение спектрального перекрытия, выражаемое условием^{1,3}:

$$\omega_{jk} \tau_p \ll 1, \quad (1)$$

можно получить следующую систему нелинейных волновых уравнений:

$$\frac{\partial^2 \theta_{o,(e)}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \theta_{o,(e)}}{\partial t^2} = \frac{\theta_o + \theta_e}{\lambda_1} \left(\alpha_{o,(e)} \left(1 \pm \frac{D}{d_z \omega} \frac{\partial \theta_{e,(o)}}{\partial t} \right) \sin \lambda_1 + \beta_{o,(e)} \cos \frac{\lambda_2}{2} \sin \frac{\lambda_1}{2} \right) +$$

$$+ \frac{\theta_{o,(e)} - \theta_{e,(o)}}{\lambda_2} \left(\alpha_{o,(e)} \left(1 + \frac{D}{d_z \omega} \frac{\partial \theta_{e,(o)}}{\partial t} \right) \sin \lambda_2 + \beta_{o,(e)} \cos \frac{\lambda_1}{2} \sin \frac{\lambda_2}{2} \right), \quad (2)$$

где $\alpha_{o,(e)} = \frac{4\pi N d_{y,(z)}^2}{\hbar c^2} (W_1 + W_2 - W_3 - W_4) \omega$, $d_y = d_{14} / \sqrt{2} = d_{23} / \sqrt{2}$, $d_z = d_{24} = d_{13}$ -

декартовы компоненты вектора дипольного момента для σ - и π - переходов,

соответственно, $\beta_{o,(e)} = \frac{4\pi N d_{y,(z)}^2}{\hbar c^2} (W_1 - W_2 + W_3 - W_4) (\Delta\omega_1 \pm \Delta\omega_2)$, N - концентрация

атомов, $W_i (i=1,2,3,4)$ - начальные заселенности соответствующих квантовых уровней,

$\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$ - величины расщепления нижнего и верхнего уровня, соответственно,

$$\lambda_{1,(2)} = \sqrt{\left(\frac{D}{d_z} \theta_e \right)^2 + 4(\theta_e \pm \theta_o)^2}, \quad \theta_{o,(e)} = \frac{d_{y,(z)}}{\hbar} \int_{-\infty}^t E_{o,(e)} dt', D = D_2 - D_1 \quad - \quad \text{величина}$$

постоянного дипольного момента, $D_1 = D_{11} = D_{22}$, $D_2 = D_{33} = D_{44}$.

В общем случае система (2) сложна для анализа, вследствие чего исследование ее проводилось с помощью численного моделирования. В отсутствие магнитного поля режимы распространения ПКИ в двухуровневой среде изучены достаточно детально^{2,4}. Используя данные результаты, удалось выявить дополнительные особенности распространения ПКИ, связанных с модуляцией и параметрическим взаимодействием компонент. Обнаружено наличие новых режимов нелинейной прозрачности.

1. А.Ю.Пархоменко, С.В.Сазонов, *Квант. Электрон.*, **27**, №2, 139-144, (1999).
2. С.В.Сазонов, *ЖЭТФ*, **124**, №4, 803-819, (2003).
3. Э.М.Беленов, А.В.Назаркин, *Письма в ЖЭТФ*, **51**, №5, 252-255, (1990).
4. M. Agrotis, N.M. Ercolani, S.A. Glasgow, J.V. Moloney, *Physica D*, **138**, 134 (2000).

FEMTOSECOND DIRECT WRITING OF GRATING IN YAG CRYSTALS

Okhrimchuk* A.G., Bennion** Ian

* Fiber Optics Research Center of RAS, Moscow, Russian Federation

Fundamental restrictions for smallest size of grating pitch inscribing in YAG crystal by femtosecond pulses were found, and a corresponding underlying mechanism is proposed.

Femtosecond direct writing allows fabricating efficient waveguide lasers in YAG crystal [1,2]. Up to now feedback in these lasers is produced by multi-layered dielectric mirrors. Although such approach is acceptable for many applications femtosecond direct writing of gratings in waveguides is highly desirable for further development of waveguide lasers based on YAG crystal. We experimentally investigated possibility of grating writing in YAG crystal with a 1 kHz repetition rate Ti:sapphire laser system and the Mitutoyo focusing lens (NA=0.55).

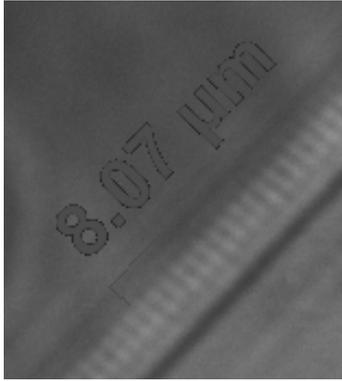


Fig.1 Grating inscribed by the point-by-point technique at wavelength of 800 nm. Translation speed $V= 0.81$ mm/s.

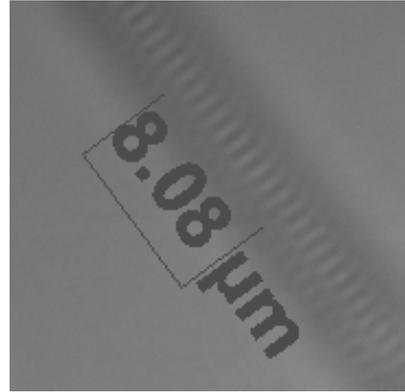


Fig.2 Grating inscribed with intensity modulation at wavelength of 800 nm Modulation frequency $f= 23$ Hz, translation speed $V= 0.0094$ mm/s.

We have carried out series of experiments with YAG:Cr⁴⁺ crystal, which includes two methods of grating writing (first, the point-by-point, and second, modulation of beam intensity by AOM), and two inscription wavelengths (fundamental of 800 nm, and its second harmonic). Microscopic investigation of numerous track records differed by the sample translation speed V and the AOM modulation frequency f revealed the fact that a grating pitch can not be smaller than 800 nm independently of the beam wavelength and the writing method (Fig. 1,2). Moreover in a slow moving sample without AOM modulation we obtained a grating-like self-organising structure with pitch size of about 900 nm instead of the expected smooth track (Fig.3).



Fig.3. Self-organizing grating inscribed by un-modulated femtosecond beam with wavelength of 400 nm and repetition rate of 1 kHz.

We consider that we meet some physical restrictions trying to inscribe a grating with pitch size smaller than 800 nm. We propose the following model that includes an electron plasma expansion controlling minimal inscribable pitch size. Immediately after femtosecond pulse pass the absorbed energy is preliminary kept by hot excited electrons in a conduction band, and an ion frame remains to be cold. Then a cloud of electron plasma expands beyond region of beam-matter interaction due to high kinetic energy of electrons, while ions keep their positions. This way an electric charge separation takes place on the boundary of the interaction region. Arising electrostatic force limits the expansion. Electrons lose the energy while it is converted to energy of electrostatic field and heating of the crystal lattice. Finally electrons are trapped on lattice defects or on doped ions. If generated electrostatic field is high enough, it tears of positive ions with reduced bonding to the lattice (for example due to defects associated), and thus the femtosecond inscription takes place. Size of an area to which

electrons are spread defines a smallest inscribable pitch. An increase of an electron plasma cloud is controlled by electrostatic forces and can be estimated by formula:

$$\Delta h = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_e}{N_e}},$$

where e is an electron charge, ε is low frequency YAG permittivity, ε_0 is permittivity of vacuum, U_e is an average energy of an excited electron, N_e is concentration of excited electrons.

1. A.G.Okhrimchuk, A.V.Shestakov, I. Khrushchev, J. Mitchell, "Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd³⁺ crystal by femtosecond laser writing", *Optics Letters*, **30**, P.2248-2250 (2005).
2. A.G. Okhrimchuk, A.V. Shestakov and I. Bennion "Waveguide Microchip YAG:Nd/YAG:Cr⁴⁺ Laser Fabricated by The Femtosecond Writing", in *Advanced Solid-State Photonics* on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2010), **AWB8**.

ЭФФЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ УЛЬТРАИНТЕНСИВНЫМ СВЕРХКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПРОФИЛИРОВАННЫХ МИШЕНЯХ

Андреев А.А.^{*,}, Платонов К.Ю.^{**}**

***Max-Born Institute, Berlin, Germany**

**** НПК "ГОИ им.С.И.Вавилова", С.-Петербург, Россия**

Аналитически и численно рассматривается взаимодействие ультраинтенсивного сверхкороткого лазерного импульса с гетерогенными и гомогенными профилированными мишенями различной формы и состава. В результате проведённой оптимизации удалось существенно повысить максимальную энергию протона и коэффициент трансформации лазерной энергии в энергию протонов.

С помощью разработанной теории и многомерного численного моделирования рассматривается взаимодействие ультраинтенсивного сверхкороткого лазерного импульса с гетерогенными и гомогенными профилированными мишенями различной формы. Увеличение энергии и числа протонов, генерируемых лазерным импульсом без изменения параметров самого импульса возможно с помощью многослойных лазерных мишеней. Покрытие лицевой стороны мишени должно обеспечивать генерацию максимально возможного количества быстрых электронов с максимально возможной энергией. Этим требованиям соответствуют тяжелые металлы, обладающие максимальным коэффициентом поглощения. Центральная часть мишени должна обладать наименьшими потерями энергии электронов при их движении от лицевой стороны мишени к тыльной. Наконец тыльная сторона мишени должна содержать большое количество водорода и сохранять ступенчатый профиль плотности в процессе взаимодействия. Двухфазная аналитическая модель ускорения ионов предлагается для объяснения расчётных PIC – данных по ускорению ионов в подобных двухслойных гетерогенных мишенях. На основе модели предсказана оптимальная структура (толщины и концентрации слоёв) для достижения максимальной энергии иона.

Проведена оптимизация параметров тонкой рельефной с лицевой стороны пластиковой мишени, обеспечивающая максимальный для заданного лазерного импульса коэффициент трансформации лазерной энергии в энергию ускоренных протонов. Показано, что наивысший (95 %) коэффициент поглощения лазерного излучения на такой мишени достигается на рельефном субмикронном периодическом профиле лицевой стороны мишени. При этом конкретный вид элемента рельефа – прямоугольный, синусоидальный или трапециевидный слабо сказывается на величине коэффициента поглощения. Наличие водородного слоя позволило уменьшить общую энергию ионов углерода и перенаправить её протонам. В результате проведённой оптимизации удалось повысить максимальную энергию протона и коэффициент трансформации лазерной энергии в энергию протонов на порядок.

БИСТАБИЛЬНЫЕ ПРИМЕСНЫЕ ЦЕНТРЫ ВО ФТОРИДЕ КАДМИЯ: ФЕМТОСЕКУНДНАЯ КИНЕТИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ПЕРЕХОДОВ В МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ

**Стаселько Д.И., Тихомиров* С.А., Буганов* О.В., Щеулин А.С.,
Рыскин А.И.**

Research Center “Optical Informational Technologies” Saint-Petersburg State University for Information Technologies, Mechanics, and Optics, Birzhevaya liniya, 12, Saint-Petersburg 199034 Russia, E-mail: dmitry@staselko.spb.ru,

*Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Nezalezhnastsi Ave. 70, 220072 Minsk, Belarus

DX-центры в полупроводниковых кристаллах представляют новый вид фоточувствительных дефектов пригодных для динамической записи оптической информации. Преимущественно ионные кристаллы фторида кадмия, легированные In и Ga являются наиболее широкозонными полупроводниковыми материалами, содержащими такие центры. Фоточувствительность DX-центров обусловлена существованием у них 2-х состояний, разделённых потенциальным барьером, основного («глубокого») и метастабильного возбужденного («мелкого») состояния. С этими состояниями связаны фотоионизационные полосы поглощения, в ультрафиолетовой-видимой (УФ-ВИД) области спектра для глубоких и в инфракрасной (ИК) области для мелких состояний (центров). При комнатной температуре заселены оба состояния. Возбуждение кристалла в УФ-ВИД полосе приводит к появлению дополнительной (к равновесной) концентрации мелких центров и к увеличению интенсивности ИК полосы. Обратное превращение мелких центров в глубокие является термоактивированным процессом, связанным с преодолением энергетического барьера.

Как показывает эксперимент [1] и ab initio расчет [2], в мелком состоянии бистабильного центра электрон располагается на водородоподобной орбите вблизи иона $\text{In}^{3+}/\text{Ga}^{3+}$, в глубоком состоянии на внутрицентровых орбиталях примесного иона локализовано два электрона ($\text{In}^{1+}/\text{Ga}^{1+}$). Образование потенциального барьера, разделяющего эти состояния, связано с перестройкой структуры центра; подобная

перестройка характерна для ионов с отрицательной корреляционной энергией (negative-U centers).

В настоящей работе исследована кинетика фотопревращения глубокого состояния бистабильного центра в мелкое состояние при возбуждении кристаллов $\text{CdF}_2:\text{In}$ и $\text{CdF}_2:\text{Ga}$ мощными световыми импульсами второй гармоники Ti:Sp лазера длительностью 150 фс с длиной волны 395 нм. Детектирование фотоиндуцированного поглощения производилось импульсом с длительностью 150 фс с длиной волны, изменявшейся в пределах .нм.

Наблюдалось просветление поглощения в УФ-ВИД полосах (350-700 нм) и наведенное поглощение в ИК полосах (600-1100 нм), обусловленное фоторазрушением глубоких и образованием мелких центров. Времена нарастания указанных полос достигали 0.6-0.8 пс. и существенно превосходили длительность возбуждающих и зондирующих импульсов, что свидетельствует об участии в формировании указанных полос процессов перемещения ионных остовов примесных ионов и окружающих их ионов матрицы. Указанный результат демонстрирует структурную перестройку решетки, сопровождающую процесс фотоиндуцированного изменения глубокого состояния бистабильной примеси, при котором образуются два водородоподобных мелких центра.

1. A.S. Shcheulin, A.I. Ryskin, K. Swiatek, J.M. Langer, *Physics Letters A*, v. **222**, № 1, p. 107 (1996).
2. C.H. Park, D.J. Chadi, *Phys. Rev. Letters*, v. **82**, № 1, p. 113 (1999).

НАНОМАСШТАБНАЯ МОДИФИКАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКА ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ НА ЕГО ПОВЕРХНОСТИ СУБМИКРОННЫХ ЧАСТИЦ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Комолов В.Л., Смирнов Д.С.

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

В докладе анализируется поведение наночастицы на диэлектрической поверхности при ее сильном фотовозбуждении мощным сверхкоротким лазерным импульсом. Представлены результаты численного моделирования динамики деструкции наночастицы и процесса внедрения вылетающих из нее ионов в подложку.

В докладе представлены результаты теоретического анализа отклика твердотельной наночастицы на поверхности диэлектрика на воздействие мощного сверхкороткого лазерного импульса (СЛИ). Динамика нетепловой деструкции наночастиц и связанных с ней изменений поверхности подложки за счет внедрения в нее ионов, вылетающих из наночастиц, изучалась методом численного моделирования.

Целью исследования является физическое обоснование возможности использования эффектов нарушения зарядового равновесия при фотоионизации наноразмерных частиц под действием сверхкоротких лазерных импульсов для легирования поверхности твердотельных материалов.

В работах¹⁻³ нами был предложен простой метод анализа деструкции наночастицы при ее фотоионизации. Было показано, что поле нескомпенсированного

электрического заряда, возникающего при фотоионизации наночастицы, способно вызвать движение образующихся ионов и «разогнать» их до энергий в десятки КэВ.

Очевидно, что если такая наночастица помещена на прозрачную для действующего излучения подложку, часть разлетающихся ионов проникает под ее поверхность и вызывает модификацию свойств материала подложки без ее разрушения на масштабах, сравнимых с начальными размерами частицы.

Таким образом, появляется возможность создания наноразмерных источников ионов на поверхности твердого тела при лазерном воздействии на систему «наночастица – подложка», и управления характеристиками ионных потоков путем изменения параметров наночастицы и действующего лазерного излучения. В итоге, воздействие СЛИ на систему «наночастица – подложка» приводит к созданию в поверхностном слое подложки наноразмерных областей с модифицированными параметрами в результате имплантации примесных ионов.

Доклад содержит результаты анализа особенностей фотоионизации металлических и полупроводниковых наночастиц при сверхкоротком воздействии. Показано, что при воздействии излучения, не разрушающего диэлектрическую подложку, напряженность электростатического поля, обусловленного возникновением нескомпенсированного положительного заряда внутри частицы при эмиссии из нее электронов, достаточно высока для инициирования движения ионов внутри наночастицы, выхода их за ее пределы и дальнейшего движения в приповерхностном слое подложки.

Выполнена оценка зависимости степени ионизации наночастицы от ее состава, интенсивности и длительности воздействия излучения; разработаны методы анализа движения нескомпенсированного заряда в системе «частица – подложка»; проведен расчет интенсивности ионных потоков и глубины внедрения ионов в приповерхностный слой подложки в зависимости от степени ионизации наночастицы и геометрии системы.

1. V.E. Gruzdev, V.L. Komolov, S.G. Przhibel'skii, D.S. Smirnov, *Proceedings SPIE*, **6256**, 30-39, (2006).
2. V.E. Gruzdev, V.L. Komolov, S.G. Przhibel'skii, D.S. Smirnov, *Proceedings SPIE*, **6596**, 65960P-1 – 65960P-8, (2007).
3. В.Е. Груздев, В.Л. Комолов, С.Г. Пржибельский, Д.С. Смирнов, *Оптический журнал*, **74**, № 6, 3-9, (2007).

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ БРЭГГОВСКИХ ДИФФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Варжель С.В., Куликов А.В., Стригалева В.Е.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе рассмотрены и проанализированы механизмы записи фемтосекундными лазерными импульсами Брэгговских диффракционных структур в оптическом волокне.

Краткое вступление

Брэгговские решетки (БР) в настоящее время широко используются в оптических волокнах и планарных волноводах для уплотнения каналов по длине волны (WDM-технология), оптической фильтрации сигналов, как резонаторные зеркала в волоконных и полупроводниковых лазерах, сглаживающие фильтры в оптических усилителях, для компенсации дисперсии в каналах связи. Другой областью применения волоконных Брэгговских решеток (ВБР) является использование их в различных измерительных системах: датчиках для регистрации изменений условий окружающей среды, таких как температура, давление, деформация, присутствие или отсутствие химикатов ¹.

При записи БР в стандартном телекоммуникационном волокне SMF-28, возникает проблема, связанная с тем, что такое волокно с молярной концентрацией германия 3% - 5% имеет очень слабую фоточувствительность, недостаточную для эффективной записи в них решеток показателя преломления (ПП). Даже при длительном облучении наведенный ПП в таких световодах не превышает 5×10^{-5} .

На сегодняшний день, наиболее привлекательный способ для преодоления данной проблемы является запись ВБР фемтосекундными лазерными импульсами, так как он устраняет необходимость повышения фоточувствительности оптического волокна путем наводороживания или легирования ². Следовательно, изучение физических механизмов записи ВБР фемтосекундными лазерными импульсами является несомненно актуальной задачей.

Цель работы

Целью данной работы является анализ механизмов записи фемтосекундными лазерными импульсами Брэгговских диффракционных структур в оптическом волокне.

Описание ситуации в исследуемой области

В последнее время увеличилось число публикаций, например работы ³⁻⁵, посвященных записи решеток ПП с помощью лазерных импульсов фемтосекундной длительности. В силу очень высокой интенсивности излучения в импульсе малой длительности поглощение излучения в этом случае происходит в результате многофотонного процесса. При многофотонном поглощении, при достаточно высокой интенсивности, длина волны может не попадать в полосу поглощения, но при этом энергия возбуждения может оказаться больше ширины запрещенной зоны кварцевого стекла. Также следует подчеркнуть, что фемтосекундными импульсами можно облучать волоконные световоды без их повреждения или пробоя излучением с интенсивностями на несколько порядков выше, чем при использовании наносекундных импульсов эксимерных лазеров ⁶. Кроме того, при использовании инфракрасного излучения запись можно производить через оболочку световода.

Процесс многофотонного поглощения наглядно можно описать на следующем примере. Если инфракрасный лазерный импульс малой интенсивности фемтосекундной длительности (например, $\lambda = 800$ нм, $h\nu \approx 1.5$ eV) проходит через такой материал как стекло, с шириной запрещенной зоны $E_g \geq 3.5$ eV, то только лишь незначительная часть энергии лазерного импульса поглощается в стекле. Однако при высокой интенсивности излучения лазерных импульсов нелинейное поглощение становится основным механизмом инициирующем процесс фото-ионизации в стекле. Этот механизм соответствует одновременному поглощению двух и более фотонов лазерного излучения одним электроном, что переводит его в зону проводимости. Коэффициент

поглощения для данного механизма есть функция от плотности фотонов и, следовательно, от интенсивности лазерного излучения ⁷.

Вывод

Таким образом, очень важно разобраться в вопросе нелинейного характера поглощения света в кварцевом стекле под воздействием импульсов фемтосекундной длительности, также как и в целом изучить механизмы фотоиндуцирования Брэгговских дифракционных структур в оптическом волокне. Анализ физики данного процесса позволяет выявить возможности прикладного характера для записи ВБР фемтосекундными импульсами.

1. С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, М.Г. Шлягин, *Журнал технической физики*, **76**, № 8, 73-84, (2006).
2. С.А. Васильев, О.И. Медведков, И.Г. Королев, А.С. Божков, А.С. Курков, Е.М. Дианов, *Квантовая электроника*, **35**, № 12, 1085-1103, (2005).
3. M. Bernier, Y. Sheng, R. Vallée, *Optics Express*, **17**, № 5, 3285-3290, (2009).
4. M. Becker, J. Bergmann, S. Brückner, M. Franke, E. Lindner, M. W. Rothhardt, H. Bartelt, *Opt. Express*, **16**, 19169-19178, (2008).
5. X. Fang, X. Y. He, C. R. Liao, M. Yang, D. N. Wang, Y. Wang, *Optics Express*, **18**, № 3, 2646-2654, (2010).
6. К.А. Загорулько, П.Г. Крюков, Е.М. Дианов, А. Драгомир, Д.Н. Никогосян, *Квантовая электроника*, **33**, № 8, 728-730, (2003).
7. K. Jamshidi-Ghaleh, N. Mansour, A. Namdar, *Laser Physics*, **15**, №12, 1714-1717, (2005).

ВЗРЫВНОЕ ВСКИПАНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОДНЫХ КАПЕЛЬ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

**Апексимов Д.В., Быкова Е.Е., Голик С.С.^{*}, Ильин А.А.^{*},
Соколова Е.Б.^{**}**

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

^{*} Дальневосточный государственный университет, Владивосток, Россия

^{**} Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток,
Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с водными каплями миллиметровых размеров. Исследована временная и пространственная динамика развития очагов оптического пробоя в объеме частицы, ее взрывная фрагментация в результате испарения и взрыва перегретых областей.

При распространении излучения с импульсами фемтосекундной длительности, мощность которых превышает определенный критический уровень, происходит значительное изменение спектральных, временных и пространственных характеристик лазерного излучения. Сферическая поверхность микрочастиц, действуя, как линза, фокусирует падающее излучение, приводя к существенному увеличению

интенсивности внутреннего оптического поля. Микрочастицы малого поглощения обладают резонаторными свойствами – поддерживают целую систему собственных высокочастотных колебательных мод, что приводит к снижению порогов нелинейных процессов светорассеяния по сравнению со сплошной средой. Эти факторы способствуют появлению ряда уникальных особенностей различных нелинейно-оптических процессов в сферических микрочастицах, таких как вынужденное комбинационное рассеяние, многофотонно возбужденная флуоресценция и вынужденное излучение, генерация третьей гармоники. Высокая интенсивность фемтосекундного излучения, возбуждающего нелинейные процессы светорассеяния внутри микрочастицы, а также высокая направленность назад рассеянного излучения делают аэрозоль привлекательным объектом для методик лазерной дистанционной диагностики химического и микробиологического состава диспергированного вещества атмосферы и океана.

В экспериментальной работе [1] было зафиксировано, что воздействие интенсивного лазерного излучения фемтосекундной длительности на изолированные водные капли микронных размеров может сопровождаться их испарением и взрывным разрушением. Нами были проведены экспериментальные и теоретические исследования, направленные на установление количественных связей и построение моделей образования очагов оптического пробоя и взрывного вскипания в жидких и жидкокапельных средах. Эксперименты включали в себя исследования взаимодействия гигаваттных лазерных импульсов фемтосекундной длительности с водными каплями (рис. 1а). Исследовалась динамика разрушения, спектры свечения частиц в поле лазерных импульсов и их зависимости от мощности воздействующего излучения.

Эксперименты показали, что в поле ультракороткого светового излучения крупные оптически прозрачные капли испаряются и вскипают с выбросом части своей массы в виде пара и жидких фрагментов. Это вскипание носит взрывной характер и при продолжительном действии излучения охватывает большую часть объема жидкой частицы (рис. 1б). Причиной взрывной фрагментации, как показывает теоретический анализ [2], является фазовый переход жидкости в местах локализации зон плазмообразования внутри капли. Эти зоны, в свою очередь, могут возникать в жидкости при ее ультракоротком лазерном облучении в результате многофотонной ионизации молекул, поддержанной эффектом фокусировки оптического поля сферической поверхностью капли.

Взрывное вскипание капель, облученных цугом фемтосекундных лазерных импульсов с центральной длиной волны в ближней ИК-области, сопровождается их свечением в видимой части спектра. Яркость этого свечения, а также его спектральный состав зависят от начальной мощности воздействующего лазерного излучения.

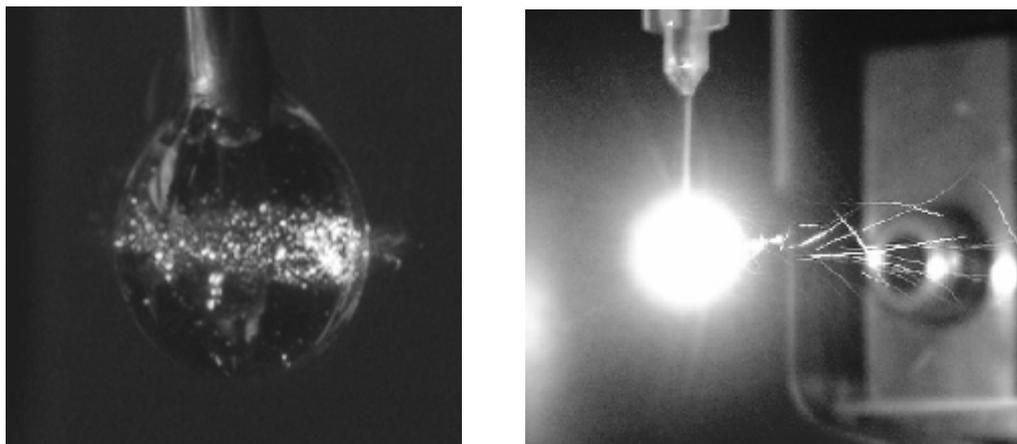


Рис. 1. Фотография водной капли с $a_0 \approx 1$ мм, облученной цугом фемтосекундных лазерных импульсов (а), взрывная фрагментация водной капли при продолжительном облучении цугом лазерных импульсов (б). Излучение падает слева

1. Lindinger, J. Hagen, L.D. Socaciu, T.M. Bernhardt, L. Wöste, D. Duft, T. Leisner, *Appl. Opt.*, **43**, N 27, 5263-5269, (2004).
2. Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, *Оптика атмосферы и океана*, **22**, № 8, 725-733, (2009).

Секция 2 Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия

СИНХРОНИЗАЦИЯ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ И СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ И ШУМОВОЙ МОДУЛЯЦИИ НАКАЧКИ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ

Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, В.В. Фирсов, С.Н. Чекина
НИИ Ядерной Физики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Теоретически и экспериментально изучена синхронизация бистабильных автомодуляционных колебаний и ряд нелинейных стохастических эффектов в твердотельном кольцевом лазере при модуляции накачки шумом и периодическим сигналом.

Теоретически и экспериментально исследован ряд новых явлений в нелинейной динамике твердотельного кольцевого лазера при периодической и шумовой модуляции накачки. В области параметров кольцевого лазера, соответствующей параметрическому резонансу между автомодуляционными и релаксационными колебаниями, обнаружена бистабильность автомодуляционных колебаний, при которой наряду с автомодуляционным режимом первого рода существует и является устойчивым квазипериодический автомодуляционный режим. Впервые исследована синхронизация бистабильных автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом, модулирующим накачку. Найдены новые автомодуляционные режимы, синхронизованные на частоте внешнего сигнала.

Впервые показано, что при шумовой модуляции накачки имеет место ряд нелинейных стохастических эффектов. Установлено, что в лазере возникает индуцированный шумом и зависящий от интенсивности шума сдвиг частоты релаксационных колебаний. С ростом интенсивности шума происходит также уширение и изменение формы релаксационного пика в спектре мощности излучения. Показано, что существует оптимальная интенсивность шума, при которой происходит наиболее эффективное возбуждение релаксационных колебаний. Обнаружена резонансная зависимость амплитуды релаксационного пика в спектре мощности излучения пика от интенсивности шума (амплитуда пика достигает максимума при определенном значении интенсивности шума). Экспериментально показано, что шумовая модуляция накачки приводит к смещению точки бифуркации удвоения периода автомодуляционных колебаний, увеличивающемуся с ростом интенсивности шума.

Продемонстрировано, что при воздействии шума в исследуемом лазере может происходить расщепление спектральных пиков на релаксационной и автомодуляционной частотах. Исследовано возникновение стохастического резонанса в моностабильном твердотельном кольцевом лазере, работающем в автомодуляционном режиме первого рода. Показано, что шумовая модуляция накачки может приводить к существенному увеличению отклика лазера на периодический модулирующий сигнал.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФFUЗНОГО РЕЖИМА ХАОТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ В СИЛЬНОРАСSEИВАЮЩИХ СРЕДАХ

Ящук В.П., Журавский М.В.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Проведено моделирование хаотической генерации в сильнорассеивающих активных средах методом Монте–Карло и с помощью теории Кубелки–Мунка. Получены согласующиеся с экспериментом зависимости характеристик излучения от параметров среды. Найдены оптимальные характеристики среды для эффективной хаотической генерации.

Многочисленное упругое рассеяние способно существенно увеличивать поглощение и вынужденное излучение в среде, заполняющей пространство между рассеивающими частицами, благодаря увеличению пути, пройденного излучением в этой среде. Последнее обстоятельство приводит к т. н. хаотической генерации (ХГ) (англ. random lasing) — возникновению излучения с узким спектром и некоторыми другими характеристиками, свойственными лазерному излучению. Интенсивность в максимуме спектра излучения проявляет характерную для лазера S–образную зависимость от интенсивности накачки. Но, в отличие от обычного лазера, переход от режима спонтанного излучения к генерации происходит в конечном диапазоне изменения интенсивности накачки (усиления). Модам хаотического лазера (ХЛ) соответствуют не резонансы резонатора, а различные траектории фотонов в среде, вследствие чего излучение ХЛ является ненаправленным, а спектр — сплошным, который не содержит узких линий характерных для мод резонатора.

ХГ достаточно сложна для моделирования и аналитического описания. В диффузном режиме распространения света, когда фазовые соотношения между рассеянными волнами можно не учитывать, наиболее удобными для этой цели являются метод Монте–Карло (ММК) [1] и теория Кубелки–Мунка (ТКМ) [2], которые в этой работе применены для описания основных свойств ХЛ и зависимости его параметров от параметров рассеивающей среды.

Для моделирования ХГ методом МК была использована модель активной хаотической среды [1], которая состоит из одинаковых сферических частиц (рассеивающих центров), хаотически распределенных в среде со спектрально зависимыми коэффициентами усиления $k(\lambda)$ и поглощения $\alpha(\lambda)$. Диаметр частиц d принимался большим, чем длина волны излучения λ , коэффициент отражения частиц был принят равным $r = 1$, а угловая зависимость вероятности рассеяния на частице определялась как $P(\theta) \sim (1 - \cos\theta)$. Коэффициенты k и α зависят от пространственных координат в соответствии с изменением населенности энергетических уровней. Для конкретности предполагалось, что усиление и поглощение создается молекулами красителя (родамина 6Ж).

В соответствии с идеологией ММК, для некоторого начального коллектива фотонов, распределенных в среде и по спектру в соответствии с распределением возбужденных молекул и контуром люминесценции красителя, рассчитывались траектории и веса фотонов, приобретаемых ими в процессе усиления и поглощения. На основании этих расчетов вычислялись спектр и полное количество (суммарный вес) фотонов в зависимости от интенсивности накачки, концентрации рассеивающих частиц, красителя, размеров образца, поперечных размеров пучка накачки и времени. При расчете траекторий предполагалось, что наиболее вероятные положения

рассеивающих частиц по отношению к точке последнего рассеяния находятся на сфере с радиусом, равным среднему расстоянию между частицами $\bar{x} = C^{-1/3}$, где C – количество рассеивающих частиц в единице объема. Вероятность отклонения рассеивающих частиц от этой сферы описывалось нормальным распределением Гаусса с дисперсией, которая принята равной $2 \cdot d$. Зависимость вероятности рассеяния от концентрации частиц определялась «прозрачностью» сферы — долей ее поверхности, занятой проекциями частиц.

Было показано, что при достаточно высокой интенсивности накачки количество фотонов в образце немонотонно зависит от C : сначала падает а потом резко возрастает с увеличением C , что соответствует переходу к ХГ. При этом в среде доминирует многократное рассеяние с кратностью несколько десятков. Концентрация частиц и соответственно кратность рассеяния, при которых происходит переход к ХГ, уменьшается с увеличением накачки. Таким образом, порог генерации ХЛ зависит от концентрации рассеивающих частиц.

При фиксированном значении C , пороговое значение интенсивности накачки, при которой происходит переход к ХГ, зависит от диаметра пучка накачки и толщины (линейного размера в направлении пучка накачки) образца. Эту зависимость можно условно назвать пространственным размерным эффектом. Он обусловлен наличием в многократно рассеивающей среде некоторой области, в котором преимущественно локализируются траектории (моды) излучения. Приближение размеров возбужденной области к области локализации мод путем уменьшения диаметра пучка накачки и толщины образца по-разному влияет на порог ХГ. В первом случае порог возрастает, поскольку возрастает доля траекторий фотонов за пределами активной области, где преобладает поглощение. Во втором случае – порог падает, поскольку сокращаются размеры неактивной области, а отражение на тыльной стороне образца возвращает излучение назад, способствуя тем самым удержанию его в активной области образца. В этом случае существенно возрастает также количество фотонов в среде (энергия генерированного излучения) и сужается спектр ХГ. Существует оптимальные размеры образца, близкие к размерам активной области, при которых порог ХЛ минимальный, а энергия ХГ максимальна.

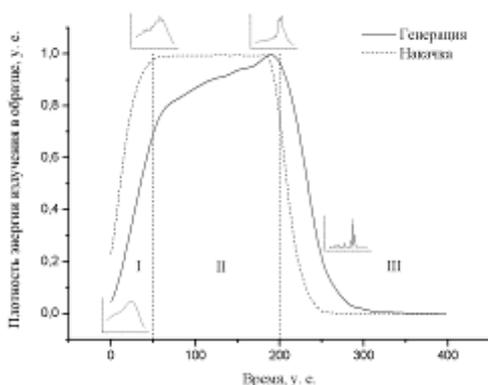


Рис. 1. Динамика изменения плотности энергии излучения в образце с течением времени. Характерные временные участки: I. пролётный режим; II. накачка; III. генерация.

интенсивности максимума спектра от коэффициента усиления (интенсивности накачки) с использованием четырех потоковой теории Кубелки–Мунка [3], в которую было включено усиление. ХЛ рассматривался как совокупность цепочек рассеивающих центров, расположенных вдоль траекторий фотонов в среде коэффициентом усиления $k(\lambda)$, поглощения $\alpha(\lambda)$ и рассеяния s . Интенсивности потоков излучения вдоль этих траекторий описывались системой уравнений ТКМ. Предполагалось, что распределение траекторий по их длинам является гауссовым. Интенсивность излучения ХГ вычислялась как общая интенсивность излучения потоков во всех цепочках.

Полученные зависимости имеют две точки перегиба, которые соответствуют пороговым значениям коэффициентов усиления $k_{пор1}$ и $k_{пор2}$, разграничивающим три режима излучения в среде: спонтанное излучение, усиленное спонтанное излучение

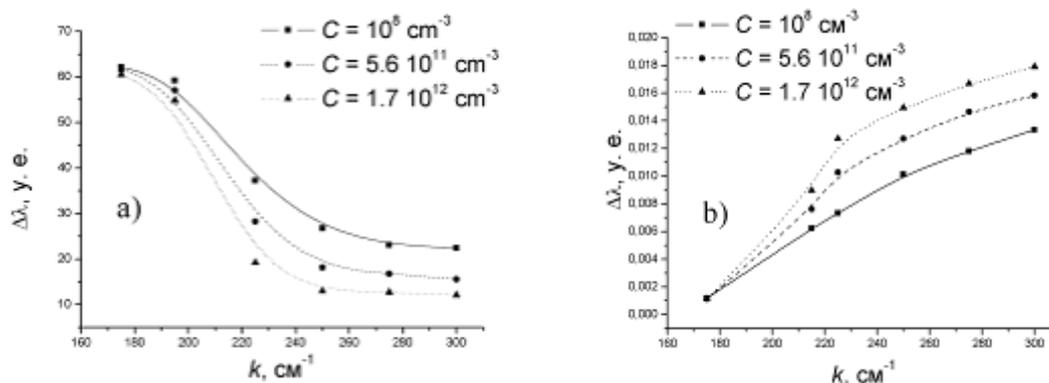


Рис. 2. Зависимости ширины (а) и интенсивности (б) максимума спектра ХГ от коэффициента усиления k при различных концентрациях рассеивающих центров C , рассчитанные в соответствии с теорией Кубелки–Мунка.

и ХГ. Последнее соответствует излучению с минимальной насыщенной (не изменяющейся с накачкой) шириной спектра. Значения $k_{пор1}$ и $k_{пор2}$ зависят от концентрации C из-за изменения кратности рассеяния и изменения длин траекторий фотонов.

Полученные данные хорошо согласуются с наблюдаемыми экспериментальными результатами, что свидетельствует об адекватности используемых модельных

Показано, что излучение ХГ в основном формируется долгоживущими модами, которые соответствуют наиболее протяженным траекториям фотонов. Как следует из эволюции интенсивности и спектра ХГ (рис. 1), излучение с наиболее узким спектром возникает за время, которое существенно превышает время баллистического пролета фотоном образца — после окончания импульса накачки.

На рис. 2 приведены результаты расчетов основных характеристик ХГ — ширины и

представлений. В ряде случаев это даёт возможность выяснить важные детали становления излучения ХЛ а также взаимосвязь параметров излучения, образца и пучка накачки.

1. В.П.Ящук, М.В.Журавский, О.А.Пригодюк. *Известия РАН. Серия физическая*. Т.70 (2006), №9, с1318–1322.
2. Е.А.Tikhonov, Vasil P.Yashchuk, O.Prigodiuk, V. Koreniuk. *Proc. of SPIE*, V.6728(2007), p. 67280T-1 – 67280T-9.
3. Распространение и рассеяние волн в случайно–неоднородных средах, А. Исимару, *Мир*, 1981, 280 стр.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОГРАММЫ СОГЛАСОВАНИЯ КЛЮЧА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К УСТАНОВКЕ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ СПБГУ ИТМО

Глейм А.В., Егоров В.И.

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

В данной работе изложен анализ эффективности программы согласования квантового криптографического ключа на базе установки квантовой криптографии СПБГУ ИТМО. Найдены оптимальные параметры ее работы.

Квантовая криптография является перспективной и динамично развивающейся областью квантовой информатики, призванной обеспечить абсолютную секретность передачи данных. Системы квантовой криптографии базируются на принципиальных неопределенностях квантовых систем. Они способны не только эффективно генерировать абсолютно стойкий ключ, но и распространять его таким образом, чтобы легитимные пользователи канала связи всегда могли обнаружить подслушивание.

Критерием наличия подслушивания в системе в соответствии с протоколами распространения квантового криптографического ключа является существенно возрастающий уровень ошибок по сравнению с уровнем шума самой системы, который вызван несовершенством оборудования и влечет за собой не только ошибки передачи данных, но и дает возможность нелегитимному пользователю получить некоторую часть передаваемой информации, оставаясь незамеченным.

На данный момент существует большое количество различных методик и схем установок, многообразие которых в общем случае сводится к решению задач повышения скорости передачи зашифрованной информации и уменьшению процента ошибок, вносимых несовершенством оборудования. Но в реальных условиях полное отсутствие шума в системе не достижимо, что неминуемо приводит к потере данных и утрате целостности сообщения. Возможное присутствие нелегитимного пользователя также вносит ошибки в процесс передачи секретных сведений из-за чего утрачивается некоторая часть передаваемой информации и смысл передаваемого сообщения.

Для устранения ошибок передачи данных в канале квантовой криптографии применяется метод называющийся согласованием ключа(reconciliation), суть которого сводится к удалению из ключей источника и приемника сообщения ошибочных битов. Его алгоритм в общем виде описан в сборнике «Физика квантовой информации» под редакцией Боумейстера, Экерта и Цайлингера. Он сводится к следующему: источник

информации (Алиса) и приемник (Боб) группируют свои биты в блоки определенного размера, который должен быть оптимизирован как функция уровня ошибок. Они обмениваются информацией о четности каждого блока по открытому каналу. Если их четности согласуются, то Алиса и Боб переходят к следующему блоку. Если четности не согласуются, то они заключают, что в соответствующем блоке было сделано нечетное число ошибок и ищут их рекурсивно. После этой процедуры каждый рассматриваемый блок либо не содержит ошибок, либо их число четно. Далее Алиса и Боб «перемешивают» ключи и повторяют операцию с блоками другого размера.

На седьмой Всероссийской межвузовской конференции молодых ученых на базе установки квантовой криптографии СПбГУ ИТМО Глеймом А.В. была продемонстрирована программа согласования ключа легитимными пользователями по открытому каналу и продемонстрирована ее способность к выявлению и устранению ошибок.

Целью данной работы является оптимизация полученного ранее программного продукта под различные условия работы системы рассылки криптографического ключа. В результате проведенных исследований были рассмотрены следующие режимы работы системы:

1. Штатный
2. Мало зашумленный канал связи
3. Присутствие нелегитимного пользователя

Для каждого из режимов найдены оптимальные значения количества блоков разбиения ключа, числа итераций прогонки алгоритма с различной величиной блока на каждой итерации, произведена минимизация количества раскрываемой информации и использования системных ресурсов. Была набрана статистика экспериментальных данных для каждого из режимов.

Для анализа штатного режима был произведен многократный запуск установки с типовыми параметрами формирования ключа: время распространения 5сек., длина ключа около 3000 бит, количество ошибок 7%

В целях имитации менее зашумленного канала статистическим образом из ключей Алисы и Боба было устранено различное количество ошибочных бит. Далее производился запуск программы согласования.

Для анализа воздействия нелегитимного пользователя использована методика, разработанная ранее Глеймом А.В. и Егоровым В.И под научным руководством Мазуренко Ю.Т., представленная на VI Всероссийская межвузовская конференция молодых ученых и основывающаяся на совмещении аппаратных средств и программной имитации, в результате чего эмулируется присутствие нелегитимного пользователя в канале связи, вносящего дополнительный шум в систему, который подлежит устранению. При этом были рассмотрены несколько типов атак Евы:

1. Равномерное статистическое подслушивание ключа
2. Сплошная атака определенного блока
3. Статистическая атака этого блока

Для каждого из режимов произведена проверка близости результатов согласования к теоретическому пределу Шеннона и сделаны выводы об общей эффективности алгоритма и полученного программного продукта, определены пределы применимости его использования.

Также была произведена сравнительная оценка различных подходов к идентификации и устранению четного числа ошибок в блоке: укрупнения блока и перетасовки ключа. Был выбран оптимальный подход.

Как результат найдены оптимальные условия использования программы согласования квантового криптографического ключа применительно к экспериментальной системе СПбГУ ИТМО, определены диапазоны количества информации, подлежащей рассекречиванию и степень чистоты абсолютно стойкого ключа от ошибок.

ДЕТЕКТОР ФОТОНОВ ДЛЯ ПРОТОКОЛОВ КВАНТОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Мирошниченко Г.П.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Развита теория детектора фотонов, способного различать однофотонные и двухфотонные фоковские состояния моды. Такие детекторы необходимы для эффективного функционирования многих протоколов квантовых оптических информационных технологий.

Современные технологии передачи, хранения и обработки информации основаны на законах квантовой механики и квантовой оптики. Перспективное направление – квантовые оптические информационные технологии - в качестве носителя (единицы, бита) информации использует квант света – фотон. В настоящее время на принципах квантовой оптики действуют протоколы квантовых коммуникаций - квантовая криптография, квантовая телепортация, плотное кодирование [1]. Предложены и частично реализованы масштабируемые схемы линейных оптических квантовых вычислений. Разработаны архитектуры масштабируемых квантовых оптических сетей, использующих приборы, работающие по законам линейной оптики [2]. Разработаны методы запоминания квантовой информации, закодированной в состояниях фотонов. Здесь можно отметить методы сохранения одиночных фотонов в высокодобротных резонаторах, в интерферометрах, а также с помощью перезаписи квантовой информации, закодированной в состояниях фотонов, на коллективные квантовые состояния атомного ансамбля [3]. В последнем случае следует отметить подходы, основанные на квантовых неразрушающих измерениях, на явлении электромагнитно-индуцированной прозрачности, на стимулированном рамановском рассеянии на Λ -схеме атомных уровней и подходы с использованием фотонного эхо.

Для функционирования протоколов квантовых оптических информационных технологий на основе линейных оптических элементов необходимо создание источников одиночных фотонов (однофотонных фоковских состояний моды излучения) и детекторов фоковских состояний моды, способных различать, например, однофотонные и двухфотонные состояния. В данном сообщении построена теория фотонного детектора, отвечающего данным требованиям. Детектор представляет собой микрорезонатор, в объеме которого имеется кластер из N атомов. Центры масс атомов локализованы в точках \mathbf{r}_n и неподвижны. В микрорезонаторе присутствует квантованная мода излучения. Микрорезонатор одномодовый, поэтому для описания взаимодействия атомов детектора с модой применима модель Бонифачио. Цель детектирования – различить одно и двухфотонные состояния моды и получить квантовую информацию, записанную на однофотонных состояниях моды. Информация о состоянии квантованной моды в момент времени t получается при тестировании

энергетического состояния атомного пакета (например, в ионизационной камере, или с помощью вспомогательного лазера, вызывающего резонансную флуоресценцию с заданного уровня). Гамильтониан H_{AM} взаимодействия (в резонансном приближении) квантованной моды поля с атомным пакетом, состоящим из N атомов, локализованных в точках \mathbf{r}_n , имеет вид

$$H_{AM} = \lambda \left(a^* \cdot S^{(-)} + a \cdot S^{(+)} \right). \quad (1)$$

Здесь введены обозначения коллективных атомных операторов

$$S^{(\pm)} = \sum_{n=1}^N \sigma_n^{(\pm)} \cdot \exp(\pm i \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_n), \quad S^{(3)} = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^N \sigma_n^{(3)},$$

где обозначены повышающие и понижающие операторы двухуровневых атомов пакета

$$\sigma_n^{(+)} = |1\rangle_n \langle 0|, \quad \sigma_n^{(-)} = |0\rangle_n \langle 1|, \quad \sigma_n^{(3)} = |1\rangle_n \langle 1| - |0\rangle_n \langle 0|, \quad n = 1, 2, \dots, N.$$

Здесь $|0\rangle_n$ и $|1\rangle_n$ - нижний и верхний (по энергии) векторы состояния n -ого

двухуровневого атома детектора, \mathbf{k} , a^* , a - волновой вектор и операторы рождения – уничтожения квантов моды, λ - параметр взаимодействия. Коллективные операторы удовлетворяют коммутационным соотношениям алгебры $\text{su}(2)$. Воспользуемся индексами алгебры $\text{su}(2)$ для обозначения атомного базиса. Будем использовать полносимметричный (по перестановкам) атомный базис, определяемый уравнениями

$$S^2 |J, m\rangle = J(J+1) |J, m\rangle, \quad S^{(3)} |J, m\rangle = m |J, m\rangle, \quad J = N/2, \quad -J \leq m \leq J. \quad (2)$$

Оператор развития атомно-полевой матрицы плотности удовлетворяет уравнению

$$i \frac{\partial U(t)}{\partial t} = H_{AM} \cdot U(t), \quad U(0) = I_{AM}, \quad (3)$$

где I_{AM} - тождественный атомно-полевой оператор. Будем предполагать, что число фотонов моды до процесса детектирования не превосходит двух, а начальное состояние всех атомов пакета – основное. Тогда для описания процесса детектирования необходимо получить атомные операторы $U(t)_{km}$, которые определяются следующим образом

$$U(t) = \sum_{k,m=0} U(t)_{km} |k\rangle \langle m|. \quad (4)$$

Здесь $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, \dots$ - фоковские состояния квантованной моды. Подставим (4) в (3), используем определение (1), получим систему уравнений для первых девяти операторов $U(t)_{km}$, $k, m = 0, 1, 2$. Этих девяти операторов достаточно для описания процессов фотодетектирования в случае, если начальном состоянии моды $\rho_M(0)$ присутствуют фоковские состояния с числом фотонов, не превышающем двух, а начальное состояние атомов детектора всегда основное $|N/2, -N/2\rangle_A$ (2) перед детектированием. Поэтому естественно ограничиться фотонным базисом, состоящим из

трех векторов $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$. Система уравнений для атомных операторов $U(t)_{km}$, $k, m = 0, 1, 2$ разбивается на три группы и имеет вид

$$\begin{cases} i \frac{\partial U(t)_{0k}}{\partial t} = \lambda \cdot S^{(+)} U(t)_{1k}, \\ i \frac{\partial U(t)_{1k}}{\partial t} = \lambda \cdot (\sqrt{2} \cdot S^{(+)} U(t)_{2k} + S^{(-)} U(t)_{0k}), \\ i \frac{\partial U(t)_{2k}}{\partial t} = \lambda \cdot \sqrt{2} \cdot S^{(-)} U(t)_{1k}, \quad k = 0, 1, 2. \end{cases} \quad (5)$$

При детектировании в атомной системе детектора возможны следующие три события: в момент наблюдения состояния атомного кластера отсутствуют возбужденные атомы, присутствует один возбужденный атом, присутствуют два возбужденных атома. Будем предполагать, что изучаемый в данной работе метод фотодетектирования идеален (не пропускает фотоны) и дает отклик на два взаимодополнительных события: все атомы пакета в момент измерения найдены в основном состоянии (случайная переменная $\zeta = 0$), и найден хотя бы один атом в возбужденном состоянии (случайная переменная $\zeta = 1$). Операторы положительно определенной операторной меры, действующие в пространстве состояний моды (трансформеры Крауса K_p , $p = 0, 1, 2$) определяются согласно соотношению

$$\begin{aligned} \rho_M^{(0)}(t) &= K_0 \rho_M(0) K_0^*, \\ \rho_M^{(1)}(t) &= K_1 \rho_M(0) K_1^* + K_2 \rho_M(0) K_2^*. \end{aligned}$$

Здесь $\rho_M^{(\zeta)}(t)$ - условная редуцированная матрица плотности моды в момент измерения. Явные выражения для K_p , $p = 0, 1, 2$ можно получить, решив систему операторных уравнений (5). Явные выражения для трансформеров имеют вид

$$\begin{aligned} K_0 &= |0\rangle\langle 0| + \cos(\lambda\sqrt{N} \cdot t) |1\rangle\langle 1| + \left(\frac{N}{2N-1} \cdot (\cos(\lambda\sqrt{4N-2} \cdot t) - 1) + 1 \right) |2\rangle\langle 2|, \\ K_1 &= \sin(\lambda\sqrt{N} \cdot t) |0\rangle\langle 1| + \frac{\sqrt{N}}{\sqrt{2N-1}} \sin(\lambda\sqrt{4N-2} \cdot t) |1\rangle\langle 2|, \\ K_2 &= \frac{\sqrt{N(N-1)}}{4N-2} (\cos(\lambda\sqrt{4N-2} \cdot t) - 1) |0\rangle\langle 2|. \end{aligned}$$

“Настройка” детектора предполагает выбор параметра λ , числа атомов N и времени взаимодействия пакета с модой t так, чтобы было выполнено условие

$$\begin{cases} \lambda\sqrt{4N-2} \cdot t = 2\pi \cdot n, \quad n = 1, 2, \dots \\ \lambda\sqrt{N} \cdot t = \frac{1}{2}\pi + \pi k, \quad k = 0, 1, \dots \end{cases} \quad (6)$$

При выполнении (6) $|0\rangle$ и $|2\rangle$ состояния моды обнаруживаются при фиксировании детектором события $\zeta = 0$, а состояние $|1\rangle$ обнаруживается при фиксировании детектором события $\zeta = 1$. При настройке (6) происходит однозначное различение состояний $|0\rangle$ и $|2\rangle$, и состояния $|1\rangle$.

1. Jeremy L. O'Brien, Akira Furusawa, and Jelena Vuckovic. *ArXiv*, **1003.3928** (2010).
2. Pieter Kok, W.J.Munro, T.C.Ralph, Jonathan P.Dowling, G.J.Milburn. *Rew.Mod.Phys.*, **79**, 135-174, (2007).
3. Denis V. Vasilyev, Ivan V. Sokolov, and Eugene S. Polzik. *Phys. Rev.*, **77**, 020302, (2008).

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО МЕТАНА СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

**Воронина Ю.В., Чеснокова Т.Ю., Пономарев Ю.Н., Капитанов В.А.,
Солодов А.А.**

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

В докладе рассматриваются основные спектроскопические причины погрешностей определения общего содержания метана в атмосфере из измерений солнечного излучения в спектральном диапазоне 1,6-1,7 мкм. Сделана оценка влияния погрешности параметров линий поглощения атмосферных газов в спектроскопической базе данных HITRAN на вычисление пропускания. Определен вклад новых зарегистрированных линий этилена в перенос излучения.

Совместно с углекислым газом и водяным паром метан является значимым парниковым газом для атмосферы Земли. Общее содержание метана может быть определено из измерений излучения, проходящего через атмосферу, в спектральном интервале 1,6-1,7 мкм. Например, в этом спектральном диапазоне проводят регулярные измерения спутниковые спектрометры SCIAMACHY¹ и GOSAT². В настоящее время существует проблема количественной интерпретации спектров измерений в этом диапазоне, т.к. спектроскопические параметры линий поглощения газов недостаточно изучены. В атмосферных расчетах наиболее часто используется спектроскопическая база данных параметров линий поглощения газов HITRAN. Мы провели расчет пропускания с учетом погрешностей параметров линий поглощения основных газов в диапазоне 1,6-1,7 мкм для различного спектрального разрешения методом line-by-line³. Были рассмотрены погрешности интенсивности линий, положения центра линий, коэффициентов уширения воздухом и самоуширения согласно индексам неопределенностей, приведенным в HITRAN2008 для каждой линии поглощения. На рис.1 приведен вклад погрешностей параметров линий в атмосферное пропускание на вертикальной трассе через всю атмосферу для метеомодели лета средних широт. При спектральном разрешении 0,01 см⁻¹ он достигает 14%, что может привести к значительной погрешности определения общего содержания метана. Основной вклад в

погрешность пропускания дают линии поглощения водяного пара, метана и углекислого газа.

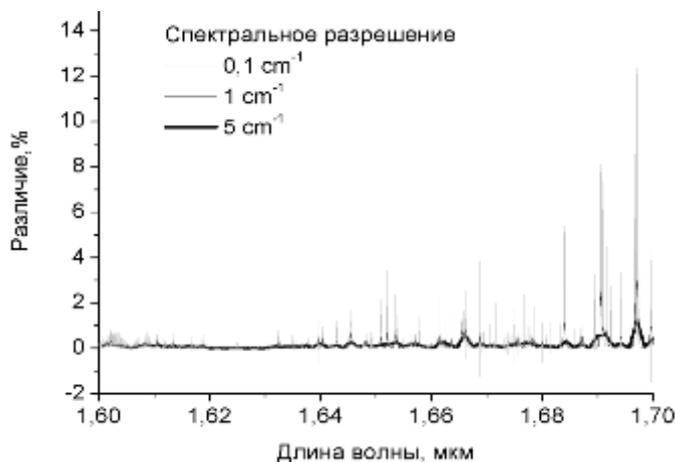


Рис. 1. Вклад погрешностей параметров линий в атмосферное пропускание на вертикальной трассе через всю атмосферу для метеомодели лета средних широт

Другим источником погрешностей при определении общего содержания метана из измерений излучения 1,6-1,7 мкм является неучет в расчете атмосферного переноса недавно зарегистрированных линий поглощения этилена, но пока еще отсутствующих в спектроскопической базе данных HITRAN. В Институте оптики атмосферы СО РАН на диодном лазерном спектрометре ближнего ИК-диапазона с двумя резонансными оптико-акустическими детекторами был зарегистрирован спектр поглощения этилена⁴ со спектральным разрешением $2 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹. В наших работах^{5,6} было показано, что неучет поглощения этилена для высотного профиля распределения концентрации этилена для случая лесных пожаров⁷ может привести к ошибкам определения общего содержания метана до 50%; для случая обычных городских условий⁸ до 0,5%. В 2010 г. в Институте оптики атмосферы были сделаны новые измерения спектра поглощения этилена на Фурье-спектрометре BRUKER 125 HR⁹. Сравнение наших лабораторных спектров поглощения этилена, измеренных на диодном лазерном спектрометре и Фурье-спектрометре, показывает, в основном, хорошее согласие⁹. Мы рассчитали атмосферное пропускание через всю атмосферу с учетом поглощения основных атмосферных газов из HITRAN и двумя спектрами поглощения этилена со спектральным разрешением. Высотный профиль этилена был взят в расчетах для случая лесных пожаров⁷, остальные газы CH₄, H₂O, CO₂, N₂O, CO согласно метеомодели AFGL лета средних широт¹⁰. Вклад линий поглощения этилена в атмосферное пропускание составил 0,15% при спектральном разрешении 1,48 нм. Это может привести к погрешности восстановления общего содержания метана в столбе атмосферы до 30% (различие в восстановленном значении общего содержания метана с учетом и без учета линий поглощения составило 31% для данных этилена, зарегистрированных на диодном лазерном спектрометре и 29,6% для данных этилена Фурье-спектрометра). Различие между спектрами атмосферного пропускания, вычисленными с сечениями поглощения этилена на лазерном и Фурье-спектрометрами, составило менее 0,015% при спектральном разрешении 1,48 нм. При более высоком спектральном разрешении относительный вклад этилена в пропускание излучения увеличивается.

Также источником погрешностей определения общего содержания атмосферного метана является неучет интерференции линий поглощения метана при расчете

атмосферного радиационного переноса. В новых лабораторных измерениях спектра поглощения метана на Фурье-спектрометре¹¹ было показано, что расчет пропускания с коэффициентами уширения линий из HITRAN в интервале 1,6-1,7 мкм с контуром Фойгта без учета интерференции линий дает различие между измеренными и рассчитанными спектрами более 5% при давлении 900 гПа, которое удается уменьшить до 1% при учете интерференции линий метана. В работах^{11,12} предлагаются возможные способы учета интерференции линий метана в обработке атмосферных измерений. В наших предварительных измерениях спектра поглощения метана также обнаружено влияние интерференции линий¹³, проявляющееся при давлениях от 0 до 1 атм.

Работа поддержана грантом РФФИ №10-05-00764а.

1. C. Frankenberg, P. Bergamaschi, A. Butz, S. Houweling, J.F. Meirink, J. Notholt, A.K. Petersen, H. Schrijver, T. Warneke, I. Aben, *Geophysical research letters*, **35**, №15, (2008).
2. <http://www.gosat.nies.go.jp/eng/gosat/page3.htm>
3. А.А. Мицель, И.В. Пташник, К.М. Фирсов, Б.А. Фомин, *Оптика атмосф. и океана*, **8**, № 10, 1547-1548, (1995).
4. Б.Г. Агеев, В.А. Капитанов, Ю.Н. Пономарев, В.А. Сапожникова, *Оптика атмосф. и океана*, **20**, № 9, 795-798, (2007).
5. Т.Ю. Чеснокова, Ю.В. Воронина, Ю.Н. Пономарев, В.А. Капитанов, *Оптика атмосферы и океана*, **23**, №3, 223-228, (2010).
6. Ю.В. Воронина, Т.Ю. Чеснокова, Ю.Н. Пономарев, В.А. Капитанов, *Труды международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2009»*, 64-67, (2009).
7. V. Marecal, E. D. Riviere, G. Held, S. Cautenet, S. Freitas, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, **5**, 9127-9168, (2005).
8. C.P. Rinsland, C. Paton-Walsh, N.B. Jones, D.W.T. Griffith, A. Goldman, S.W. Wood, L. Chiou, A. Meier, *JQSRT*, **96**, 301-309, (2005).
9. M.A. Loroño Gonzalez, V. Boudon, M. Loëte, M. Rotger, M.-T. Bourgeois, K. Didriche, M. Herman, V.A. Kapitanov, Yu.N. Ponomarev, A.A. Solodov, A.M. Solodov, T.M. Petrova, *JQSRT*, **11**, (2010).
10. G.P. Anderson, S.A. Clough, F.X., Kneizys, J.H., Chetwynd, E.P. Shettle, *AFGL-TR-86-0110, AFGL (OPI), Hanscom AFB, MA 01736*
11. H. Tran, J.-M. Hartmann, G. Toon, L.R. Brown, C. Frankenberg, T. Warneke, P. Spietz, F. Hase, *JQSRT*, **111**, №10, 1344-1356, (2010).
12. T. Gabard, V. Boudon, *JQSRT*, **111**, №10, 1328-1343, (2010).
13. В.А. Капитанов, К.Ю. Осипов, Ю.Н. Пономарев, *XVI Междунар. симпоз. "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы"*, (2009).

РЕГИСТРАЦИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПУТНИКОВЫХ АППАРАТАХ

Янукович Т.П., Железко Д.С.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Для получения информации об уровне гамма-облучения в спутниковых аппаратах предлагается использовать оптоволоконный сенсор. Работа сенсора основана на появлении полос поглощения в материале сердцевины оптического волокна.

Современное развитие космической техники ставит перед разработчиками новые задачи. Разработан и применяется новый класс спутниковых аппаратов – микроспутники. Малые размеры таких аппаратов требуют миниатюризации устройств, находящихся внутри. Космические аппараты подвержены воздействию космического излучения, частью которого является гамма-излучение. Являясь высокоэнергетической электромагнитной волной, гамма-излучение способно вносить большие помехи в работу полупроводникового и оптического оборудования. Для оценки уровня гамма-облучения предлагается использовать оптоволоконный сенсор.

Оптическое волокно не подвержено электромагнитным помехам, имеет малый диаметр и большую длину, не подвержено воздействию химически агрессивных сред. Разработка оптоволоконных сенсоров ведется по многим направлениям. Для регистрации физических параметров применяются различные методы. Разработка этих методов ведется как экспериментально, так и теоретически.

Интенсивность оптического излучения в волокне, находившемся под воздействием гамма-облучения, будет меньше за счет поглощения, вызванного образованием новых энергетических уровней¹. Для проведения точных измерений необходима калибровка каждой системы. Особую трудность реализации данной системы в условиях спутниковых аппаратов представляет невозможность организации дифференциального способа измерения². В предложенной схеме длина волны лазера приходится на максимум поглощения материала – 215 нм. Однако можно использовать лазеры с длиной волны в пределах от 200 до 250 нм. После однократного облучения тестовое волокно необходимо привести в первоначальное состояние. Для этого волокно в лабораторных условиях отжигают в муфельной печи. Для устранения проблемы отжига сенсора предлагается интегральный метод измерения.

1. В. А. Саечников, Э. А. Чернявская, Т. П. Янукович и др. *Журнал прикладной спектроскопии*. 65. № 4. С. 600–603. (1998)

2. Янукович Т. П., Курило К. В. *Оптический журнал*. 71, № 9. – С. 76-79. (2004)

ОСОБЕННОСТИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ ОБЪЕКТИВОВ СИСТЕМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ

Паврос Н. К.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кафедра оптико-цифровых систем и комплексов Санкт-Петербург, Россия

Доклад включает основы фотометрических измерений. Особенности оптических систем дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ). Методику фотометрической градуировки для объективов систем ДЗЗ.

В докладе отображаются обзор методов фотометрических и особенности фотометрической градуировки объективов систем космического базирования.

Фотометрия - раздел физической оптики, в котором рассматриваются энергетические характеристики оптического излучения, испускаемого источниками, распространяющегося в различных средах и взаимодействующего с телами.

Теоретическая фотометрия основывается на соотношении, выражающем в дифференциальной форме закон квадратов расстояний

$$d\Phi_e = Le dG, \tag{1}$$

где $d\Phi_e$ – дифференциал потока излучения элементарного пучка лучей, мерой множества которых является дифференциал dG фактора геометрического, Le – энергетическая яркость излучения.

Так же в основе фотометрических измерений лежит закон четвертой степени косинуса, показывающий, что уменьшение освещенности пропорционально четвертой степени косинуса угла между линией центров источника и приемника и оптической осью.

Освещенность определяется выражением

$$dE = L dA_s \cos \theta_s \cos \theta_r / r^2. \tag{2}$$

Расстояние r дается выражением $D/\cos\theta$, где $\cos\theta = \cos\theta_r = \cos\theta_s$. В результате имеем $dE = L dA_s \cos^4\theta / D^2$.

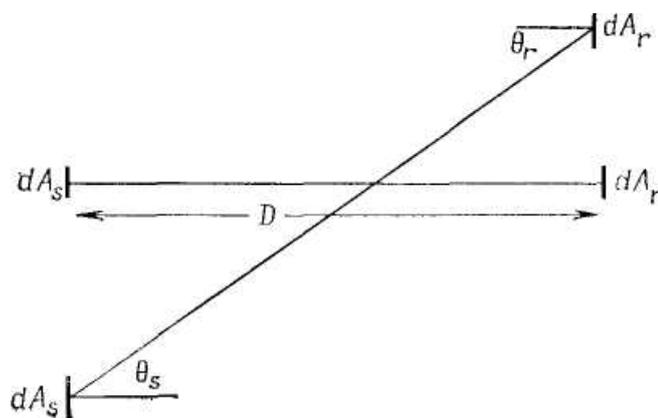


Рис. 1 К закону четвертой степени косинусов

Для объективов систем ДЗЗ существует ряд особенностей. Во-первых, это постоянное присутствие Солнечного и звездного излучения. Во-вторых, влияние атмосферы на качество изображения. На рисунке 2 приведено распределение

коэффициента пропускания атмосферы в зависимости от длины волны. Это распределение и определяет рабочую полосу длин волн.

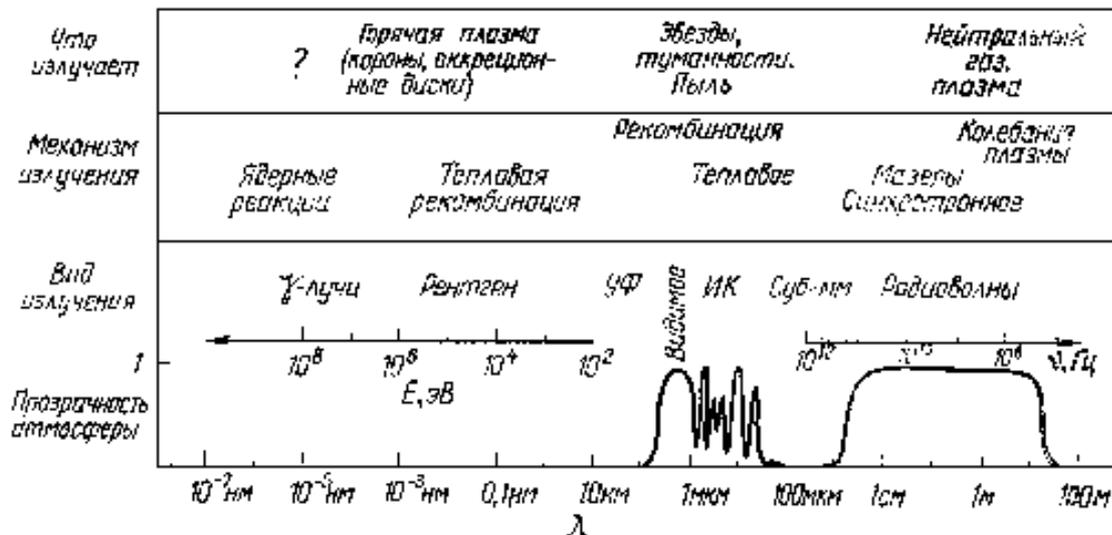


Рис. 2 Шкала длин волн электромагнитного излучения для астрономических объектов.

Для астрономических наблюдений возможны два случая. Первый – наблюдение звезд с поверхности земли или из атмосферы. Второй – наблюдение поверхности Земли из космоса (рисунок 3).

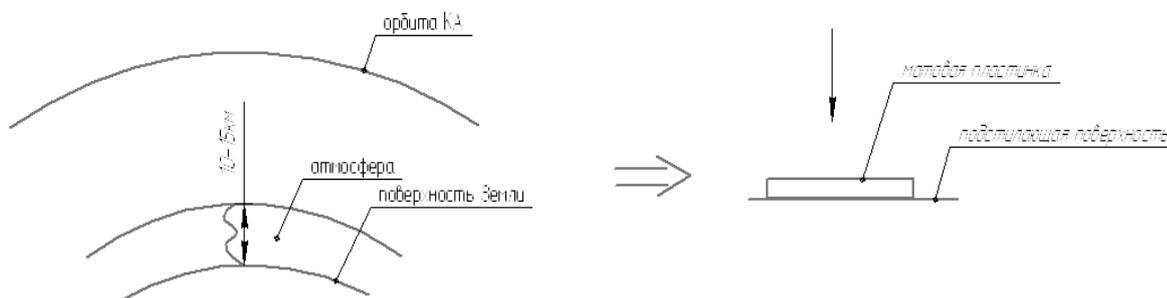


Рис. 3 наблюдение поверхности Земли из космического пространства

В общем случае можно говорить о том, что усредненный коэффициент пропускания постоянен. Тогда возникает возможность оценить и скорректировать искажения возникающие за счет атмосферы, пользуясь основными законами фотометрии. Например, введя в бортовую аппаратуру расчетное значение светимости подстилающей поверхности.

Помимо этого возможно применение фотометрической градуировки. С помощью системы осветителя, солнечное излучение преобразуется в равномерное поле, облучающее поверхности всех матриц оптико-электронных преобразователей. Далее проводится выравнивание динамических характеристик всех каналов системы приёма и преобразования видеoinформации. На стадии наземных испытаний, для повышения точности фотометрических измерений, вычисляется коэффициент передачи, как отношение фототоков на входном зрачке и фокальной плоскости телескопа.

В докладе отображены методики контроля системы осветителя, освещенности фокальной плоскости телескопа при наземных испытаниях и методика фотометрической градуировки в режиме штатной эксплуатации.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Колегов А.А., Шандаров С.М., Кабанова Л.А., Каргин Ю.Ф.*

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия

* Институт металлургии и материаловедения им.А.А. Байкова РАН,
Москва, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования влияния температуры на динамику формирования отражательных голограмм в легированном кальцием кристалле титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$) среза (100), а также разработана теоретическая модель, качественно описывающая наблюдаемые температурные эффекты при встречном двухволновом взаимодействии.

Взаимодействие световых волн на отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных кристаллах класса силленитов характеризуется высокой эффективностью вследствие большого количества дефектных центров, допускающих фотоиндуцированное перераспределение зарядов [1]. Однако наблюдаемое в этих кристаллах примесное оптическое поглощение и его фотоиндуцированные изменения зависят от температуры [2,3]. Эти эффекты могут быть связаны с термически инициированными процессами перераспределения носителей заряда по фотоактивным центрам, что, в свою очередь, должно приводить к изменению с температурой эффективности взаимодействия световых волн на отражательных голограммах и сказываться на характеристиках устройств динамической голографии на основе кристаллов силленитов.

В настоящей работе динамика формирования отражательных голограмм исследовалась на экспериментальной установке (рис. 1) по известной методике [4], позволяющей вычислять временные зависимости эффективного коэффициента двухпучкового усиления $\Gamma_{eff}(t)$. Для управления температурой кристалла в установку дополнительно вводился нагревательный элемент НЭ, разработанный авторами работы [3]. Эксперименты проводились на монокристаллическом образце $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ с толщиной $d = 5,9$ мм вдоль кристаллографического направления [100].

Исследования формирования отражательной фоторефрактивной голограммы при фиксированной температуре кристалла проводились в два этапа. На первом этапе кристалл нагревался до заданной температуры, после чего она поддерживалась блоком управления в течение всего эксперимента. На втором этапе открывался затвор З (рис. 1) и фиксировались изменения во времени интенсивностей пучков $I_P(t)$ и $I_S(t)$, происходящие в результате формирования отражательной фоторефрактивной голограммы и фотоиндуцированных изменений поглощения света в кристалле. В экспериментах использовался линейно поляризованный входной пучок I_0 с поляризационным углом $\theta_0 = 60^\circ$ (угол между вектором поляризации и кристаллографической осью [010] на его входной грани $x=-d$), при котором для исследуемого кристалла наблюдались максимальные значения $\Gamma_{eff}(t)$.

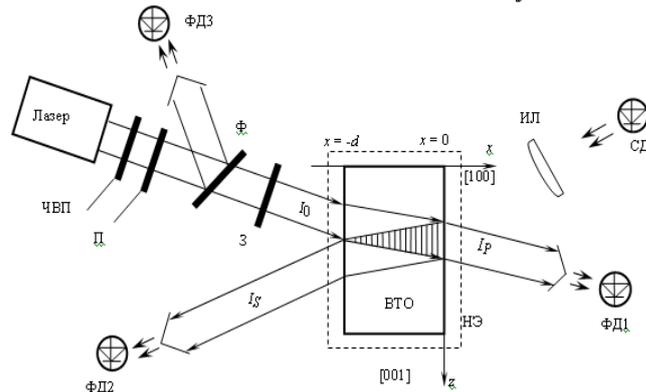


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования влияния температуры на формирование отражательных фоторефрактивных голограмм в кристаллах силленитов: ЧВП – четвертьволновая пластинка; П – поляризатор; Ф – светоделительная пластинка; ФД1-3 – фотодиоды; З – затвор; I_0 – падающий пучок; I_S – сигнальный пучок; I_P – опорный пучок; ВТО – кристалл титаната висмута; НЭ – нагревательный элемент; ИЛ – изображающая линза; СД – фотодиод.

Во второй серии экспериментов, по динамике встречного взаимодействия при остывании кристалла, последний нагревался до заданной температуры, после чего нагрев отключался и открывался затвор З (рис. 1) для формирования динамической голограммы. При этом фиксировались соответствующие изменения во времени интенсивностей пучков $I_P(t)$ и $I_S(t)$.

Анализ поведения эффективности двухпучкового взаимодействия на отражательной решетке с изменением температуры позволяет построить теоретическую модель этого явления, принимающую во внимание влияние температуры кристалла как на процессы перераспределения зарядов по дефектным центрам, так и на дрейф интерференционной картины в нем, вследствие термооптического эффекта и линейного расширения.

Для теоретического анализа влияния температуры на перераспределение зарядов по дефектным центрам использовалась модель зонного переноса, предполагающей наличие в кристалле глубоких донорно-ловушечных пар [2], с которых возможен переход электронов в зону проводимости только за счет фотовозбуждения. Увеличение поля пространственного заряда отражательной голограммы с уменьшением температуры свидетельствует о наличии в исследованном кристалле мелких ловушек, заселяемых за счет рекомбинации на них фотовозбужденных в зону проводимости электронов. Как известно [5], этот процесс увеличивает эффективное число ловушечных центров, что приводит к росту эффективного поля пространственного заряда E_{SC} . Установление равновесия между процессами термического и оптического возбуждения электронов в зону проводимости с мелких ловушек и является причиной роста эффективного числа ловушечных центров при уменьшении температуры.

В приближении малых контрастов интерференционной картины, формирующей отражательную голограмму, система материальных уравнений, соответствующая рассматриваемой модели, линеаризуется путем следующего разложения неизвестных функций в ряд Фурье, учитывающего термооптический эффект и сдвиг зарядовых решеток относительно интерференционной картины за счет линейного расширения кристалла с изменением его температуры на величину ΔT :

$$F(x', t) = F_0(t) + \frac{1}{2} \left[F^{(1)}(t) \exp \{ i 2 k_0 n_0(t) x' / [1 + \alpha_t \Delta T(t)] \} + F^{(1)*}(t) \exp \{ -i 2 k_0 n_0(t) x' / [1 + \alpha_t \Delta T(t)] \} \right],$$

где α_t – коэффициент линейного расширения; $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число;

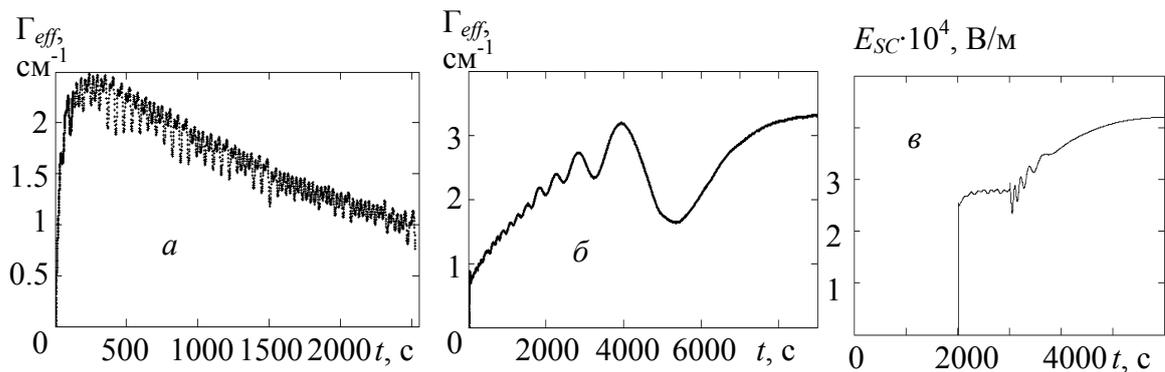


Рис. 2. Временные зависимости коэффициента двухпучкового усиления при записи отражательной фоторефрактивной голограммы в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$: Са среза (100) для входного поляризационного угла $\theta_0=60^\circ$ и температуры кристалла 40°C , а; при остывании кристалла, б; численный расчет поля пространственного заряда при заданной температуре кристалла и его остывании, в.

$n_0(t) = n_0 + \Delta T(t) dn_0 / dT$ - коэффициент преломления света в кристалле.

Сравнение кривых, представленных на рис. 2, б и 2, в, показывает, что экспериментальные результаты качественно согласуются с результатами расчетов в рамках рассматриваемой модели.

Из проведенного анализа следует, что возникновение флуктуаций эффективности встречного взаимодействия пучков при изменении температуры кристалла связано с термооптическим эффектом и его линейным расширением. Полученные результаты подтверждают, кроме того, наличие в исследованном кристалле мелких ловушек, заселяемых за счет рекомбинации фотовозбужденных в зону проводимости электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Гос. контракт № 02.740.11.0553).

1. С.М. Шандаров [и др.], *Квантовая электроника*, **38**, №11, 1059-1069, (2008).
2. S. M. Shandarov [et al], *Proc. SPIE*, **6595**, 124, (2007).
3. А.Н. Дубровин, и др., *Неорганические материалы*, **40**, № 12, С. 1459, (2004).
4. А.А. Колегов, и др., *Изв. РАН. Серия физическая*, **72**, №1, С. 23, (2008)
5. S. M. Shandarov, A.V. Reshet'ko, et al., *Ferroelectrics*, **202**, P. 257, (1997).

ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫЙ АСТРОГРАФ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ КАНАЛОМ

Бахолдин А.В., Красавцев В.М., Цуканова Г.И.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрена разработка спектрального канала на базе трехзеркального астрографа, работающего для получения прямых изображений звезд.

Астрономические наблюдения включают в себя как определение координат космических объектов, так и их спектральных характеристик. Обычно полный

комплекс аппаратуры содержит независимые инструменты для решения этих задач^{1,2}. В условиях компоновки оптического прибора для космического летательного аппарата одним из важнейших требований выступает уменьшение его массогабаритных характеристик. Возможность совмещения в функциях одного оптического прибора одновременного наблюдения прямых изображений объектов и их спектров является актуальной задачей.

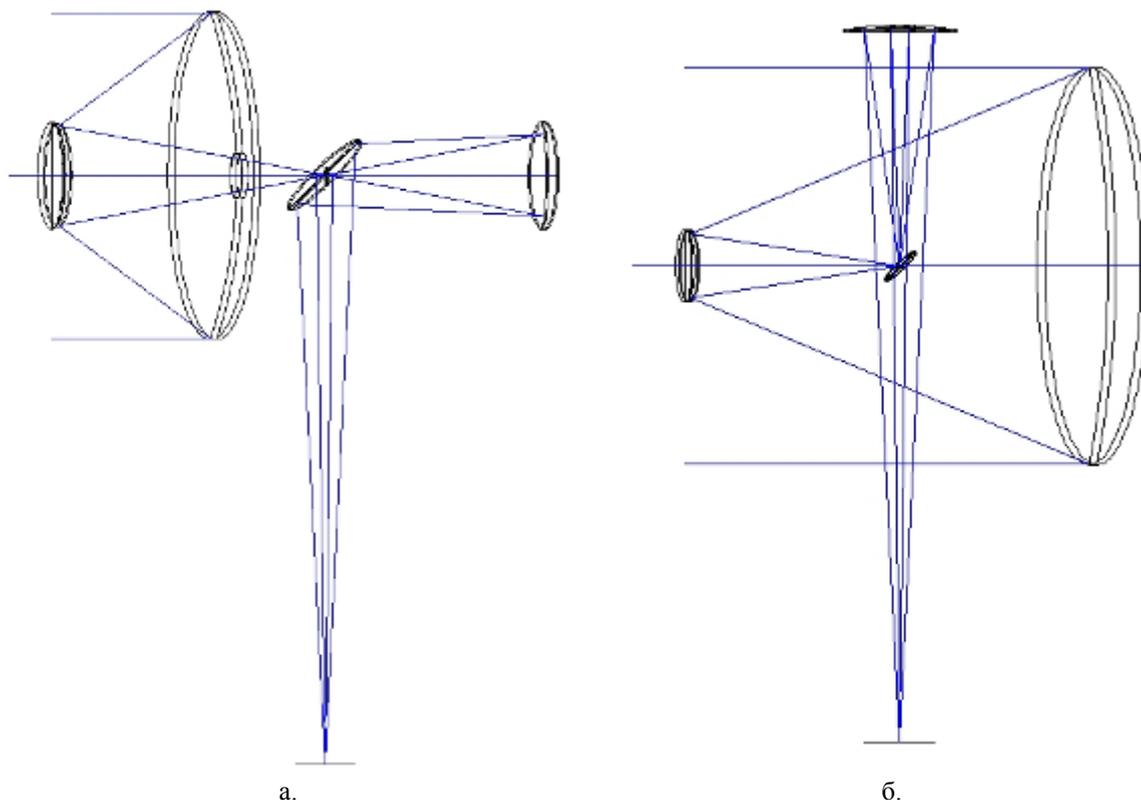


Рис 1. Схема трехзеркального астрографа с промежуточным действительным изображением после двух зеркал

В данной работе обсуждается оптическая схема астрографа, а также возможность организации спектрального канала с использованием одного из действительных изображений звезд.

Разделение светового потока на два канала – изображающего и спектрометрического – можно осуществлять различными способами. Наиболее распространено деление по зрачку. В этом случае сохраняется возможность регистрации во всем угловом поле. Недостатком этого способа является существенное снижение освещенности в изображении звезд (особенно слабых объектов), а, следовательно, и проникающей способности инструмента в целом. Второй способ – деление по полю. Он более предпочтителен в контексте сохранения максимальной проникающей способности. Часто конструкция астрономических объективов, их малое поле изображения не позволяют осуществить подобное деление. В работе рассмотрена возможность разработки спектрального канала на базе трехзеркального астрографа, работающего для получения прямых изображений звезд.

Оптика астрографа для солнечной стереоскопической обсерватории рассмотрена в нескольких статьях^{2,3} и представлена на конференциях⁴. Оптическая схема прибора представляет собой трехзеркальную систему. Возможно два варианта компоновки. В

первом промежуточное действительное изображение после двух зеркал располагается за главным зеркалом (рис.1а), во втором – перед ним (рис.1б). Астрограф имеет следующие основные оптические характеристики: фокусное расстояние 20 м, диаметр главного зеркала 1 м, угловое поле в пространстве предметов 1 градус, ортоскопическое изображение дифракционного качества во всем поле.

На базе систем с промежуточным изображением удобно организовывать разделение на два канала (канал прямых изображений и канал регистрации спектров) способом деления по полю. Этим трехзеркальная система выгодно отличается от широко распространенных двухзеркальных систем Кассегрена и Ричи-Кретьена.

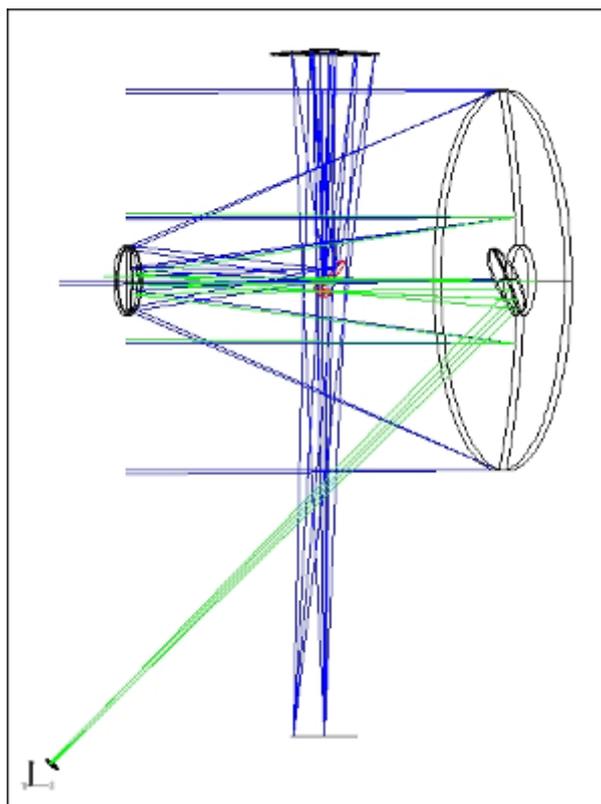


Рис 2. Схема работы изображающего и спектрального каналов в системе астрографа

Во втором случае компоновки (рис.2) основная часть света отражается от дополнительного плоского зеркала, расположенного в плоскости промежуточного изображения. Здесь же можно поместить щель спектрального канала. Световой поток пройдет прямо на дифракционную решетку, которая находится в области отверстия главного зеркала. Следует отметить, что промежуточное изображение, в отличие от конечного, обладает остаточными aberrациями, которые увеличивают размеры световых пятен. В этом случае, можно увеличить размер щели, тем самым увеличить освещенность в спектральном канале.

Спектральный канал можно построить как на основе плоских дифракционных решеток, так и фокусирующих (вогнутых). В последнем случае получается схема с большим пропусканием, но меньшим спектральным разрешением.

Таким образом, показана возможность совмещения в одном приборе на базе трехзеркальной системы с промежуточным действительным изображением после второго зеркала двух каналов – изображающего и спектрометрического при минимальном увеличении дополнительных компонентов.

1. G. A. Avanesov, B.I. Bonev, K.N. Chikov, V.M. Krasavtsev, Television observations of Phobos, *Nature*, **341**, 545-587, (1989)
2. V.M. Grigoryev, P.G. Pampushev, M.S. Chubey, I.M. Kopylov, G.I. Eroshkin, A.E. Ilin, D.L. Gorshanov, V.V. Pashkevich, A.V. Savastenya, Interplanetary Solar Stereoscopic Observatory (ISSO): scientific objectives and facilities, *Astronomy & Astrophysics Transaction*, **19**, №3-4, 646-661, (2000)
3. М.С. Чубей, Г.И. Цуканова, А.В. Бахолдин, Специфика расчета оптической системы астрографа для проекта «Межпланетная солнечная стереоскопическая обсерватория», *«Оптический журнал»*, **74**, №7, 37-41, (2007)
4. М.С. Чубей, Г.И. Цуканова, А.В. Бахолдин, Трехзеркальный квази-ортоскопический телескоп для космической обсерватории, *Сборник трудов 7-ой международной конференции «Прикладная оптика – 2006»*, 132-134, (2006)

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В СПЕКТРАХ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОГРАФИТА

Осипов В.Ю.*, Шестаков М.С.*, Волгаев А.С.*, Енокі Т.,
Takai К.**, Kaburagi Y.⁺, Endo M.⁺⁺, Вуль А.Я.***

* Физико-технический институт, Санкт-Петербург, Россия

** Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan

⁺ Tokyo City University, Tokyo, Japan

⁺⁺ Shinshu University, Nagano, Japan

На спектрах оптического поглощения водных суспензий нанографита выявлена характерная особенность в области 255 нм. Обнаруженный широкий пик поглощения связан с эффектом поверхностного плазмонного резонанса в частицах нанографита.

Нанокремниевые материалы с развитой π -электронной системой (активированные углеродные волокна, нанотрубки, нанографиты) активно исследуются уже более 15 лет. В отличие от нанотрубок нанографиты и нанографены с размером зерна < 7-10 нм имеют большую долю зигзагообразных краев открытого типа и связанные с ними краевые π -электронные локализованные состояния, обуславливающие их специфические электронные и магнитные свойства. Использование суспензий таких наноструктурированных углеродных материалов актуально в задачах построения оптических ограничителей мощного лазерного излучения, работающих на практически безинерционном эффекте нелинейного оптического поглощения, а самих порошков в качестве активных наполнителей при изготовлении радиопоглощающих покрытий для излучения СВЧ диапазона.

Монодисперсные многослойные нанографитовые частицы были получены путём отжига наноалмазов детонационного синтеза (размер зерна 4-5 нм) в потоке аргона при 1600 °С по методу [1]. Для этого использовался сверхчистый наноалмазный порошок, специально химически очищенный от примесей 3d- переходных металлов. Тепловая обработка проводилась в течение различных интервалов времени (от 2 до 120 минут). Полученный порошок нанографита использовался для дальнейшего приготовления водной суспензии этих наночастиц. Серия суспензий различной концентрации (до 5

концентраций) была получена путём последовательного многократного разбавления исходной суспензии с концентрацией 0.1 мг/мл.

Цель настоящего исследования – выявить возможное влияние структурных характеристик нанографитовых порошков на оптические свойства нанографитовых суспензий. Постановка такой задачи актуальна в связи с тем, что при увеличении времени отжига при $T = 1600\text{ }^{\circ}\text{C}$ происходит изменение формы у небольшой части нанографитовых частиц. Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (HRTEM), отжиг при $T = 1600\text{ }^{\circ}\text{C}$ преобразует наноалмазные частицы в квазисферический углерод луковичной формы (размер частицы 5-7 нм) уже после 2 мин термической обработки. При дальнейшем отжиге в интервале 30-120 мин часть квазисферических частиц трансформируется в полиэдрические частицы с полым ядром. Вместе с тем, по данным рентгеновской дифрактометрии (XRD) средний размер графитовых кристаллитов в плоскости графеновых плоскостей практически (с 10% точностью) не изменяется в процессе отжига, и составляет ~ 3.6 нм. Среднее расстояние между графитовыми слоями d_{002} в нанографитовых частицах при этом составляет 0.345 нм, что несколько превышает соответствующее значение для объёмного графита (0.335 нм). Увеличенное значение межслоевого расстояния свидетельствует о том, что нанографитовые частицы имеют турбостратный характер и в них отсутствует взаимное трёхмерное упорядочение слоёв.

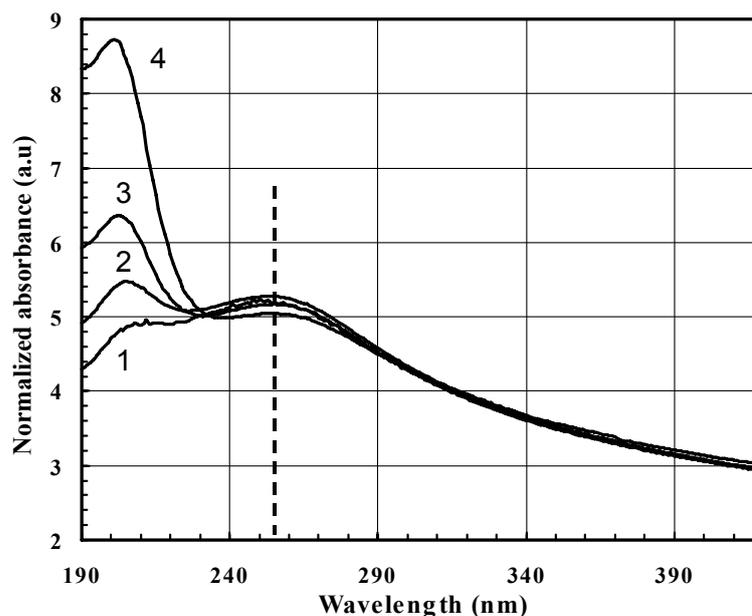


Рис. 1. Спектры оптического поглощения водных суспензий нанографита NG2, полученного в результате отжига при $1600\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 2 мин, при различных концентрациях твердой фазы в суспензии (мг/мл): 1- 0.05; 2- 0.025; 3- 0.0125; 0.00625

Спектры оптического пропускания приготовленных суспензий регистрировались в диапазоне 190 – 1100 нм. На рис.1 приведены характерные спектры оптического поглощения серии суспензий нанографитовых частиц NG2, отличающихся лишь концентрацией твердой фазы в жидкой матрице. Для удобства сравнения спектры суспензий различных концентраций представлены в нормированном виде, приведенном к уровню поглощения при $\lambda = 1000$ нм. Видно, что в области $\lambda > 240$ нм спектры суспензий промежуточных концентраций (0.0125-0.05 мг/мл) хорошо совпадают. Это свидетельствует о несущественности паразитных эффектов, связанных

с рассеянием пучка света на агрегатах нанографитовых частиц при его прохождении через суспензию в кювете. Отличия в спектрах поглощения суспензий различных концентраций наблюдаются лишь при $\lambda < 230$ нм, однако характерная особенность в области ~ 255 нм ($h\nu \sim 5$ эВ) присутствует на спектрах поглощения всех суспензий. Образцы нанографитов NG7, NG35, NG120, полученные при больших временах отжига (7, 35 и 120 мин), имеют такую же характерную особенность при ~ 255 нм. Она связана с эффектом поверхностного плазмонного резонанса в рамках модели Томиты-Фуджи-Хаяши [2]. Здесь подразумевается, что возбуждение поверхностных плазмонов ответственно за появление широкого пика поглощения вблизи 255 нм. Вместе с тем одно- электронные оптические переходы, также ответственные за появление максимума в спектре поглощения, показаны на схематической энергетической диаграмме нанографита (рис.2) и напрямую связаны с сингулярностями в плотности π -электронных состояний, отстоящих по шкале энергий на величину $2\gamma_0 \sim 6$ эВ. Эти переходы имеют место для состояний вблизи точки **M** зоны Бриллюэна. При облучении материала излучением с энергией кванта света $h\nu \approx 2\gamma_0$ коллективное возбуждение π -электронов возникает вследствие того, что на один атом углерода приходится примерно один π - электрон из валентной зоны, и соответствующая их концентрации плазменная частота близка к $\sim 2\gamma_0/h$. В объемном кристаллическом графите пик поглощения, связанный с объемными π - плазмонами, находится при ~ 7 эВ и в зависимости от степени разупорядочения матрицы может сдвигаться в других его формах до 6 эВ (стеклообразный углерод), и даже до 5.1-5.2 эВ (например, в одностенных углеродных нанотрубках [3] и трехслойном графите с А-А или А-В типом расположения слоев [4]).

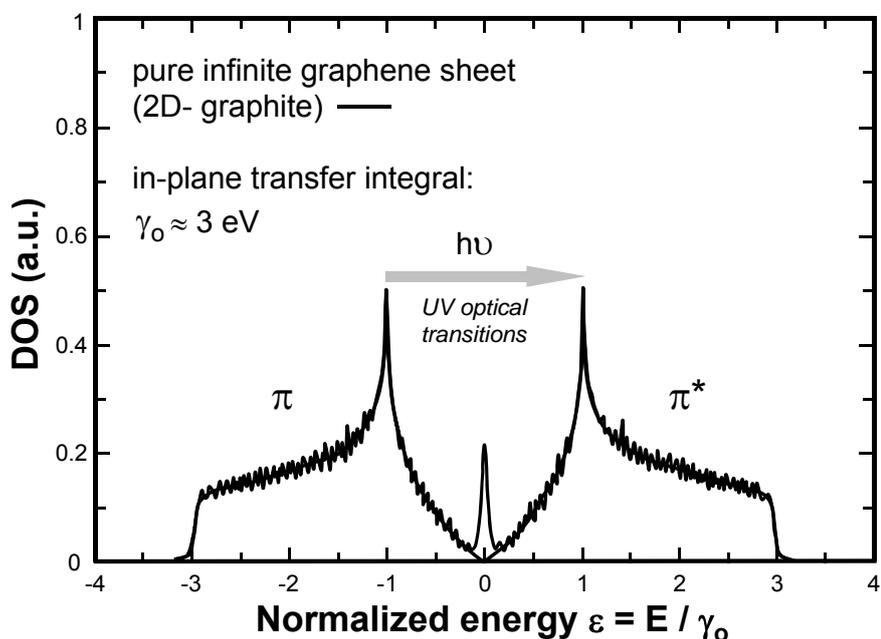


Рис. 2. Схематический вид плотности электронных состояний нанографита с большой долей краев и вакансий. Пик при $E=0$ связан с краевыми состояниями. Для сравнения показана функция плотности состояний идеального бесконечного графенового листа

Наблюдаемое красное смещение положения поверхностного плазмонного резонанса в суспензии нанографита относительно соответствующего значения в

вакууме (217.5 нм, 5.7 эВ) возможно обусловлено как водным окружением нанографитовых частиц, так и их частичной агрегацией [2]. Альтернативная причина красного смещения линии плазмонного резонанса может быть связана и с особенностями (положение и ширина) сингулярностей в плотности π -электронных состояний нанографита, форма которых чрезвычайно чувствительна к концентрации вакансий и отверстий в графеновых слоях, т.е. к дефектности 6-8 квазисферических свернутых слоев, составляющих нанографитовую частицу.

1. V.Yu. Osipov, T. Enoki, K. Takai et al., *Carbon*, **44**, 1225-1234, (2006).
2. S.Tomita, M. Fujii, S. Hayashi, *Phys. Rev. B*, **66**, 245424(1-7), (2002).
3. Y. Murakami et al., *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 087402-4, (2005).
4. Chi-Lang Lee et al., *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 221910-3, (2006).

О СВОЙСТВАХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Штарев Д.С., Сюй А.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В представленной работе анализируются оптические свойства эллиптических квантовых точек и принципиальная возможность использования массивов эллиптических квантовых точек для нужд оптического приборостроения.

Известно, что люминесцентные свойства квантовых точек определяются их размерами^{1,2}. Это справедливо для случаев, когда пространственные размеры квантовых точек не превышают радиуса экситона, характерного для материала квантовой точки.

В данной работе делается предположение существования у эллиптических квантовых точек эффекта зависимости длины волны люминесценции от плоскости поляризации излучения накачки.

Возьмем одну эллиптическую квантовую точку с меньшим радиусом R_a и большим радиусом R_b , и будем возбуждать ее люминесценцию плоско поляризованным светом. При этом оба радиуса не должны превышать радиуса экситона для материала, из которого изготовлена эллиптическая квантовая точка.

В первом случае плоскость поляризации возбуждающего излучения будет параллельна меньшему диаметру квантовой точки. В этом случае электрон при возбуждении образует экситон с радиусом R_a и энергией E_a , соответствующей этому радиусу. Именно с этой энергией и будет излучаться энергия при рекомбинации экситона. Затем повернем плоскость поляризации излучения накачки на 90° . Теперь плоскость поляризации будет параллельна большему диаметру эллиптической квантовой точки. Соответственно, будет образовываться экситон с радиусом R_b и энергией связи E_b .

Таким образом, имея массив одинаково ориентированных эллиптических квантовых точек и изменяя плоскость поляризации излучения накачки можно добиться плавного изменения частоты люминесценции. Это свойство эллиптических квантовых точек без сомнения окажется крайне ценным с точки зрения создания новых

оптических приборов как для нужд науки и промышленности, так и для бытового использования (например, для изготовления экранов, мониторов, телевизоров).

1. Р.Б. Васильев, М.: *Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова*, (2006).
2. Г.Э.Цырлин, В.Н.Петров, М.В.Максимов*, Н.Н.Леденцов, *Физика и техника полупроводников*, **31**, № 8, 912-915, (1997).

**DEPENDENCE OF PHOTOCONDUCTIVITY IN SILVER
NANOPARTICLE ENSEMBLES FROM THE POSITION OF
LOCALIZED SURFACE PLASMON POLARITON RESONANCES
(LSPPRS)**

**Khromov V.V., Leonov N.B., Przhibel'skii S.G., Vaschenko E.V.,
Vartanyan T. A.**

Center «Informational Optical Technologies» of Saint-Petersburg State
University of Informational Technologies, Mechanics and Optics, Saint-
Petersburg, Russia

The photoconductivity of silver nanoparticle ensembles has been related to their extinction spectra. Considerable enhancement of the photocurrent was observed for those wavelengths that are in resonance with plasmon excitations localized in the silver nanoparticles forming the nanofilm. The increased photoconductivity can be explained by the additional energy placed in the nanoparticles due to the excitation of the LSPPR.

The electric properties of metal nanoparticle ensembles (MNEs) have found increasing attention. Since the nanoparticle separation is only several nanometers, electrons can tunnel between the nanoparticles with appreciable probability. Thus, such ensembles represent interlinked systems, which can be used as light driven electric devices. In this contribution we demonstrate photoconductivity in silver nanoparticle ensembles in the area of LSPPR. For this purpose MNEs with various thicknesses (10-45 ML) were prepared by Volmer-Weber-growth on dielectric substrates and afterwards characterized by extinction spectroscopy and atomic force microscopy. The extinction spectra of the MNEs showed pronounced LSPPRs at wavelengths below the threshold of the external photo effect in the corresponding bulk metal. Subsequently a voltage has been applied to the MNEs and the current has been measured. We found that the current through the illuminated MNEs is up to two orders of magnitude higher compared to the current without illumination. The strongest increase is obtained for wavelengths that are in resonance with the LSPPR of the MNEs. Theoretical interpretation of the observed phenomena based on the reduction of the tunneling barrier for the photoexcited electrons is provided.

MOMENTUM AND COORDINATE DISTRIBUTIONS OF ATOMS IN 1D OPTICAL LATTICE BEYOND QUASICLASSICS

Brazhnikov D.V.***, **Goncharov A.N.***, **Ilenkov R.Ya.*******,
Taichenachev A.V.***, **Yudin V.I.*******

*Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

**Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

***Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

A new method for calculation of the stationary distributions of atoms beyond the quasiclassical approximation is developed. The efficiency is verified for the problem on the atoms interacting with standing wave of arbitrary intensity.

Laser cooling and trapping of atoms is one of the main directions of laser physics^{1,2}. It has already found numerous relevant applications: Bose-Einstein condensation, primary frequency standards, atomic nanolithography etc. To understand the physics that underlies laser cooling various calculation techniques have been developed. Since the theory of interaction between real atoms and light fields is quite complicated, one or another approximation is exploited. Usually quasiclassical approach is used, when it is assumed $\hbar k/\Delta p \ll 1$ with $\hbar k$ the photon linear momentum and Δp the dispersion of atomic momentum. This approximation permits to analyze kinetics of atoms basing on the Fokker-Plank equation instead of accurate equation for the density matrix³. The question on the behavior of atoms under essentially quantum condition, $p_0/\Delta p \sim 1$, is mostly open.

We propose a new way to gain a stationary solution of quantum kinetic equation for the density matrix with taking into account the recoil effect in a standing wave of arbitrary intensity. The method allows analyzing the kinetics of atoms in coordinate and momentum spaces. The efficiency of the method is proved for the standard problem on the kinetics of two-level atoms in one-dimensional optical lattice. Let us describe the main idea of the method proposed. We consider two-level atom interacting with standing light wave:

$$E(t, x) = E_0 e^{-i\omega t} \cos(kx) + c.c. \quad (1)$$

To theoretical study of neutral atom's kinetics we exploit the quantum kinetic equation for the two-point density matrix $\rho(x_1, x_2)$. The explicit equations for the stationary density matrix elements in the rotating wave approximation (RWA) are as follows¹:

$$\left(-\frac{i\hbar}{m} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial}{\partial x} + \gamma \right) \rho_{22} = -\frac{i}{\hbar} \left[V(x+q/2) \rho_{12} - V^*(x-q/2) \rho_{21} \right], \quad (2)$$

$$-\frac{i\hbar}{m} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial}{\partial x} \rho_{11} - \gamma f(q) \rho_{22} = -\frac{i}{\hbar} \left[V^*(x+q/2) \rho_{21} - V(x-q/2) \rho_{12} \right], \quad (3)$$

$$\left(-\frac{i\hbar}{m} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\gamma}{2} + i\delta \right) \rho_{12} = -\frac{i}{\hbar} \left[V^*(x+q/2) \rho_{22} - V^*(x-q/2) \rho_{11} \right], \quad (4)$$

$$\left(-\frac{i\hbar}{m} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\gamma}{2} - i\delta \right) \rho_{21} = -\frac{i}{\hbar} \left[V(x+q/2) \rho_{11} - V(x-q/2) \rho_{22} \right]. \quad (5)$$

Here $x=(x_1+x_2)/2$, $q=x_1-x_2$; ρ_{11} and ρ_{22} are populations of the ground and excited states respectively, ρ_{12} and ρ_{21} are the optical coherences. The Hamiltonian of atom-field interaction is taken in dipole approximation, its matrix element in RWA can be written as:

$$V(x) = \hbar\Omega \cos(kx), \quad (6)$$

with Ω the Rabi frequency. The term $\gamma f(q)\rho_{22}$ in (3) describes the population transfer and recoil effect due to spontaneous emission. Then we write eq. (2)-(5) in Liouville form:

$$-\frac{i\hbar}{m} \frac{\partial}{\partial q} \frac{\partial}{\partial x} \hat{\mathbf{r}} = \hat{L} \mathbf{H}, \quad (7)$$

where \mathbf{p} is the vector with components $\{\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{12}, \rho_{21}\}$, operator \hat{L} has the elements according to (2)-(5). We find a solution in Fourier series:

$$\hat{\mathbf{r}}(x, q) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{H}_n(q) \mathbf{E}^{inkx}, \quad (8)$$

while the Liouvillian undergoes the expansion:

$$\hat{L}(x, q) = \hat{L}_0(q) + \hat{L}_+(q) e^{ikx} + \hat{L}_-(q) e^{-ikx}. \quad (9)$$

As the result we have the equation containing only one variable q :

$$\frac{\hbar kn}{m} \frac{\partial}{\partial q} \hat{\mathbf{r}}_n(q) = \hat{L}_0 \mathbf{H}_n + \hat{L}_+ \mathbf{H}_{n-1} + \hat{L}_- \mathbf{H}_{n+1}. \quad (10)$$

This master equation must be complemented with the normalization condition:

$$\text{Tr} \{ \hat{\mathbf{r}}_0(q) \mathbf{H} 0 \} = 1. \quad (11)$$

Note that for the problem considered the two-point representation is much more convenient than Wigner one, because the equations are not local in the latter case.

Further we present momentum and coordinate distributions of atoms derived by numerical calculations of eq. (10) with the help of the method of continued fractions. Fig.1 represents the linear momentum distributions for the cases of weak and strong standing light waves. As one can see in the former case the distribution has ordinary Gaussian-like form, corresponding to the temperature $T \sim T_D = \hbar\gamma/2k_B$. In the latter case the distribution has two-peak form. This circumstance is connected with the peculiarities of friction force.

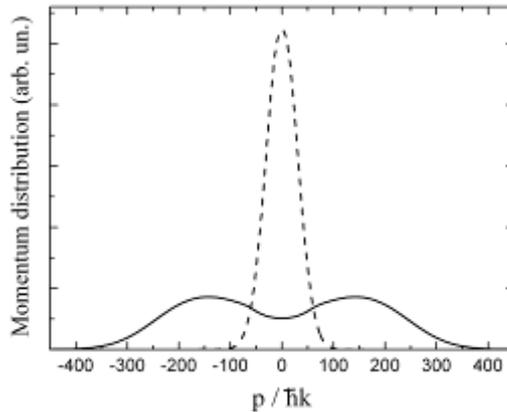


Fig. 1. Momentum distributions of atoms under the weak (dash) and strong (solid) standing light waves

The next figure shows the coordinate distributions. As expected for the weak field (a) atoms are localized in the minimums of the optical potential – antinodes of the 1D lattice (detuning is assumed to be negative). However, atoms tend to be in the nodes of the lattice when the strong field is applied (b). The further theoretical analysis shows that the new effect of anomalous localization is connected with the inhomogeneity of the friction force.

The recoil frequency is assumed to be small for the figures 1-2. Fig.3 shows the momentum distributions in the essentially quantum regimes. The curves have complicated many-spike shapes. This result agrees with previously known ones (e.g., see ⁴) and may be explained as the manifestation of coherent population trapping in two-level atom.

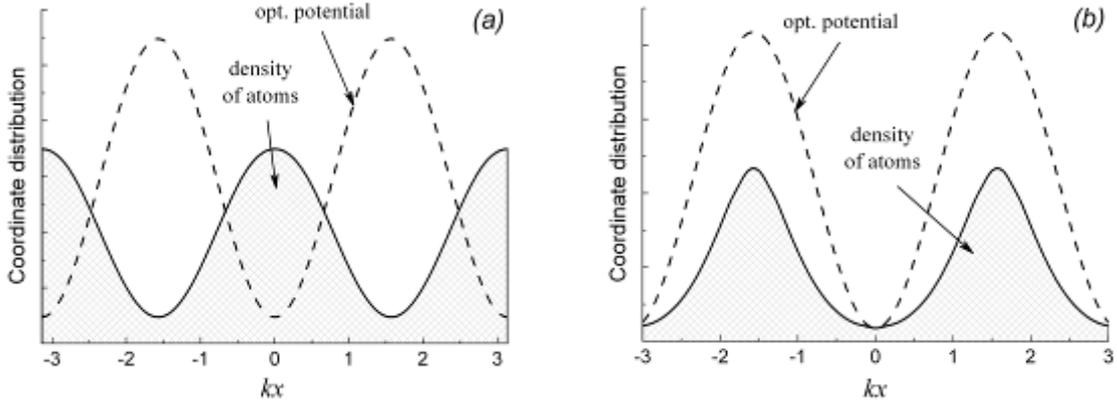


Fig. 2. Coordinate distributions of atoms: (a) weak field, normal localization in minima of the potential; (b) strong field, anomalous localization in the maxima of the potential

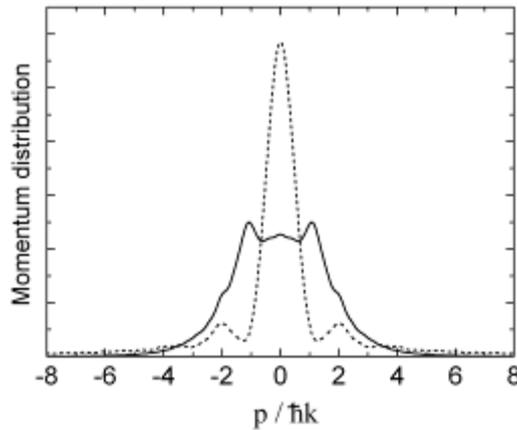


Fig. 3. Momentum distributions of atoms in the essentially quantum cases: recoil frequency equals to 0.2γ (solid) and γ (dash).

In conclusion we would like to note that the method proposed may be expanded to take into account energy levels degeneracy and light field polarization. The results may be found useful for metrology and atomic optics. The work was supported by Minobrnauka in the frame of the Federal Programs “Scientific and pedagogical personnel of innovative Russia” (state contract No. 02.740.11.0459) and “Development of scientific potential of higher school” (2009-2010), RFBR (10-02-90717, 10-02-91335, 10-02-00987, 10-02-00406, 08-02-00730, 08-02-01108, 08-07-00127). Also we thank Russian Academy of Sciences and the Siberian Branch of RAS.

1. A.P. Kazantsev, G.I. Surdutovich, V.P. Yakovlev, *Mechanical action of light on atoms*. Singapore: World Scientific, 1990.
2. C.N. Cohen-Tannoudji, Nobel lecture, *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 707-719, (1998).
3. V.G. Minogin, *Zh. Exp. Teor. Fiz.*, **79**, 2044-2056, (1980). (in Russian)
4. D. Wilkowski, M. Chalony, R. Kaiser, A. Kastberg, *Europhys. Lett.*, **86**, 53001, (2009).

ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ СВОЙСТВА СТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

Сюй А.В., Сидоров Н.В.*, Антонычева Е.А., Палатников М.Н.*, Гапонов А.Ю.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья
КНЦ РАН, Апатиты, Россия

Исследованы особенности фоторефрактивного рассеяния света в номинально чистых монокристаллах стехиометрического состава ($\text{Li/Nb}=1$), выращенных из расплава с 58,6 мол.% Li_2O ($\text{LiNbO}_3\text{стех}$) и в монокристаллах стехиометрического состава, выращенных из расплава конгруэнтного состава в присутствии флюса K_2O ($\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$).

В данной работе впервые выполнены сравнительные исследования фоторефрактивного рассеяния света (ФРПС) в номинально чистых монокристаллах стехиометрического состава ($\text{Li/Nb}=1$), выращенных из расплава с 58,6 моль.% Li_2O ($\text{LiNbO}_3\text{стех}$), и в монокристаллах стехиометрического состава, выращенных из расплава конгруэнтного состава в присутствии флюса K_2O ($\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$). Разупорядочение структурных единиц в кристаллах исследовано по спектрам комбинационного рассеяния света (КР). Спектры КР обладают высокой чувствительностью к изменению взаимодействий между структурными единицами кристалла а, следовательно, чувствительны и к различным перестройкам его структуры, происходящим при изменении состава и состояния дефектности^{1,2}.

В отличие от рассеяния лазерного излучения на статических дефектах структуры, лазерное излучение, рассеянное на флуктуациях параметров кристалла, интерферирует с накачкой, образуя сложную картину минимумов и максимумов интенсивности (спекл-картину), определяемую строением кристалла и его фоторефрактивными свойствами¹. Для $\text{LiNbO}_3\text{стех}$. уже при мощности возбуждающего излучения 35 мВт на экране в первые же секунды ФРПС появляется трехслойная спекл-структура. Через четыре минуты, в стационарном состоянии, форма спекл-структуры ФРПС имеет вид асимметричной восьмерки относительно нормали к главному сечению кристалла с центральным пятном в форме окружности. При облучении кристалла лазерным излучением мощностью 160 мВт наблюдается существенно более быстрое раскрытие трехслойной спекл-структуры. При этом в стационарном состоянии индикатриса ФРПС и центральное пятно спекл-структуры сильно асимметричны.

ФРПС в монокристалле $\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$ заметно отличается от рассеяния в монокристалле $\text{LiNbO}_3\text{стех}$. При мощности 35 мВт в первую секунду ФРПС появляется трехслойная спекл-структура в виде окружности. Со временем происходит плавная частичная перекачка энергии из первого слоя во второй, из второго в третий. После тридцати секунд облучения индикатриса плавно вытягивается в направлении полярной оси кристалла, принимая форму «кометы». Максимальный угол раскрытия индикатрисы ФРПС второго слоя составляет $\sim 7,5^\circ$. Третий слой индикатрисы рассеяния раскрывается на протяжении четырех минут, достигая угла $\sim 41^\circ$. Центральное пятно не меняет свою форму и размеры после тридцати секунд облучения. При пропускании через кристалл $\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$ лазерного излучения мощностью 160

мВт индикатриса ФРРС также имеет трехслойную структуру. При этом изначально центральное пятно вытянуто вдоль полярной оси кристалла и со временем практически не меняет своей формы. Второй слой индикатрисы со временем также принимает форму «кометы». Максимальный угол раскрытия индикатрисы ФРРС второго слоя составляет $\sim 42^\circ$. Третий слой индикатрисы раскрывается на протяжении четырех минут, достигая насыщения при угле $\sim 58^\circ$.

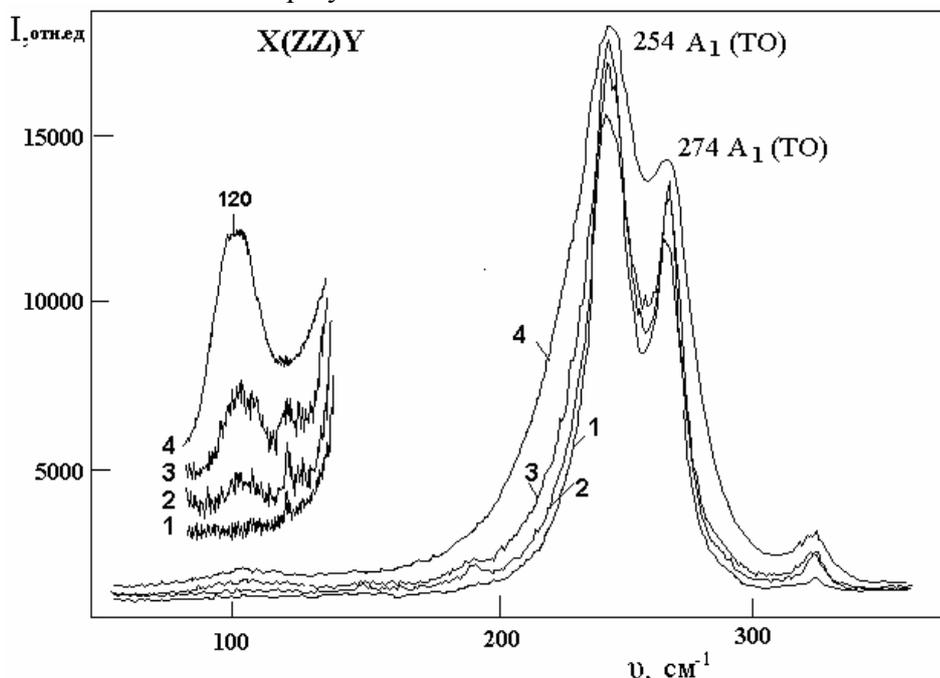


Рис. 1. Фрагменты спектра КР монокристаллов ниобата лития разного состава в низкочастотной области.
 1 – LiNbO_3 стех.; 2 – LiNbO_3 стех. (6 мас. % K_2O). 3 – LiNbO_3 стех. (4,5 мас. % K_2O), 4 – LiNbO_3 конгр.

Различия в значении $R=\text{Li}/\text{Nb}$ в кристалле ниобата лития достаточно точно можно определить, используя спектры КР, по интенсивности линии с частотой 120 см^{-1} , соответствующей двухчастичным состояниям акустических фононов с суммарным волновым вектором, равным нулю². Интенсивность этой линии чувствительна к весьма незначительным изменениям состава и структуры кристалла и может служить в качестве точного экспериментального критерия соответствия монокристалла ниобата лития стехиометрическому составу. Интенсивность этой линии равна нулю в спектре КР высокоупорядоченных монокристаллов строго стехиометрического состава. Малейшие отклонения от стехиометрии (на уровне тысячных долей мас.%) приводят к появлению линии с частотой 120 см^{-1} в спектре КР². На рис. 1 приведены спектры КР монокристаллов LiNbO_3 стех. и LiNbO_3 стех. K_2O в низкочастотной области. Из рис. 1 (вставка) видно, что интенсивность линии с частотой 120 см^{-1} равна нулю в спектре кристалла LiNbO_3 стех. и отлична от нуля в спектре кристалла LiNbO_3 стех. K_2O , что свидетельствует о незначительном отклонении состава этого кристалла от стехиометрического. Причем ее интенсивность возрастает при увеличении отклонении состава от стехиометрического с уменьшением содержания K_2O . Ширины линий с частотами 254 и 274 см^{-1} , соответствующих полносимметричным (A_1) колебаниям ионов Li^+ и Nb^{5+} (рис. 1), а также ширины линий в области колебаний кислородных октаэдров NbO_6 больше в спектре кристалла LiNbO_3 стех. K_2O , что свидетельствует о

меньшем порядке в расположении катионов Nb^{5+} , Li^+ и вакансий вдоль полярной оси и более сильной деформации октаэдров в кристалле $LiNbO_3 \text{стех.} K_2O$ по сравнению с кристаллом $LiNbO_3 \text{стех.}$ О большей дефектности кристаллов $LiNbO_3 \text{стех.} K_2O$ свидетельствует также более широкое крыло линии Релея в этом кристалле. Большая степень структурного разупорядочения катионной подрешетки и более сильная деформация кислородного каркаса в кристаллах $LiNbO_3 \text{стех.} K_2O$, по сравнению с кристаллами $LiNbO_3 \text{стех.}$ обуславливает наличие в них большего количества заряженных собственных дефектов (например, Nb^{4+}), создающих глубокие уровни захвата в запрещенной зоне. Это вносит дополнительный вклад в увеличение фоторефрактивного эффекта в монокристаллах $LiNbO_3 \text{стех.} K_2O$.

Обнаружено, что при больших мощностях накачки эффект фоторефракции в монокристалле $LiNbO_3 \text{стех.} K_2O$ заметно больше, чем в монокристалле в $LiNbO_3 \text{стех.}$ По-видимому, различия фоторефрактивных свойств обусловлены различной вероятностью излучательной рекомбинации фотоэлектронов для монокристаллов $LiNbO_3 \text{стех.}$ и $LiNbO_3 \text{стех.} K_2O$ при освещении монокристалла лазерным излучением, что связано с тонкими особенностями упорядочения структурных единиц и дефектов, определяемыми величиной $R=Li/Nb$.

Кроме того, наличие большего количества заряженных собственных дефектов, обусловленных разупорядочением структуры и создающих глубокие уровни захвата в запрещенной зоне, вносит дополнительный вклад в увеличение фоторефрактивного эффекта в монокристаллах $LiNbO_3 \text{стех.} K_2O$. При этом нулевое значение интенсивности линии с частотой 120 см^{-1} и меньшие значения ширины линий, соответствующих колебаниям ионов Li^+ и Nb^{5+} A_1 -типа симметрии и колебаниям кислородных октаэдров NbO_6 , однозначно свидетельствуют о более высоком структурном совершенстве монокристалла $LiNbO_3 \text{стех.}$ по сравнению с монокристаллом $LiNbO_3 \text{стех.} K_2O$.

1. В.А. Максименко, А.В. Суй, Ю.М. Карпец, М.: *ФИЗМАТЛИТ*, **96**, (2008).
2. Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинин, М.: *Наука*, **255**, (2003).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $ZnMoO_4$

Михайлин В.В., Савон А.Е., Спаский Д.А.*

МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

*НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

В работе проведено моделирование процессов релаксации энергии возбуждения в перспективном сцинтилляционном кристалле $ZnMoO_4$ в зависимости от температуры при наличии нескольких типов ловушек. Моделирование проведено для случаев возбуждения рентгеновским источником и синхротронным излучением ВУФ диапазона.

Кристаллы на основе MoO_4 комплексов в последнее время привлекают внимание в качестве потенциального материала для криогенных фонон-сцинтилляционных детекторов¹. Одновременная регистрация сцинтилляционного и фононного отклика в условиях низких температур (десятки мК) позволяет повысить разрешающую способность такого детектора и делает его пригодным для регистрации редких

событий, таких как двойной безнейтринный β -распад ($2\beta\nu 0$). Для исследования был выбран молибдат цинка $ZnMoO_4$, имеющий в своем составе изотоп ^{100}Mo , один из наиболее вероятных источников $2\beta\nu 0$ -распада ²⁻³. Кроме того, цинк, входящий в соединение в качестве катиона, не имеет долгоживущих радиоактивных изотопов, что является необходимым условием для элементов, входящих в состав кристалла.

В предыдущей работе ⁴ нами было установлено, что в кристалле существуют электронные ловушки, которые препятствуют образованию экситонов при низких температурах. В результате интенсивность люминесценции значительно уменьшается при низких температурах при межзонном возбуждении, а, следовательно, сцинтилляционный выход для данного кристалла также будет уменьшаться при понижении температуры до рабочей температуры криогенных сцинтилляционных детекторов.

Целью данной работы было моделирование процессов релаксации энергии возбуждения в кристалле $ZnMoO_4$ в зависимости от температуры при наличии нескольких типов ловушек. Моделирование проведено для двух случаев возбуждения люминесценции кристалла – с использованием рентгеновского источника и синхротронного излучения ВУФ диапазона.

В докладе представлена кинетическая модель релаксации энергии в кристалле, которая учитывает прямое создание экситонов под действием возбуждающего излучения, возможность образования вторичных экситонов при связывании электрона и дырки, захват электронов на ловушках в кристалле и температурное тушение люминесценции. Обсуждаются результаты моделирования экспериментальных спектров термолюминесценции, полученных с использованием ВУФ - и рентгеновского излучения для запасаения светосуммы.

Спектры термолюминесценции были измерены на установке Superlumi (DESY, Германия) ⁵ с использованием синхротронного излучения ВУФ диапазона при температуре 15-300 К и на установке университета Клода Бернарда (Лион, Франция) после облучения образца источником рентгеновского излучения. Монокристаллы $ZnMoO_4$ были выращены методом Чохральского в институте Общей Физики им. А. М. Прохорова РАН.

1. J.A. Annenkov, O.A Buzanov, F.A Danevich et al, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A.*, **584**, 334, (2008).
2. S. Pirro, S. Capelli, M. Pavan et al, *Phys. Atom. Nucl.*, **69**, 2109-2116, (2006).
3. V.B. Mikhailik, H. Kraus, D. Wahl, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, **562**, 513, (2006).
4. D A. Spassky, A.N. Vasil'ev, I.A. Kamenskikh, et al., *Phys. Stat. Sol. A*, **206**, № 7, 1579, (2009).
5. G. Zimmerer, *Radiation Measurements*, **42**, № 4-5, 859, (2007).

ELASTIC AND INELASTIC PROCESSES WITH SPIN-POLARIZED 2^3S_1 METASTABLE He ATOMS IN GAS DISCHARGE

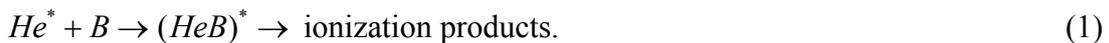
Kartoshkin V. *, Klementiev G., Dovator N., and Dmitriev S.

Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences,
Polytekhnicheskaya, 26, 194021 St.Petersburg, Russia.

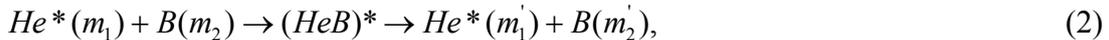
The experimental and theoretical investigations of the elastic and inelastic processes take place simultaneously in gas discharge in spin polarized systems by the optical orientation and magnetic resonance method.

At the interaction between the spin-polarized excited atom and paramagnetic ground state atom or molecule in gas discharge, elastic and inelastic processes take place simultaneously. It means that besides the chemo-ionization of the atom or molecule at the expense of atom's excitation energy (inelastic process), an exchange of electrons was possible without a great depolarization (elastic process, or spin exchange). In such a case these two processes give rise to a remarkable spin polarization transfer between colliding particles. Influencing on each other, these two processes result in change of the spin exchange and frequency shift cross section values.

The helium metastable atoms (He^*), having a large store of internal energy (19.8 eV), are capable of ionizing the molecule or atom (B) even at the thermal energies of relative motion



Usually investigations are performed with unpolarized particles, and the cross sections for decay of metastable states due to collisions with molecules and atoms are determined. Experiments with polarized particles give one a possibility to obtain information about elastic processes. Due to the paramagnetism of the partner of the collision (the ground state alkali atoms, paramagnetic molecules, and hydrogen atoms) the spin-exchange process



is possible simultaneously with chemo-ionization (1), where m_1 and m_2 are the projections of the magnetic moments of the atomic particles.

The kinetic equations, describing such a situation in the optical pumping experiment, were obtained. The expression for the spin-exchange and frequency resonance shifts cross sections of processes, taking into account the mutual influence, were derived. It was shown that the complex elastic cross sections do significantly change because of the chemo-ionization process. It gave us a possibility to get information about spin-exchange and chemo-ionization cross sections from the optical orientation's and magnetic resonance's experiments. In the frame of complex interaction potentials energy dependences of the chemo-ionization, spin-exchange and frequency shift cross section were obtained for the systems "polarized helium metastable atoms - ground state alkali atoms, or paramagnetic molecules, or hydrogen atoms".

THE INFLUENCE OF THE TRIPLE NITROGEN ATOMS RECOMBINATION ON THE MAGNETIC RESONANCE SIGNAL OF CESIUM ATOMS IN THE AFTERGLOW IN AN N₂-Ar MIXTURE

Kartoshkin V.*, Dmitriev S., Dovator N.

Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences,
Polytekhnicheskaya, 26, 194021 St.Petersburg, Russia

The investigation of spin-exchange collisions between optically oriented cesium and nitrogen atoms in ground states in optical orientation and magnetic resonance experiments reveals an anomalous behavior of the magnetic resonance signal of cesium atoms.

The investigation of spin-exchange collisions between optically oriented cesium atoms in the ground $^2S_{1/2}$ state and nitrogen atoms in the ground $^4S_{3/2}$ state reveals an anomalous behavior of the magnetic resonance signal of cesium atoms in the afterglow in an N₂-Ar mixture. It is found that such a behavior of the magnetic resonance signal is explained by a slow change in the concentration of nitrogen atoms (due to the recombination of these atoms in the triple collisions) in the absorption cell, which affects the magnetic resonance of cesium atoms via efficient spin exchange. The redistribution of angular momentum during the interaction between atomic particles, leading to the polarization of the N₂ molecules, has been studied.

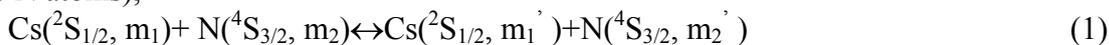
Investigations of a high-frequency discharge in mixtures with the addition of molecular nitrogen have been started quite long ago and efficiently continued at present. This is caused both by the interest in the collision processes occurring in these mixtures and by numerous applications related to the action of atomic and molecular particles of a discharge on the surfaces of metals and thin films, to antibacterial sterilization, and so on. In this work, we study the gas-discharge plasma in an N₂ –noble gas mixture using the method of optical orientation of atoms. In contrast to the previously used methods, the method proposed is sensitive to paramagnetic components in the discharge.

The absorption cell was a sphere filled with a mixture of molecular N₂ at a pressure of 2 Torr and Ar at 40 Torr. There were also alkali metal (cesium) vapors in the absorption cell at a temperature of T= 300 K. A high-frequency discharge was excited in a side extension connected with the absorption cell. Cs atoms in the $6^2S_{1/2}$ state were optically oriented by the circularly polarized resonance radiation at the wavelength $\lambda = 894$ nm. The magnetic resonance signal in the system of Zeeman sublevels of polarized Cs atoms was excited by a radio-frequency magnetic field directed perpendicular to the static magnetic field. In the experiment, we switched on high-frequency discharge pulses in the side extension of the absorption cell. Between the pulses, we observed a change in the magnetic resonance signal of Cs atoms with time.

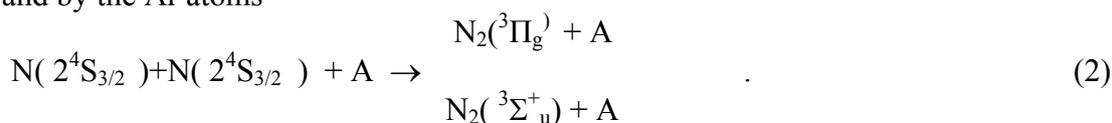
The longitudinal magnetic resonance signal of Cs atoms is proportional to the change in their concentration and polarization at the instant of resonance. The evolution of the magnetic resonance signal of Cs atoms is determined by the change in their polarization, let us consider the processes that can affect the polarization.

Paramagnetic particles that can cause depolarization of cesium in the afterglow in the N₂-Ar mixture are mainly nitrogen atoms in the ground $2^4S_{3/2}$ state (the electron spin $S = 3/2$), metastable nitrogen molecules in the state $^3\Sigma_u^+$ ($S = 1$), and nitrogen molecules and molecular ions in the radiative states (N₂ ($^3\Pi_g$)) and (N₂⁺ ($^2\Sigma_g^+$)) with electron spins $S=1$ and $S=1/2$,

respectively. In our case, the main relaxation process for polarized cesium atoms is the spin exchange with nitrogen atoms in the ground state (the result of such a process is a polarization of the N atoms),



Here, m_i and m_i' are the projections of the electron spins of Cs ($S=1/2$) and N ($S=3/2$) before and after collision. The depolarization rate of cesium atoms in reaction is $1/\tau_{se} = N_N \cdot C_{se}$ where N_N is the concentration of nitrogen atoms in the absorption cell and C_{se} is the spin exchange rate constant. At the same time, the concentration of nitrogen atoms in the $^4\text{S}_{3/2}$ state in the afterglow changes due to the recombination of these atoms in the triple collisions. In our case, the role of the third particle (A) can be played both by N_2 molecules in the ground state and by the Ar atoms



At the conservation of angular momentum during the interaction the transfer of angular momentum from atoms to molecule takes place, leading to the spin-polarization of the N_2 molecules. The redistribution of angular momentum between electron spin system and rotational system in the N_2 molecule results in rotational polarization of the molecule too.

ДИАГНОСТИКА МИКРОСТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ ТВЕРДЫХ СРЕД ПО СПЕКТРАМ И ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМ ИЗОБРАЖЕНИЯМ ОДИНОЧНЫХ ПРИМЕСНЫХ МОЛЕКУЛ – ЗОНДОВ

**Наумов А.В.^{1,2,3}, Вайнер Ю.Г.^{1,2}, Горшелев А.А.¹, Еремчев И.Ю.¹,
Соболев Я.И.¹**

- 1 - Институт спектроскопии РАН, Московская обл., г. Троицк, Россия
 2 - Московский Физико-Технический Институт, г. Долгопрудный, Россия
 3 - Владимирский Государственный Университет, г. Владимир, Россия

Приводится обзор последних экспериментальных результатов в области низкотемпературной спектроскопии и визуализации флуоресцентных изображений одиночных молекул, внедренных в твердые среды.

Параметры электронного перехода примесной хромофорной молекулы, внедренной в твердотельную матрицу, чувствительны к параметрам ее (молекулы) локального окружения. Свойства такого спектрального зонда позволяют получать информацию о среде в нанометровой шкале с высоким временным разрешением. В частности, анализ оптических спектров примесных молекул предоставляет уникальные данные о локальной структуре матрицы и о динамических процессах, протекающих в ближайшем окружении молекул.

В докладе обсуждаются два направления использования спектроскопии одиночных молекул (СОМ) для изучения фундаментальных свойств твердых тел на микроуровне:

1. Ультрочувствительный инструмент для исследования низкотемпературной динамики неупорядоченных твердых сред (полимеров, органических стекол, поликристаллов). [1]

Исследование временной эволюции и температурных зависимостей параметров бесфонных спектральных линий одиночных молекул позволяет непосредственно

измерять индивидуальные параметры низкоэнергетических элементарных возбуждений в стеклах и полимерах – туннелирующих двухуровневых систем (ДУС) и квазилокализованных низкочастотных колебательных мод (НЧМ), а также исследовать локальную природу необратимых процессов структурной релаксации в таких средах.

Статистический анализ полученных данных позволяет судить о границах применимости феноменологических моделей, о микроскопической природе ДУС и НЧМ, о влиянии процессов структурной релаксации на параметры возбуждений, о микроскопической природе взаимодействия электронного перехода примесной молекулы с туннельными и колебательными возбуждениями матрицы, о связи локальной динамики со структурой и химическим составом объекта.

2. Новый метод для дальнепольной диагностики локальной структуры твердых пленок (дефектов, трещин, дислокаций) с нанометровой пространственной точностью. [2]

Как было показано в недавних работах, последовательная визуализация (регистрации координат и индивидуальных спектров) сотен тысяч примесных хромофорных молекул и статистический анализ полученных данных позволяет восстановить локальную структуру образца (записать изображения дефектов и трещин) с точностью, существенно превышающей дифракционный предел. Более того, метод предоставляет дополнительные «спектральные координаты» - индивидуальные спектральные характеристики примесных молекул – нанозондов, что позволяет получить новую информацию о свойствах образца на микроуровне.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (08-02-00147, 10-02-00609), грантов Президента РФ для молодых докторов наук (МД-3191.2009.2) и ведущих научных школ РФ (НШ-3470.2010.2).

1. А.В. Наумов, Ю.Г. Вайнер, *Успехи Физических Наук*, **179**, 322-328 (2009).
2. A.V. Naumov, A.A. Gorshlev, Yu.G. Vainer, L. Kador, J. Koehler, *Angewandte Chemie (international edition)*, v.**48**, iss.51, pp. 9747-9750 (2009).

УНИВЕРСАЛЬНЫЕ УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕУПРУГИХ И ФОТО-ПРОЦЕССОВ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУД И ФАЗ ВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ В КАНАЛАХ РЕАКЦИЙ **Васютинский О.С.**

Учреждение Российской академии наук
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Стереодинамика неупругих и фотопроцессов привлекают большое внимание исследователей во всем мире уже в течение десятилетий. Важность векторных корреляций определяется тем, что большинство взаимодействий, обуславливающих элементарные процессы в газах, кластерах и твердых телах, по своей природе анизотропны, что во многих случаях проявляется в анизотропии электронного и ядерного движения продуктов реакций.

Доклад представляет собой обзор последних достижений в области исследования спиновой и орбитальной поляризации продуктов элементарных неупругих

столкновений и фото-реакций с участием атомов, двухатомных и многоатомных молекул. Показано, что поляризационное дифференциальное сечение реакции может быть описано набором *параметров анизотропии*, которые содержат всю информацию о динамике неупругого процесса и могут быть как определены непосредственно из эксперимента, так и рассчитаны на основе квантовомеханической теории рассеяния. В частности, развитые методы позволяют исследовать симметрию потенциальных поверхностей на которых осуществляется реакция, определять амплитуды и фазы неадиабатических взаимодействий между различными потенциальными поверхностями, а также исследовать колебательные взаимодействия в реакционном комплексе и дальнедействующие взаимодействия между продуктами реакции.

В сообщении представлены примеры определения параметров анизотропии, а также амплитуд и фаз матрицы рассеяния в фотопроцессах с участием двух и трехатомных молекул, таких как: Br_2 , BrCl , RbI , OCS , O_3 , а также продемонстрированы перспективы развития развитых методов для изучения неупругих процессов в твердых телах, кластерах и нанобъектах.

1. A.G. Suits and O.S. Vasyutinskii, *Chem. Rev.* **106**, 3706 (2008).
2. A.G. Smolin, O.S. Vasyutinskii, A.J. Orr-Ewing, *Mol. Phys.* **105**, 885 (2007)
3. S.K. Lee, O.S. Vasyutinskii, A.G. Suits, *J.Chem.Phys.* **125**, 144318 (2006).
4. P.S. Shternin, O.S. Vasyutinskii, *J. Chem. Phys.* **128**, 194314 (2008).
5. V.V. Kuznetsov, P.S. Shternin, O.S. Vasyutinskii, *J. Chem. Phys.*, **130**, 134312 (2009).
6. V.V. Kuznetsov, P.S. Shternin, O.S. Vasyutinskii, *Phys. Scripta*, **80**, 048107 (2009)
7. G.G. Balint-Kurti and O.S. Vasyutinskii, *J.Phys.Chem. A*, **113**, 14281 (2009)

ОБНАРУЖЕНИЕ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ- ЖИДКОСТЬ В ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЯХ И В РАСТВОРАХ С ОБЛАСТЬЮ РАССЛАИВАНИЯ

Коваленко К.В., Кривохижа С.В., Чайков Л.Л.

Физический институт имени П.Н.Лебедева Российской академии наук
(ФИАН), г.Москва, Россия

Обнаруженные особенности в температурном поведении высокочастотного и низкочастотного предельных упругих модулей в расслаивающихся растворах с областью расслаивания и в сильновязких жидкостях с изотропными и анизотропными молекулами объясняются структурным фазовым переходом из френкелевской фазы (молекулы находятся в потенциальных ямах с глубиной больше kT) в обычную, газоподобную фазу.

Исследования спектров молекулярного рассеяния света проводились под углом рассеяния 90° на установке, состоящей из сканируемого пятипроходного интерферометра с цифровым анализатором и управляющей системой DAS-1. В качестве приемника для записи спектра использовался охлаждаемый ФЭУ, работающий в одноэлектронном режиме. Источником света служил аргоновый лазер ИЛА-120, работающий в одночастотном режиме, мощностью до 200 мВт.

Экспериментальные данные показали особенности распространения гипер- и ультразвука в растворах гваякол - глицерин с замкнутыми областями расслаивания (ОР), с двойной критической (ДКТ) и с особой (ОТ) точками. К таким особенностям относятся различие температурных коэффициентов скорости гиперзвука с разных сторон от области расслаивания и наличие широкого куполообразного фона в температурной зависимости коэффициента поглощения гиперзвука с максимумом вблизи середины областей расслаивания T_0 . На этом фоне разыгрывается резкое увеличение затухания гиперзвука вблизи критических точек расслаивания, рассмотренное в других работах.

На рис. 1 представлены измерения высокочастотного и низкочастотного упругих модулей, а также модуля сдвига в растворе с замкнутой областью расслаивания и в чистой анизотропной вязкой жидкости гваякол.

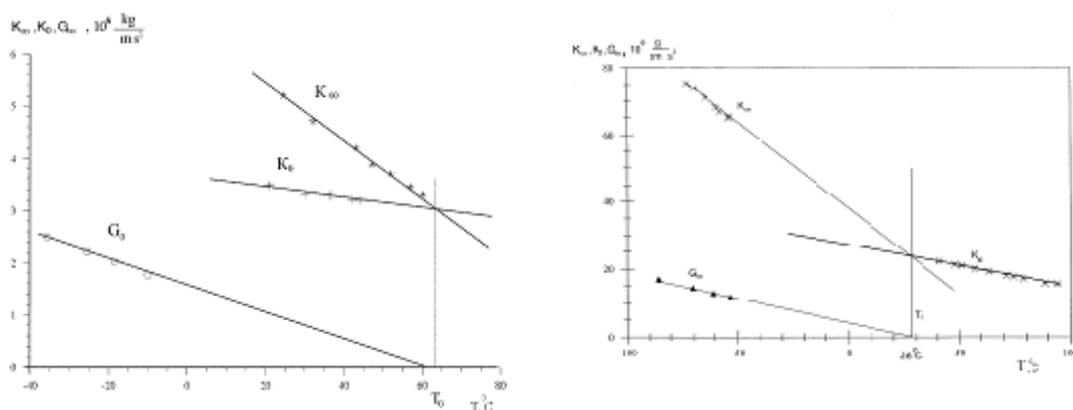


Рис. 1. Температурные зависимости предельных модулей упругости K_∞ , K_0 и модуля сдвига G_0 в растворе гваякол-глицерин и в гваяколе соответственно.

Теоретический анализ [1] показал, что экспериментальные данные, полученные в наших работах по распространению гиперзвука в растворе гваякол - глицерин вблизи замкнутой области расслаивания, двойной критической точки и особой точки, как и само их появление, удаётся объяснить существованием двух различных фаз (I и II) раствора с температурой фазового перехода T_0 (Рис.2.). Температура T_0 совпадает и с температурой центров замкнутых областей расслаивания, и с двойной критической точкой, и с особой точкой. В фазе I (френкелевской) молекулы находятся в потенциальных ямах с глубиной, превосходящей тепловую энергию молекулы, а в фазе II (газоподобной) тепловая энергия оказывается больше глубины потенциальной ямы. В нижней критической точке оказываются равными термодинамический потенциал фазы I и термодинамический потенциал расслоившегося раствора. В верхней критической точке оказываются равными термодинамический потенциал фазы II и термодинамический потенциал расслоившегося раствора. Наблюдавшийся широкий купол коэффициента поглощения гиперзвука вблизи T_0 удаётся объяснить вкладом, связанным с флуктуациями параметра порядка, соответствующего переходу из фазы I в фазу II. Получает также объяснение различие температурных коэффициентов скорости гиперзвука по разные стороны от T_0 и ряд других эффектов.

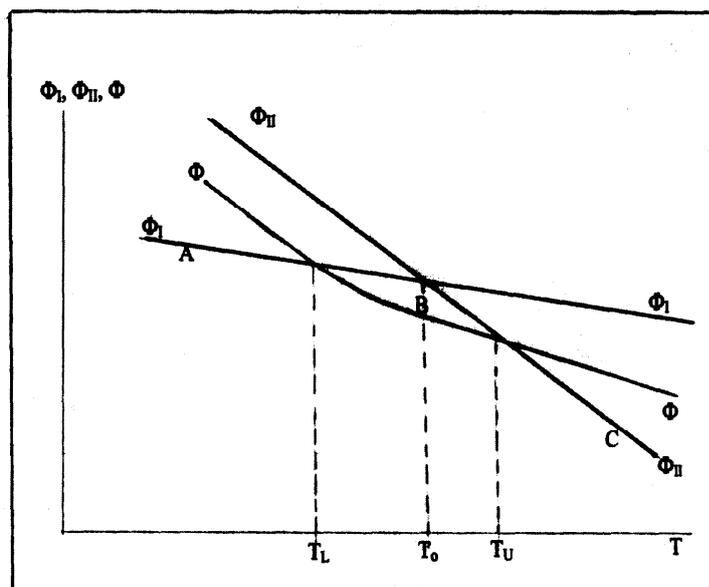


Рис.2. Термодинамические потенциалы фаз I и II, Φ_I и Φ_{II} , и расслоившегося раствора, Φ , как функции температуры.

Сильновязкие, легко переохлаждающиеся, жидкости подразделяются на два класса. К первому классу относятся жидкости с почти сферическими молекулами и растворы, одна из компонент которых имеет почти сферические молекулы. Эти жидкости, как и любая другая вязкая жидкость, имеют две жидкие фазы, френкелевскую и газоподобную, переход между которыми при охлаждении происходит автоматически и температура перехода T_0 оказывается значительно выше температуры кристаллизации, которую жидкость проходит «не замечая». Переход между этими фазами приводит к изменению температурного коэффициента скорости гиперзвука, к появлению максимума коэффициента поглощения гиперзвука и другим явлениям типичным при фазовых переходах первого рода, близких ко второму.

Ко второму классу, на котором мы и акцентируем внимание в данной работе, относятся жидкости с достаточно вытянутыми (анизотропными) молекулами. В отличие от первого класса, в них переход из газоподобной фазы во френкелевскую происходит лишь при определённых дополнительных усилиях: быстром охлаждении или «приучении» путём многократного повторения процесса переохлаждение-нагрев. Температура пересечения предельных упругих модулей и обращения модуля сдвига в ноль, в них оказалась практически совпадающей с температурой плавления (кристаллизации). Это различие, как показано, связано с флуктуациями тензора анизотропии. Рассмотрено поведение времени релаксации этого тензора при изменении температуры в этом классе жидкостей. Удалось объяснить наблюдавшееся резкое уменьшение этого времени при охлаждении в салоле и гваяколе, которое долгое время оставалось непонятым. Получены выражения для предельных упругих модулей в этом классе жидкостей [2].

1. К.В. Коваленко, С.В. Кривохижа, И.А. Чабан, Л.Л. Чайков. *ЖЭТФ*, **133**, 2, 330-338, (2008).
2. К.В. Коваленко, С.В. Кривохижа, И.А. Чабан, *ЖЭТФ*, **135**, 5, 993-1002, (2009).

АНАЛИЗ ШТАРКОВСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ МУЛЬТИПЛЕТОВ ИОНА Pr^{3+} В МОНОКРИСТАЛЛЕ YPO_4

Фомичева Л.А., Корниенко А.А., Дунина Е.Б.

Витебский государственный технологический университет, Витебск,
Беларусь

Выполнено описание штарковской структуры мультиплетов иона Pr^{3+} в YPO_4 в различных моделях кристаллического поля. На основе анализа штарковской структуры получены параметры четного и нечетного кристаллического поля и параметры ковалентности.

В приближении слабого конфигурационного взаимодействия описание экспериментальных данных по штарковской структуре выполняются с помощью одноэлектронного гамильтониана кристаллического поля:

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

где B_q^k – параметры кристаллического поля. В этом приближении предполагается, что энергии возбужденных конфигураций значительно выше энергий мультиплетов.

Условие слабого конфигурационного взаимодействия для 4f-элементов не выполняется, так как энергии возбужденных конфигураций порядка энергий высоко лежащих мультиплетов. Влияние возбужденных конфигураций более детально учитывается в приближении промежуточного¹ и сильного² конфигурационного взаимодействия. Приближение сильного конфигурационного взаимодействия позволяет получить хорошее согласие с экспериментом, если определяющий вклад в параметры межконфигурационного взаимодействия дает лишь одна возбужденная конфигурация или несколько возбужденных конфигураций с близкими значениями энергии. Если же возбужденные конфигурации имеют существенно разные энергии, то эффективный гамильтониан имеет более сложный вид³:

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

Здесь Δ_d – энергия возбужденной конфигурации $4f^{N-1}5d$; Δ_{ci} – энергия конфигурации с переносом заряда.

Величину вкладов возбужденной конфигурации противоположной четности $4f^{N-1}5d$ в \tilde{G}_q^k можно оценить по формуле⁴:

$$\tilde{G}_q^k(d) = -\frac{2k+1}{2\langle f\|C^k\|f\rangle} \sum_{p',p'',t',t''} (-1)^q \begin{pmatrix} p' & p'' & k \\ t' & t'' & -q \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{Bmatrix} p' & p'' & k \\ f & f & d \end{Bmatrix} \langle f\|C^{p'}\|d\rangle \langle d\|C^{p''}\|f\rangle \frac{B_i^{p'}(d)}{\Delta_d} \frac{B_i^{p''}(d)}{\Delta_d},$$

где $B_i^{p'}(d)$, $B_i^{p''}(d)$ – параметры кристаллического поля нечетной симметрии.

Величина вкладов в \tilde{G}_q^k от процессов с переносом заряда задается выражением²:

$$\tilde{G}_q^k(c) = \sum_b \tilde{J}^k(b) C_q^{k*}(\Theta_b, \Phi_b) \quad (4)$$

Здесь суммирование осуществляется по лигандам ближайшего окружения; Θ_b , Φ_b – сферические углы, фиксирующие направление на лиганд b .

Для расчета параметров $\tilde{J}^k(b)$ удобно использовать приближенные выражения²:

$$\tilde{J}^2(b) \approx \frac{5}{28} [2\gamma_{\sigma f}^2 + 3\gamma_{\pi f}^2];$$

$$\tilde{J}^4(b) \approx \frac{3}{14} [3\gamma_{\sigma f}^2 + \gamma_{\pi f}^2];$$

$$\tilde{J}^6(b) \approx \frac{13}{28} [2\gamma_{\sigma f}^2 - 3\gamma_{\pi f}^2],$$

где γ_{if} ($i = \sigma, \pi$) – параметры ковалентности соответствующие перескоку электрона из i -оболочки лиганда в f -оболочку лантаноида.

В качестве ориентировочных значений параметров кристаллического поля были выбраны параметры, вычисленные в модели обменных зарядов^{5,6}. Согласно этой модели параметры кристаллического поля можно записать в виде:

$$B_q^k = e^2 \langle r^k \rangle \sum_j \rho_j (2\beta_j)^{k+1} \frac{g_j}{R_j^{k+1}} (C_q^k(\Theta_j, \Phi_j))^* \quad (6)$$

где e – заряд электрона; $\langle r^k \rangle$ – среднее значение, вычисленное на f -функциях; eg_j и (R_j, Θ_j, Φ_j) – заряд и сферические координаты j -иона соответственно. Параметры β_j и ρ_j определяются отношениями:

$$\beta_j = \frac{1}{1 + \rho_j} \text{ и } \rho_j = \rho_0 \left(\frac{R_0}{R_j} \right)^n \quad (7)$$

Здесь R_0 – наименьшее расстояние R_j , $n = 3, 5$ и $\rho_0 = 0,05$.

Хорошего описания шарковской структуры для системы в $YPO_4:Pr^{3+}$ в приближении слабого и промежуточного конфигурационного взаимодействия получить не удалось, поэтому расчеты были выполнены в приближении сильного конфигурационного взаимодействия с помощью гамильтониана (2), в котором учитывается влияние возбужденной конфигурации противоположной четности и

конфигурации с переносом заряда³. Применение гамильтониана (2) позволило получить хорошее согласие теоретических данных с экспериментальными. В результате расчетов были получены также параметры кристаллического поля нечетной симметрии и параметры ковалентности, на основе которых можно вычислить параметры интенсивностей f-f переходов.

1. А.А. Kornienko, А.А. Kaminskii, Е.В. Dunina, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **157**, №1, 267-273, 1990
2. А.А. Корниенко, А.А. Каминский, Е.Б. Дунина, *ЖЭТФ*, **116**, Вып.6, 2087-2102, (1999)
3. Е.В. Dunina, А.А. Kornienko, L.A. Fomicheva, *Cent. Eur. J. Phys.*, **6**, №3, 407-414, (2008)
4. А.А. Корниенко, Е.Б. Дунина, *Письма в ЖЭТФ*, **59**. №6, 385-388, (1994)
5. В.З. Malkin, Z.I. Ivanenko, В. Aizenberg, *Sov. Phys.-Sol. State*, **12**, 1491-1496, (1970)
6. O.L. Malta, *Chem. Phys.Lett.*, **87**, 27-29, (1982)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ГАЗ-ЖИДКОСТЬ В СПИРТАХ

Погорелов В.Е., Дорошенко И.Ю., Бялявичус В.*, Шаблинскас В.*

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев,
Украина

*Вильнюсский университет, Вильнюс, Литва

В этом докладе представлены результаты систематических исследований температурной зависимости колебательных спектров спиртов, изолированных в аргоновой матрице, которые можно рассматривать как экспериментальную модель фазового перехода газ-жидкость в спиртах.

Методами инфракрасной Фурье-спектроскопии исследовались процессы кластеризации в простых спиртах (от метанола до гексанола). Для этого применялся метод изоляции кластеров спиртов в аргоновой матрице. Методы изоляции кластеров в матрицах инертных газов позволяют изучать колебательные спектры отдельных кластеров разного размера¹.

При повышении температуры матрицы от 20 К до 50 К было отмечено кардинальное изменение структуры регистрируемых спектров. Была замечена постепенная трансформация колебательных полос свободной гидроксильной группы ($3600 - 3800 \text{ cm}^{-1}$), характерная для отдельных молекул спиртов, в широкие полосы с частотой около 3300 cm^{-1} , которые относят к колебаниям связанных гидроксильных групп спиртовых кластеров разного размера². Был выполнен подробный анализ изменений, происходящих в структуре регистрируемых спектров инфракрасного поглощения, и сделано предположение о том, что данный эксперимент можно рассматривать как экспериментальную модель структурных преобразований, происходящих в спиртах при фазовом переходе газ-жидкость. Выполнен анализ формы спектральных полос исследуемых систем. На основании величин ширин полос в спектрах рассчитаны времена диссоциации водородных связей в спиртовых кластерах,

изолированных в аргоновой матрице. Полученные данные коррелируют с результатами прямых фемтосекундных измерений для растворов спиртов в CCl_4 ^{3,4}.

1. J. Perchard, Z. Mielke, *Chem. Phys.*, **264**, 221-234, (2001).
2. V. Pogorelov, L. Bulavin, I. Doroshenko, O. Fesjun, O. Veretennikov, *J. Mol. Struct.*, **708**, 61-65, (2004).
3. K. Gaffney, I.R. Piletic, M.D. Fayer, *J. Phys. Chem. A*, **106**, 9428-9440, (2002).
4. K. Gaffney, P. Davis, I. Piletic, N. Levinger, M.D. Fayer, *J. Phys. Chem. A*, **106**, 12012-12023, (2002).

MAGNETO-OPTICAL HARMONICS GENERATION IN SEMICONDUCTORS

Pavlov V.V.,* Kaminski B., Lafrentz M.,** Pisarev R.V.,*
Yakovlev D.R.,*** Bayer M.****

*Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences,
St. Petersburg, Russia

**Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund,
Germany

We present a spectroscopic study of diamagnetic GaAs and CdTe, diluted magnetic (Cd,Mn)Te, and magnetically ordered semiconductors EuTe and EuSe. Nonlinear magneto-optical spectroscopy reveals several important mechanisms of optical harmonics generation.

Optical harmonics generation has attracted a broad interest in fundamental physics because of its exceptional sensitivity to space and time symmetry violations.¹ Various technological applications are based on materials with second or third order nonlinear susceptibility combined with the possibility to fulfill the phase matching conditions.

We present spectroscopic studies of optical harmonics generation in several groups of semiconductors at low temperatures with a high spectral resolution and in applied magnetic field. It was found that use of a magnetic field in nonlinear optical experiments on bulk semiconductors can disclose new mechanisms of optical harmonics generation. Optical nonlinearities in diamagnetic semiconductors GaAs and CdTe were attributed to Landau-level orbital quantization of the band energy spectrum.²⁻⁴ In diluted magnetic semiconductors (Cd,Mn)Te the SHG response was found to be induced by the giant Zeeman spin-splitting of electronic states.^{4,5} Both mechanisms involving the optical nonlinearities of electric-dipole type take place in *noncentrosymmetric* semiconductors. Recently a new type of nonlinear optical contribution to SHG was found which is caused by a nonlinear susceptibility related to the spin order in magnetic semiconductors EuTe and EuSe.^{6,7} This mechanism involving the optical nonlinearities of magnetic-dipole type is essential for *centrosymmetric* semiconductors. The magnetic field and temperature dependencies demonstrate that the nonlinear processes arise due to novel types of optical nonlinearities caused by the external magnetic field.

Thus, nonlinear spectroscopic studies of diamagnetic, diluted magnetic and magnetically ordered semiconductors reveals several new important mechanisms of optical harmonics generation. The observed mechanisms of optical nonlinearities open access to a

wide class of centrosymmetric and noncentrosymmetric systems by harmonics generation spectroscopy.

1. M. Fiebig, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 96-118, (2005).
2. V.V. Pavlov, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev, I. Sanger, D.R. Yakovlev, M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 157404-, (2005).
3. Sanger, D.R. Yakovlev, B. Kaminski, R.V. Pisarev, V.V. Pavlov, M. Bayer, *Phys. Rev. B*, **74**, 165208-1-17, (2006).
4. Sanger, D.R. Yakovlev, R.V. Pisarev, V.V. Pavlov, M. Bayer, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 117211-1-4, (2006).
5. Sanger, B. Kaminski, D.R. Yakovlev, R.V. Pisarev, M. Bayer, G. Karczewski, T. Wojtowicz, and J. Kossut, *Phys. Rev. B*, **74**, 235217-1-12, (2006).
6. B. Kaminski, M. Lafrentz, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, V.V. Pavlov, V.A. Lukoshkin, A. B. Henriques et al., *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 057203-1-4, (2009).
7. B. Kaminski, M. Lafrentz, R.V. Pisarev, D.R. Yakovlev, V.V. Pavlov, V.A. Lukoshkin, A. B. Henriques et al., *Phys. Rev. B*, **81**, 155201-1-13, (2010).

**МЕХАНИЗМЫ ПРЕДПРОБОЙНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ
ПРОЗРАЧНЫХ ШИРОКОЗОННЫХ КРИСТАЛЛОВ КОРОТКИМИ
МОЩНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**
**Перлин Е.Ю., Бондарев М.А., Елисеев К.А., Иванов А.В., Идрисов Э.Г.,
Левицкий Р.С., Попов А.А., Халилов Я.Т.**

Центр «Информационные оптические технологии»
Национальный исследовательский университет информационных
технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлена квантовая теория ряда новых микроскопических многофотонных, многофотонно-лавинных и каскадных механизмов возбуждения неравновесных электрон-дырочных пар в широкозонных диэлектриках или полупроводниках под действием коротких лазерных импульсов предпробойной интенсивности.

В большинстве случаев предпробойное фотовозбуждение чистых прозрачных материалов связывается с двумя «классическими» процессами – многофотонным межзонным поглощением и фотоиндуцированной лавинной ионизацией решетки. Вместе с тем, имеется достаточно широкий круг более сложных процессов, которые при определенных условиях могут играть превалирующую роль в предпробойной ионизации решетки. В представленном докладе дается обзор целого ряда [1-10] таких «новых» процессов, ведущих к эффективному возбуждению неравновесных электрон-дырочных пар (ЭДП) мощными импульсами лазерного излучения с энергией кванта $\hbar\omega$, малой по сравнению с шириной запрещенной зоны E_g материала. Перечислим некоторые из указанных процессов.

Многофотонные межзонные переходы с участием свободных носителей [1, 2]. В этом случае исследована ситуация, когда $n\hbar\omega < E_g < (n+1)\hbar\omega$, $\delta \equiv E_g - n\hbar\omega \ll \hbar\omega$. Дефицит энергии δ , необходимой для рождения ЭДП восполняется за счет кинетической энергии свободного электрона, которая передается виртуальной ЭДП,

превращая ее в реальную. Для расчета вероятности такого процесса необходимо воспользоваться $(n + 1)$ -м порядком теории возмущений – n порядков по взаимодействию электронов с полем электромагнитной волны и 1 порядок по межэлектронному кулоновскому взаимодействию. Необходимую кинетическую энергию, превышающую пороговое значение $E_{th} = \delta \cdot (2m_c + m_v) / (m_c + m_v)$, свободный электрон получает за счет непрямого внутризонного поглощения кванта $\hbar\omega$ того же излучения, которое вызывает генерацию ЭДП.

Процесс многофотонной лавины [3-5]. В этом случае следует рассматривать, по меньшей мере, трехзонную модель кристалла, включающую, например валентную зону v , нижнюю зону проводимости c и еще одну зону проводимости c_1 . Пусть энергетический зазор между зонами v и c составляет $\sim n\hbar\omega$, где $n > 3$, а зазор между зонами c_1 и $c \sim l \hbar\omega$, где $l = 2$ или 3. При интенсивностях света $j \sim 10^{11} \div 10^{13}$ Вт/см² за счет n -фотонных межзонных переходов в зону c попадает некоторое число неравновесных электронов (а в зоне v , соответственно, образуется такое же количество дырок). За счет очень быстрых при столь высоких интенсивностях света двух- или трехфотонных переходов электроны попадают из зоны c в c_1 , откуда они могут вернуться в зону c , отдавая высвободившуюся энергию для рождения еще одной ЭДП с помощью уже не n , а $n-2$ фотонов. Такой процесс принимает лавинный характер при интенсивностях выше порогового значения, которое, по оценкам, составляет $10^{11} \div 10^{13}$ Вт/см². В результате такой многофотонной лавины появляется область интенсивностей света, где малое (на несколько процентов) изменение j приводит к резкому увеличению числа неравновесных ЭДП, вплоть до значений, при которых происходит пробой материала.

Каскадно-лавинная генерация ЭДП в многозонном кристалле [10]. Можно расширить представленную в предыдущем пункте модель, добавив к ней «сверху» еще одну зону проводимости c_2 , причем зазор между зонами c_2 и c_1 по-прежнему составляет $(2-3) \hbar\omega$. Теперь электрон из зоны c может достаточно быстро за счет каскада двух- либо трехфотонных переходов $c \rightarrow c_1 \rightarrow c_2$ попасть в зону c_2 , откуда он может вернуться в зону c , передавая высвободившуюся энергию для рождения новой ЭДП, теперь уже без участия дополнительных фотонов. Данный, процесс, как и процесс, рассмотренный в предыдущем пункте, принимает лавинный характер и может при определенных условиях играть доминирующую роль.

Процессы, связанные с перестройкой электронного зонного спектра в поле интенсивной световой волны в условиях двойных резонансов на смежных переходах [8, 9]. Модель зонного спектра примерно такая же, как в случае процесса многофотонной лавины, со следующим уточнением: n -фотонный резонанс между зонами v и c и двухфотонный резонанс между c и c_1 имеют место в одной области зоны Бриллюэна. В присутствии мощного излучения зона c расщепляется на две ветви, на каждой из которых образуются новые критические точки комбинированной плотности состояний (сингулярности Ван Хофа), причем спектральное положение этих сингулярностей зависит от интенсивности света j . При увеличении j положение критической точки совмещается с точкой n -фотонного резонанса между валентной зоной и зоной проводимости. При этом происходит резкое изменение, в частности, увеличение скорости n -фотонной генерации ЭДП, что может, в свою очередь, вызвать пробой материала.

Многофотонное поглощение фемтосекундных световых импульсов. При исследовании взаимодействия мощного лазерного излучения прозрачными

широкозонными диэлектриками или полупроводниками широко используются световые импульсы фемтосекундной длительности. Речь идет об интенсивностях излучения $j \sim 10^{10} \div 10^{14}$ Вт/см², при которых возможен оптический пробой материала. При рассмотрении импульсов с продолжительностью $\tau_i \delta 100$ фс обычные методы расчета вероятностей многофотонных переходов, оперирующие понятием вероятности перехода за единицу времени, оказываются принципиально непригодными. Дело в том, что в рассматриваемой ситуации $\tau_i \ll \tau_p$, где τ_p – время релаксации импульса электронов или дырок. Это время в большинстве актуальных случаев определяется процессами рассеяния носителей заряда на продольных оптических колебаниях решетки и составляет, как правило, сотни фс. Таким образом, для последовательной интерпретации экспериментальных данных по предпробойному возбуждению электронной системы широкозонного кристалла мощными фемтосекундными световыми импульсами требуется теоретический анализ именно такой ситуации. В этих условиях, в принципе, нельзя использовать для вычисления вероятностей многофотонных межзонных переходов, вызывающих ионизацию решетки, формулы, полученные для случая квазистационарных электромагнитных полей. Без учета этого обстоятельства, можно прийти к неточной интерпретации наблюдающихся фотоиндуцированных процессов. В докладе рассматривается и реализуется концепция расчета поглощаемой световой энергии при взаимодействии сверхкоротких световых импульсов с твердыми телами и наноструктурами в условиях многофотонных резонансов. Для электронных систем различной размерности ($d = 0 \div 3$) получены нетривиальные зависимости поглощенной энергии от длительности светового импульса. Получены также зависимости поглощенной энергии от величины $n\hbar\omega - E_g$. Показано, что учет нестационарного характера многофотонного поглощения оказывается существенным для анализа кинетики предпробойной многофотонной генерации неравновесных электрон-дырочных пар.

1. E.Yu. Perlin, A.V. Fedorov, M.B. Kashevnik, *Soviet Phys. JETP*, **58**, 787-796 (1983).
2. A.M. Danishevskii, E.Yu. Perlin, A.V. Fedorov, *Soviet Phys. JETP*, **66**, 747-754 (1987).
3. E.Yu. Perlin, A.V. Ivanov, R.S. Levitskii, *JETP*, **101**, 357-366 (2005).
4. A.V. Ivanov, E.Yu. Perlin, *Opt. Spectr.*, **100**, 49-54 (2006).
5. A.V. Ivanov, E.Yu. Perlin, *Opt. Spectr.*, **102**, 227-232 (2007).
6. E.Yu. Perlin, R.S. Levitskii. *Opt. Spectr.*, **102**, 262-267 (2007).
7. A.V. Ivanov, R.S. Levitskii, E.Yu. Perlin, D.I. Stasel'ko, *Opt. Spectr.*, **103**, 803-808 (2007).
8. A.V. Ivanov, E.Yu. Perlin, *Opt. Spectr.*, **106**, 677-684 (2009).
9. A.V. Ivanov, E.Yu. Perlin, *Opt. Spectr.*, **106**, (2009). V. 106. No. 5 P. 685-690.
10. A.V. Ivanov, R.S. Levitskii, E.Yu. Perlin. **107**, 255-262 (2009).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТРАЕКТОРИИ НА ЧАСТОТУ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭНЕРГИЮ СПИНОВОЙ ЧАСТИЦЫ

Садыков Н.Р.

Южно-Уральский государственный университет, г. Снежинск
Челябинской обл., Россия

Предлагается четырехмерное обобщение “уравнения движения” циркулярно поляризованного светового луча. На основе вариационной задачи с высшими производными показано, что когда кривизна и траектория пучка лучей выражена через параметры среды, частота колебания излучения зависит от величины кручения траектории

В [1] предложено обобщить уравнение траектории спиновой частицы и поляризованного пучка лучей на четырехмерное пространство, где по аналогии с заряженной частицей [2-5] где показано, что “обобщенный импульс” по аналогии с заряженной частицей содержит трехмерный векторный потенциал, который в случае циркулярно поляризованного пучка лучей пропорционален кривизне траектории пучка лучей и определяется знаком циркулярной поляризации. В случае спиновой частицы роль нулевой компоненты 4-вектора выполняет величина, которая зависит от кручения частицы и определяется величиной проекции спина частицы на его траекторию. Наличие аналога 4-потенциала по аналогии со случаем релятивистской частицы позволяет обобщить полученные результаты на случай четырехмерного пространства Минковского [1]. Поскольку при движении заряженной частицы в электромагнитном поле энергия частицы не зависит от магнитного поля, но зависит от нулевой компоненты 4-вектора, то значит по аналогии с заряженной частицей энергия спиновой частицы должна зависеть от кручения. В случае циркулярно поляризованного пучка лучей должна наблюдаться зависимость частоты излучения от величины кручения траектории [1].

Уравнение Эйлера-Лагранжа для лагранжиана с высшими производными имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial L}{\partial u'} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial u''} \right) + \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{\partial L}{\partial u'''} \right) - \dots + (-1)^{m-1} \frac{d^{m-1}}{dt^{m-1}} \left(\frac{\partial L}{\partial u^{(m)}} \right) \right] = \frac{\partial L}{\partial u}, \quad (1)$$

Для невырожденных лагранжианов имеется аналог преобразований Лежандра, приводящих систему к гамильтоновой форме ([6], стр.688)

$$\dot{q}_\alpha = \frac{\partial H}{\partial p_\alpha}, \quad \dot{p}_\alpha = -\frac{\partial H}{\partial q_\alpha}, \quad \alpha = 1, 2, \dots, m, \quad \dot{q}_\alpha = u^{(\alpha-1)} = \frac{d^{\alpha-1} u}{dt^{\alpha-1}},$$

$$p_\alpha = \frac{\partial L}{\partial u^{(\alpha)}} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial u^{(\alpha+1)}} \right) + \dots + (-1)^{m-\alpha} \frac{d^{m-1}}{dt^{m-1}} \left(\frac{\partial L}{\partial u^{(m)}} \right)^{(m-\alpha)}, \quad (2)$$

В (2) гамильтониан $H = H(p, q)$ однозначно выражается через лагранжиан

$$H(p, q) = \sum_{\alpha=1}^m p_\alpha \dot{q}_\alpha - L(q, \dot{q}_m(p, q)). \quad (3)$$

В [1] было показано, что действие и уравнение траектории спиновой частицы с учетом кручения траектории спиновой частицы запишется

$$S = -\int \left(mc^2 d\tau + \frac{e}{c} A_i dx^i + \hbar A_{1,i} dx^i \right), \quad F_{ij} = \frac{\partial A_j}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^j},$$

$$\frac{dp_i}{ds} = \frac{e}{c} F_{ij} \frac{dx^j}{ds} + F_{ij}^{(1)} \frac{dx^j}{ds}, \quad F_{ij}^{(1)} = \hbar \left(\frac{\partial A_{1,j}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{1,i}}{\partial x^j} \right) \quad (4)$$

где $i = 0, 1, 2, 3$ (индексы из латинских букв равны 0,1,2,3, а индексы из греческих – 1,2,3); $A_{1,i} = (\kappa_1, -\mathbf{A}_1)$, $\mathbf{A}_1 = \mathbf{n}_1 \times \nabla_{\perp} \ln n$; имеет $\kappa_1 = -v(\mathbf{l n}_1)\kappa/c$, $|\mathbf{n}_1| = 1/2$, \mathbf{n}_1 и v – соответственно вектор поляризации и амплитуда скорости частицы с полужелым спином, c – скорость света в вакууме, m и e – соответственно масса и заряд спиновой частицы, κ – кручение траектории частицы, $p_i = (p^0, -\mathbf{p})$, $p_0 = p^0$, $\mathbf{p} = m\mathbf{v}/\sqrt{1-\beta^2}$, $\mathbf{v} = v\mathbf{l}$, ds – интервал трехмерной длины в лабораторной системе координат.

Для циркулярно поляризованного пучка лучей действием в виде (4) нельзя воспользоваться. Воспользуемся теоремой ([6], стр.311), в соответствии с которой свет движется по такой кривой, вдоль которой время движения имеет экстремум среди всех гладких кривых, а кривые являются геодезическими новой метрики $g_{\alpha\beta} = n^2$ при $\alpha = \beta$ и $g_{\alpha\beta} = 0$ при $\alpha \neq \beta$. Уравнение движения запишется

$$du^\alpha / ds = -\Gamma_{\beta\eta}^\alpha u^\beta u^\eta,$$

где $u^\alpha = dx^\alpha / ds$, $ds = [g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta]^{1/2} = n dl$. (5)

С учетом поляризационных эффектов уравнение “движения” в четырехмерной форме запишется

$$g_{ij} \frac{dp^j}{dl} = -\Gamma_{i,jk} p^j \frac{dx^k}{dl} + p_i \frac{d \ln n}{dl} + F_{ik}^{(2)} \frac{dx^k}{dl}, \quad F_{ik}^{(2)} = \hbar \left(\frac{\partial A_{2,k}}{\partial x^i} - \frac{\partial A_{2,i}}{\partial x^k} \right), \quad (6)$$

где $A_{2,k} = (\kappa_2, -\mathbf{A}_2)$, $\mathbf{A}_2 = n\hbar \mathbf{n}_2 \times \vec{\nabla} \ln n / 2$, $\mathbf{n}_2 = \sigma \mathbf{l}$, $\sigma = \pm 1$ – знак циркулярной поляризации, $p^i = (p^0, \mathbf{p})$, $p^0 = \hbar k_2 n$, $\mathbf{p} = \hbar k_2 n \mathbf{l}$, $|\mathbf{l}| = 1$, \mathbf{l} – касательный к траектории единичный вектор.

Далее по аналогии со случаем заряженной частицы в электромагнитном поле из (4) можно получить выражение для лагранжиана нерелятивистской частицы, из которого следует, что энергия спиновой нерелятивистской частицы будет равна $E = c p^0 + eA^0 + \hbar c \kappa_1$, т.е. когда компоненты 4-потенциала выражены через параметры среды, энергия спиновой частицы зависит от нулевой компоненты 4-потенциала (величины κ_1). Из уравнения (6) для нулевой компоненты получим [1]

$$n dk_2 / dl + d\kappa_2 / dl = 0, \quad k_2 = p^0 / (\hbar n) = \omega / c. \quad (7)$$

Аналогично в случае циркулярно поляризованного пучка лучей из (7) следует, что частота зависит от величины кручения траектории.

Ситуация меняется для спиновых частиц в случае вариационная задача с высшими производными для спиновой частицы. В этом случае лагранжиан равен [5]

$$L = L_0 - \mathbf{S} \mathbf{v} \times \mathbf{v}'_t / v^2 + \kappa \mathbf{v} \mathbf{S}, \quad (8)$$

где для кручения траектории луча κ имеет место

$$\kappa = -\mathbf{r}'_s \mathbf{r}''_{ss} \times \mathbf{r}'''_{sss} / (\mathbf{r}'_s \times \mathbf{r}''_{ss})^2. \quad (9)$$

В этом случае можно показать, что для энергия спиновой частицы $E = \mathbf{v} \mathbf{p}_1 + \mathbf{v}'_t \mathbf{p}_2 - L$ не зависит от кривизны и кручения частицы где

$$\mathbf{p}_1 = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}'_t} \right), \quad \mathbf{p}_2 = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}'_t}.$$

Таким образом когда параметры траектории выражаются через высшие производные от радиус-вектора по времени (реализуется вариационная задача с высшими производными), энергия частицы не зависит как от кривизны и кручения траектории спиновой частицы. В случае циркулярно поляризованного пучка лучей остается открытым зависимость частоты излучения от величины кручения траектории. Сама задача является актуальной, поскольку, например, изменение частоты излучения лежит в основе эффекта красного смещения в астрономии.

1. Н.Р. Садыков, *Известия ВУЗов. Физика*, №7, 33-45, (2009).
2. Н.Р. Садыков, *Квантовая электроника*, **19**, 1021-1023, (1992); Н.Р. Садыков, *Квантовая электроника*, **20**, с. 1140-1142, (1993).
3. Н.Р. Садыков, *Оптика и спектроскопия*, **84**, №4, с.589-597, (1998).
4. Н.Р. Садыков, *Теорет. и матем. физика*, **158**, №1, с.126-134, (2009).
5. Н.Р. Садыков, *Теорет. и матем. физика*, **135**, № 2, с.280-, (2003).
6. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. Методы и приложения. -М.: Наука, 1986, 760 с.

Секция 3 Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации

ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫЕ СИСТЕМЫ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Кундикова Н.Д, Попков И.И, Попкова А.М.

Лаборатория нелинейной оптики Института электрофизики УрО РАН и Южно-Уральского государственного университета, г. Челябинск, Россия

Свойства двухкомпонентных четвертьволновых систем с управляемыми параметрами рассмотрены на основе матричного формализма Джонса и исследованы экспериментально

Наиболее распространенным типом фазовых пластин, которые применяются для преобразования состояния поляризации излучения, являются пластинки, фазовый сдвиг которых составляет четверть длины волны излучения¹⁻³. Возможности фазосдвигающих устройств можно расширить, если вместо одиночной пластины использовать систему, состоящую из нескольких элементов.

Целью настоящей работы является исследование функциональных особенностей системы, состоящей из двух элементов с переменным и постоянным фазовым сдвигом.

Для создания четвертьволновых систем с дополнительными свойствами можно использовать двухкомпонентную систему. Пусть один из элементов системы имеет переменный фазовый сдвиг Γ_v , второй - постоянный фазовый сдвиг Γ_f , а его главные оси составляют угол φ с главными осями первого элемента (рис.1).

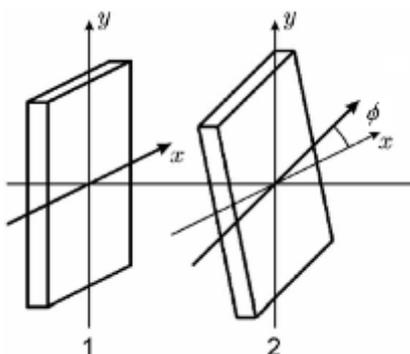


Рис.1 Двухкомпонентная поляризационная система

Для анализа свойств такой системы воспользуемся формализмом матриц Джонса. Как известно, систему, состоящую из двух элементов с фазовыми сдвигами Γ_1 и Γ_2 , оси которых составляют угол φ , можно заменить на эквивалентную систему, состоящую из фазовой пластины и вращателя с эффективными параметрами²:

$$\operatorname{tg}(2\varepsilon) = \frac{\sin(2\varphi)}{\operatorname{ctg}(\Gamma_2) \sin(\Gamma_1) + \cos(2\varphi) \cos(\Gamma_1)},$$
$$\cos(\Gamma_{\text{eff}}) = \cos(\Gamma_2) \cos(\Gamma_1) - \cos(2\varphi) \sin(\Gamma_1) \sin(\Gamma_2),$$

$$\operatorname{tg}(\theta) = \frac{\sin(2\varphi)}{\operatorname{ctg}(\Gamma_f/2)\sin(\Gamma_v/2) + \operatorname{ctg}(2\varphi)}.$$

Здесь Γ_{eff} - эффективный фазовый сдвиг, θ - эффективная оптическая активность системы, ε - положение эффективных осей. Анализ системы уравнения показывает, что в том случае, когда угол между осями пластин φ равен 45° , а фазовый сдвиг одного из элементов Γ_1 или Γ_2 равен 90° , фазовый сдвиг системы будет равен 90° и не будет зависеть от фазового сдвига второго элемента. Таким образом, элемент с дополнительным переменным фазовым сдвигом можно использовать для дополнительной настройки системы, не нарушая ее основной настройки.

Если в системе первым расположен элемент с постоянным четвертьволновым фазовым сдвигом, а за ним следует элемент, фазовый сдвиг которого можно изменять, оптическая активность системы θ и положение эффективной оптической оси ε зависят от фазового сдвига перестраиваемого элемента Γ_v следующим образом:

$$\theta = \frac{\Gamma_v}{2}; \quad \varepsilon = \frac{\Gamma_v}{2}.$$

Таким образом, первая система является аналогом четвертьволновой пластины с перестраиваемым положением эффективной оптической оси и значением оптической активности. В данной системе вращатель, обладающий эффективной оптической активностью, расположен после эффективного двулучепреломляющего элемента, поэтому присутствие в системе оптической активности не влияет на преобразование линейно поляризованного излучения в циркулярно поляризованное. Таким образом, с помощью рассмотренной системы можно получать циркулярно поляризованное излучение из любого линейно поляризованного только с помощью настройки фазового сдвига второго элемента Γ_v .

Если в системе элемент с постоянным четвертьволновым фазовым сдвигом расположен после элемента с переменным фазовым сдвигом, то и эффективная оптическая активность системы θ , и положение эффективной оптической оси ε зависят от фазового сдвига перестраиваемого элемента Γ_v следующим образом:

$$\theta = \frac{\Gamma_v}{2}; \quad \varepsilon = 45^\circ.$$

Таким образом, параметр, которым можно управлять, является эффективная оптическая активность, а рассмотренная система - аналогом четвертьволновой пластины с перестраиваемой оптической активностью. Во второй системе вращение эллипса поляризации излучения на выходе системы на любой угол можно осуществлять за счет эффективной оптической активности с помощью изменения одного параметра - фазового сдвига первого элемента Γ_v .

Система с такой конфигурацией позволяет получить излучение с любым состоянием поляризации из линейно поляризованного излучения. Заданное значение эллиптичности может быть получено изменением общей ориентации системы, а повернуть эллипс поляризации на любой угол можно с помощью изменения фазового сдвига первого элемента Γ_v .

Для исследования свойств первой и второй четвертьволновой системы были проведены экспериментальные исследования. В качестве элемента с переменным

фазовым сдвигом использовался нематический ЖК модулятор, а в качестве четвертьволновой пластины - составная пластина на основе двух пластинок слюды. Такая составная пластина обладала собственной оптической активностью равной $17,5^0$, значение которой учитывалось при проведении эксперимента. В качестве активного элемента системы использовалась «сэндвич» ячейка, заполненная нематической ЖК смесью MLC6003 планарной ориентации, с такими параметрами: зазор между полжками - 5 мкм, рабочая область - 1,5x1,5 см. Для изменения фазового сдвига к ячейке подводился электрический сигнал прямоугольной формы с частотой 200 Гц и амплитудой, изменяющейся в диапазоне от 0 до 20 В. Фазовый сдвиг ячейки изменялся в диапазоне от 126^0 до 343^0 , а порог Фредерикса составлял 2,2 В.

Угол между осями ЖК ячейки и составной четвертьволновой пластины φ составлял 45^0 .

В результате проведенных исследований теоретически и экспериментально показано, что двухкомпонентную систему из четвертьволновой системы и перестраиваемого фазосдвигающего элемента с углом между их осями 45^0 можно использовать для создания четвертьволновых систем с дополнительными управляемыми параметрами. Создана четвертьволновая система с перестраиваемой осью для преобразования линейно поляризованного излучения с произвольным азимутом в циркулярно поляризованное и четвертьволновая система с перестраиваемой оптической активностью для преобразования линейно поляризованного излучение в любое произвольное на сфере Пуанкаре, а также для вращения эллипса поляризации.

1. Э.А. Бибилова, Н.Д. Кундикова, Л.Ф. Рогачева, *Известия Челябинского научного центра УрО РАН*, **1**, 18-13, (2003).
2. Н.Д. Кундикова, А.М. Суворова, *Письма ЖТФ*, **35**, 2, 21-28,(2009).
3. В. Chakraborty, *Optik*, **116**, 10-14, (2005).
4. М.Ya. Darsht, I.V. Goltser, N.D. Kundikova, B.Ya. Zel'dovich, *Applied Optics*, **34**, 3658-3661, (1995).

РАСПОЗНАВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ПО ПРОСТРАНСТВЕННЫМ И СПЕКТРАЛЬНЫМ ПАРАМЕТРАМ В ДИСПЕРСИОННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯТОРАХ

Родин В.Г., Стариков С.Н.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

Описан процесс формирования сигналов распознавания по пространственным и спектральным параметрам в дисперсионных голографических корреляторах. Приведены экспериментальные результаты корреляционного анализа излучающих объектов.

В дисперсионных корреляторах сигналы распознавания формируются при дисперсионном взаимодействии излучения анализируемого входного объекта с пространственным фильтром-памятью. При некогерентном входном излучении в выходной плоскости некогерентного коррелятора будет формироваться сигнал, представляющий собой сумму откликов на каждой из спектральных компонент, присутствующих в спектре излучения источника. Зависимость размера импульсного

отклика голографического фильтра от спектральной частоты приведет к тому, что корреляционный сигнал на каждой из частот будет представлять собой корреляцию разномасштабных объектов, кроме того, центры корреляционных сигналов на каждой из частот будут пространственно локализованы в разных координатах выходной плоскости.

Для решения задачи распознавания объектов по совокупности пространственных и спектральных параметров возникает необходимость в изготовлении специального голографического фильтра, причем голографический фильтр может быть как записан оптически, так и синтезирован на компьютере. На такой голографический фильтр записывается обобщенный пространственный образ объекта, содержащий информацию, как о пространственной структуре объекта, так и о спектре излучения объекта

$$h_p(x,y) = \sum_{v'} C_{v'} \cdot t_p(x \cdot v_0/v' + b_x, y \cdot v_0/v' + b_y),$$

где $t_p(x, y)$ – пространственная структура распознаваемого объекта, v' – частота распознаваемого спектра, $C_{v'}$ – энергетическое частотное распределение распознаваемого спектра, v_0 – спектральная частота при записи (синтезе) голографического фильтра, $(b_x; b_y)$ – координаты в выходной плоскости коррелятора, где будет происходить сложение сигналов на каждой из распознаваемых спектральных компонент.

В дисперсионном корреляторе при совпадении частоты входного спектра излучения с одной из частот распознаваемого спектра на каждой из совпавших частот будет формироваться неискаженный пространственный корреляционный сигнал. Суммарная интенсивность сигнала на всех частотах в выходной плоскости коррелятора будет равна

$$I(x_1, y_1) = \sum_{v'} C_{v'} \cdot \iint I_B(x, y, v) |h((x+x_1) v / v' + b_x, (y+y_1) v / v' + b_y)|^2 dx dy dv$$

где $I_B(x, y, v)$ – интенсивность входного объекта, v – частота входного спектра.

При совпадении пространственных параметров входного и распознаваемого объектов будет наблюдаться пространственный автокорреляционный сигнал интенсивности, цвет сигнала складывается из совокупности совпадающих спектральных компонент входного и распознаваемого спектров. Центр этого сигнала расположен в координате $(b_x; b_y)$, где формируется и корреляционное распределение интенсивности по спектру,

При смещении входного объекта на величину $(\Delta x; \Delta y)$ центр выходного сигнала распознавания на каждой спектральной частоте будет смещен на $\Delta x \cdot v/v'$ и $\Delta y \cdot v/v'$ соответственно, однако сигнал, формируемый при совпадении спектральных параметров, сместится из координаты $(b_x; b_y)$ также на величину $(\Delta x; \Delta y)$.

Проведен анализ дисперсионных корреляторов и определены требования к формированию обобщенного пространственного образа объекта, предназначенных для распознавания излучающих или рассеивающих объектов, двумя способами:

- только по спектру излучения (для линейчатых и протяженных спектров);
- по совокупности пространственных и спектральных параметров объекта (для линейчатых спектров).

Рассмотрена методика синтеза голографических фильтров, используемых в дисперсионных корреляторах в зависимости от параметров распознаваемых объектов. Осуществлены синтез фильтров и вывод на физический носитель.

Проведены тестовые эксперименты по корреляционному распознаванию излучающих объектов по их пространственным и спектральным параметрам с использованием в качестве фильтров синтезированных бинарных фурье-голограмм. Полученные экспериментальные результаты подтверждают применимость дисперсионных корреляторов к задачам распознавания излучающих объектов в реальном масштабе времени.

РЕАЛИЗАЦИЯ ИНВАРИАНТНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ С ЛИНЕЙНЫМ ФАЗОВЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ В СХЕМЕ КОРРЕЛЯТОРА ВАНДЕР ЛЮГТА В ВИДЕ БИНАРНЫХ ГОЛОГРАММ

Злоказов Е.Ю., Стариков Р.С., Шаульский Д.В.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

В работе представлены результаты исследований по реализации инвариантных корреляционных фильтров с линейным фазовым коэффициентом в виде бинарных голограмм в схеме оптоэлектронного коррелятора.

Применение современных пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) позволяет реализовывать обработку изображений в дифракционных оптических корреляторах с эквивалентной производительностью до 10^{13} операций в секунду и выше; столь высокие значения скорости обработки определяют интерес к подобным системам. Применение инвариантных корреляционных фильтров позволяет получить инвариантность корреляционного пика к различного рода искажениям входного изображения относительно эталонного и достичь таким образом больших эффективности и гибкости корреляционного распознавания. Одним из перспективных типов инвариантных корреляционных фильтров является составной корреляционный фильтр с линейным фазовым коэффициентом (КФ ЛФК, LPCC - Linear Phase Coefficient Composite filter). КФ ЛФК синтезируется из N эталонных изображений s_0, s_1, \dots, s_{N-1} , выбираемых исходя из требований к инвариантности¹:

$$h_{\text{ЛФК}(k)}^*(x, y) = \sum_{n=0}^{(N-1)} \exp(-j \frac{2\pi}{N} nk) s_n(x, y), k = 0, 1, \dots (N-1).$$

КФ ЛФК могут применяться для бинарных контурных изображений. КФ ЛФК обладают высокими характеристиками избирательности^{1,2}, кроме того, КФ ЛФК - единственный тип составного фильтра, не требующий инверсии матриц при синтезе и, следовательно «экономичен» в плане вычислительных затрат необходимых для синтеза. Как было предложено и экспериментально продемонстрировано, КФ ЛФК могут быть реализованы в схемах дифракционных оптических корреляторов в виде синтезированных Фурье-голограмм (голографических фильтров), формирующих соответствующие комплексные импульсные отклики корреляторов³⁻⁵. Наибольшей скоростью ввода отличаются бинарные ПВМС, соответственно возникает задача бинаризации голограммы. Бинаризация голограммы приводит к значительному

урезанию информации исходного КФ ЛФК, что может привести к потере избирательности работы коррелятора. В рамках этой проблемы были изучены возможности бинаризации голограмм при сохранении способности к распознаванию.



Рис.1. Эталонное и ложные (№1-3) изображения.

Были проведены синтез КФ ЛФК, обеспечивающего инвариантность к повороту эталонного изображения на входе в диапазоне 180 градусов и синтез соответствующих амплитудных или фазовых Фурье-голограмм³⁻⁵. Все расчёты проводились в среде MatLab 7.5. В качестве эталонного и ложных изображений были выбраны изображения рис.1. Изображения имеют одинаковую толщину контура, схожие детали и одинаковые линейные размеры, а также близки по мощности. Такой выбор эталонного и ложных изображений фактически задаёт порог распознавания при исследовании характеристик фильтров. Сравнение свойств фильтра и голограмм, показали, что полученная зависимость величины корреляционного пика от угла поворота изображения во входной плоскости системы для голограммы адекватна соответствующей зависимости КФ ЛФК. Зависимость интенсивности корреляционного пика от угла поворота входного изображения для голографического фильтра, представленного с полной точностью (256 градаций пропускания) показана на рис.2. Также было проведено моделирование работы коррелятора с КФ ЛФК, реализованными в виде Фурье-голограмм при применении голографических носителей с ограниченным динамическим диапазоном модуляции. На основе анализа среднеквадратического отклонения восстанавливаемых откликов голограмм, а также расчета корреляционных функций было установлено, что для полного сохранения значений корреляционного пика в выходной плоскости коррелятора достаточно сохранить не более 32 уровней градации пропускания голограммы; также было установлено, что ограничение количества уровней пропускания голограммы до величины, меньшей 16 может привести к потере распознавательных свойств голографического фильтра.

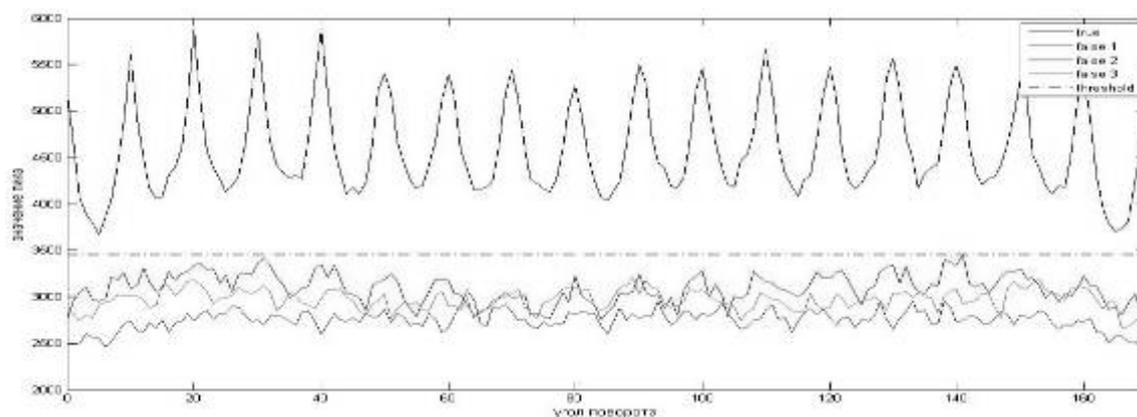


Рис.2. Зависимость интенсивности корреляционного пика от угла поворота входного изображения для голографического фильтра, представленного с полной точностью

Были исследованы стандартные методы прямой бинаризации: локальные методы Ниблэка и гистограмм, глобальный порог по уровням 0,5 и 0,75 и метод глобального

порога Отсу. В результате было установлено, что ни один из методов локальной бинаризации не пригоден для реализации голограммы в когерентном корреляторе изображений. Применение бинаризации по глобальному порогу как по уровню 0,5, так и по уровню 0,75 также не дало положительных результатов.

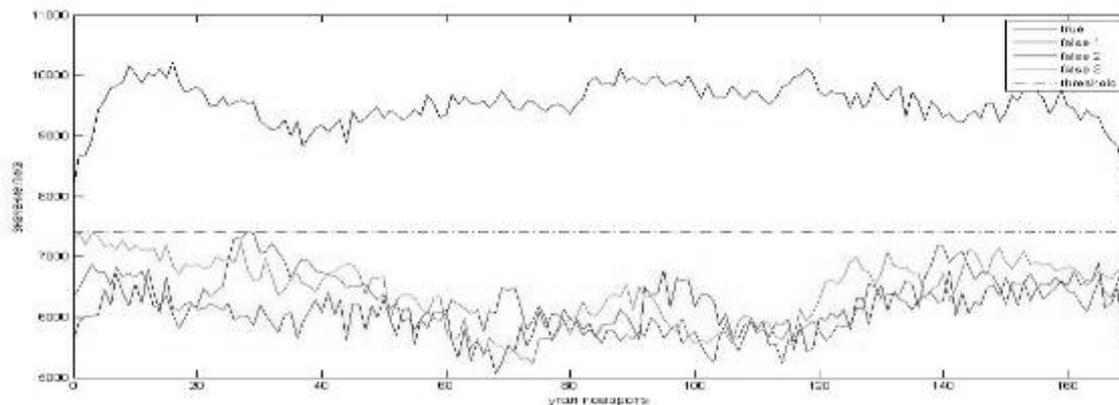


Рис.3. Зависимость интенсивности корреляционного пика от угла поворота входного изображения при бинаризации голограммы методом Отсу

Применение глобального метода бинаризации Отсу в данном конкретном случае позволило, как иллюстрируется Рис.3, отличить эталонное изображение от ложных, однако сделать общий вывод о сохранении такой возможности для других типов входных объектов представляется затруднительным; данный вопрос требует отдельного исследования. Наконец, говоря о прямой бинаризации голограммы, следует отметить возможность разработки специальных методов бинаризации голографического инвариантного фильтра, этот вопрос, впрочем, выходит за рамки данного исследования.

Было проведено исследование применения бинарного растривания для представления уровней градации пропускания голограммы. Использование бинарного растривания позволяет осуществлять реализацию фильтров с многоуровневой градацией пропускания с помощью бинарных ПВМС. Суть метода растривания заключается в представлении пикселя оригинального полутонового изображения с помощью чёрных и белых субпикселей. Размерность голограммы увеличивается пропорционально квадратному корню из числа представляемых уровней градации полутона. Количество субпикселей, а соответственно число уровней представления градаций пропускания определяет требования к ПВМС. Были получены зависимости величины корреляционного пика от угла поворота входного изображения для различного числа реализуемых уровней пропускания голограммы. Зависимость интенсивности корреляционного пика от угла поворота входного изображения при использовании растрового представления 17ти уровней пропускания голограммы показана на Рис.4. Полученные результаты показали, что в случае применения бинарного растривания для сохранения распознавательных способностей голографического фильтра необходимо использовать не менее 16 уровней пропускания.

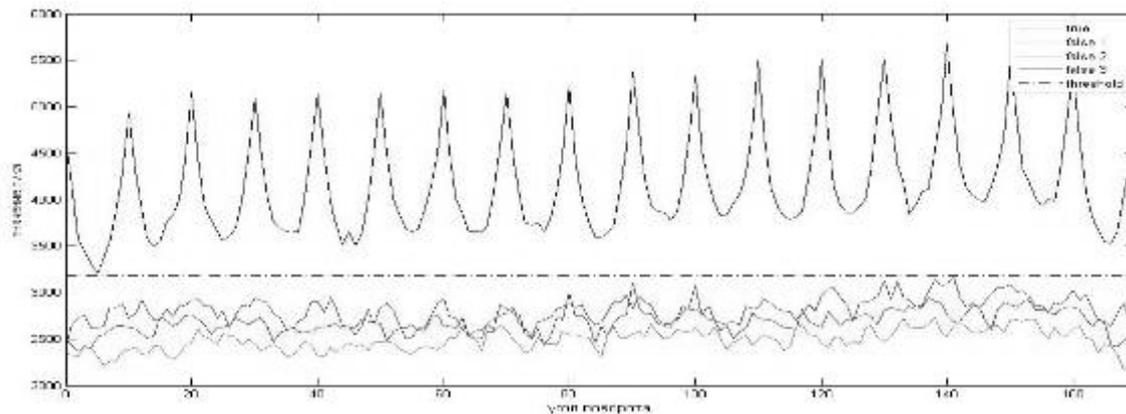


Рис.4. Зависимость интенсивности корреляционного пика от угла поворота входного изображения при использовании растрового представления 17 уровней пропускания голограммы

Таким образом, инвариантные корреляционные фильтры с линейными фазовыми коэффициентами могут быть реализованы в схеме коррелятора Вандер Люгта в виде синтезированных Фурье-голограмм с использованием бинарных голографических носителей. Применение для бинарного представления голографических фильтров стандартных методов прямой бинаризации (Ниблэка, гистограмм, глобального порога) не обеспечивает сохранения свойств инвариантных корреляционных фильтров с линейным фазовым коэффициентом. В ряде случаев возможно успешное применение бинаризации методом Отсу. Следует отметить также возможность разработки специальных методов прямой бинаризации голографического инвариантного фильтра. В случае использования для представления градации пропускания бинарного растривания для сохранения распознавательных способностей голографического фильтра необходимо использовать не менее 16 уровней пропускания.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» Министерства образования и науки РФ, а также при поддержке РФФИ.

1. L. Hasebrook, B. V. K. Vijaya Kumar, and L. Hostetler // *Opt. Eng.* **29**, 1990, 1033-1043.
2. Н.Н. Евтихийев, Р.С. Стариков и др // *Научноёмкие технологии*, **№5** 2005, 6, с.12-19.
3. Н.Н. Евтихийев, С.Н. Стариков и др // *Квантовая электроника*, **38**, №2, 2008, с.191-193.
4. N. N. Evtikhiev, et al. // *Optical memory & neural network* **18** No 3 2009 P. 141-150.
5. R. S. Starikov; E. Yu. Zlokazov // *Proc. SPIE*, **7358**, 2009, P.73580W.

МУЛЬТИФРАКТАЛЬНЫЙ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ МУЛЬТИПЛЕКСИРУЕМЫХ СИГНАЛЬНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

Мазурин В.Л.

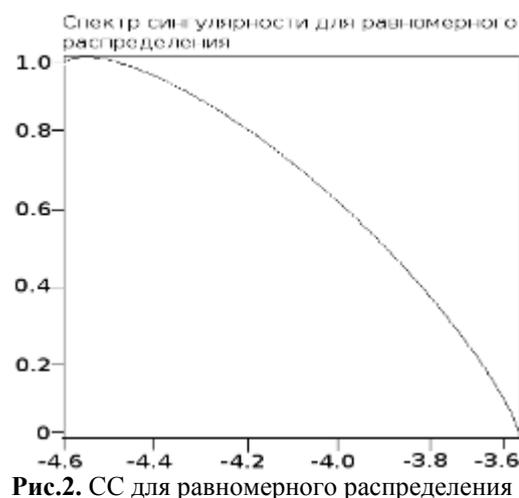
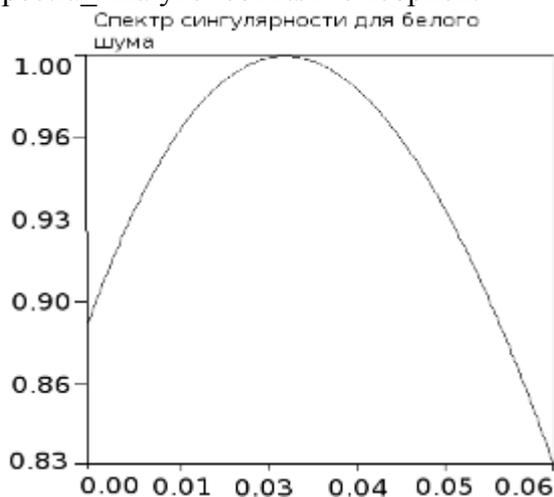
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

Изучены мультифрактальные характеристики для реального трафика, получена зависимость максимума спектра сингулярности от количества промежуточных узлов, исследовано влияние плотности потока на фрактальные характеристики.

В настоящее время, с развитием сети интернет, увеличивается объем данных, передаваемых между клиентами. Существующие модели описания потоков данных устаревают. В этих моделях появляется необходимость учитывать логику управления магистральными потоками, характеристики протоколов транспорта данных и прикладных сеансов. В современном мире стоят задачи поиска методов предотвращения перегрузок. Высокие скорости ретрансляции с группировкой серии кадров в длинные цуги делают практически бессмысленным покадровое описание потока. Разумным выходом из ситуации может быть разложение магистрального потока на совокупность сеансов, каждый из которых характеризуется тремя параметрами – временем зарождения, объемом переданных данных и длительностью.

Для анализа фрактальной размерности временного ряда, описывающего поток данных, а также нахождения спектра сингулярности, применяется метод максимумов модулей вейвлет преобразования (ММВП)¹. Причем спектр сингулярностей находится с помощью преобразования Лежандра. Анализ осуществляется в программе Spectra_Analyzer².

Для оценки области применимости программы Spectra_Analyzer были исследованы размерности белого шума (рис.1) и регулярного ряда (рис.2.) . Результаты Spectra_Analyzer совпали с теорией.



В среде OmNet++³ построена примитивная модель зарождения сеансов и проведены исследования спектров сингулярностей потоков в зависимости от интенсивности, распределений зарождения на клиентах, характеристик промежуточных

узлов сети. Были рассмотрены следующие виды распределений: Эрланга, смещенное Парето, равномерное, нормальное. Выявлено, что наиболее хорошо описывающим характеристики трафика является распределение Эрланга. Промежуточные узлы также влияют на характер потока в сети. Основными характеристиками промежуточного узла являются величина буфера – то есть количество данных, которые узел может запомнить, а также скорость обработки потока. В построенной модели был один промежуточный узел, который незначительно уменьшал значение α_{\max} . В системах с каскадом промежуточных узлов значения α_{\max} будут уменьшаться (сингулярность будет увеличиваться) в большей степени в зависимости от количества промежуточных узлов и их внутренних характеристик. С увеличением интенсивности потока значение α_{\max} в теоретической модели будет уменьшаться, что происходит и в экспериментальных исследованиях.

Таким образом, используя данный метод, можно с помощью одного параметра α_{\max} охарактеризовать поведение потоков в конкретном участке сети, предсказать поведение потоков в сетях с различным количеством промежуточных узлов для разных плотностей потока, а также рассмотреть сингулярность трафика в зависимости от внешних параметров.

1. Мультифрактальный анализ сложных сигналов. А.Н. Павлов, В.С. Анищенко, *УФН*, Август 2007, Том 177, №8.
2. Шелухин О.И., Осин А.В., Смольский С.М. Самоподобие и фракталы. Телекоммуникационные приложения. / Под ред. О.И. Шелухина. - М.: *ФИЗМАТЛИТ*, 2008.
3. <http://omnetpp.org>

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ КВАЗИДИСКРЕТНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА

Дроздов А.А., Козлов С.А., Трухин В.Н.*, Цыпкин А.Н.

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

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

Получен спектральный суперконтинуум шириной 90 нм в 30 см микроструктурированном волокне из 15 фс светового импульса. Экспериментально продемонстрирована возможность управления параметрами квазидискретного спектрального суперконтинуума, возникающего при интерференции таких импульсов со сверхширокими спектрами.

В работе ¹ было показано, что в результате интерференции фемтосекундных импульсов с линейной фазовой модуляцией может образовываться последовательность сверхкоротких импульсов с терагерцовой частотой повторения, которой соответствует квазидискретный спектральный суперконтинуум. Такие импульсы со сверхширокими спектрами могут служить перспективной основой для современных систем сверхбыстрой передачи информации.

В настоящей работе из 15 фс светового импульса Ti:S лазера в микроструктурированном волокне MC-38 длиной 30 см получен спектральный суперконтинуум шириной 90 нм. Средняя мощность излучения лазера с центральной длиной волны 800 нм составляла около 600 мВт. На рис. 1 представлен спектр такого излучения. Следует отметить, что полученный спектр имеет модулированную структуру из-за некогерентности лазерного излучения на выходе MC-волокна.

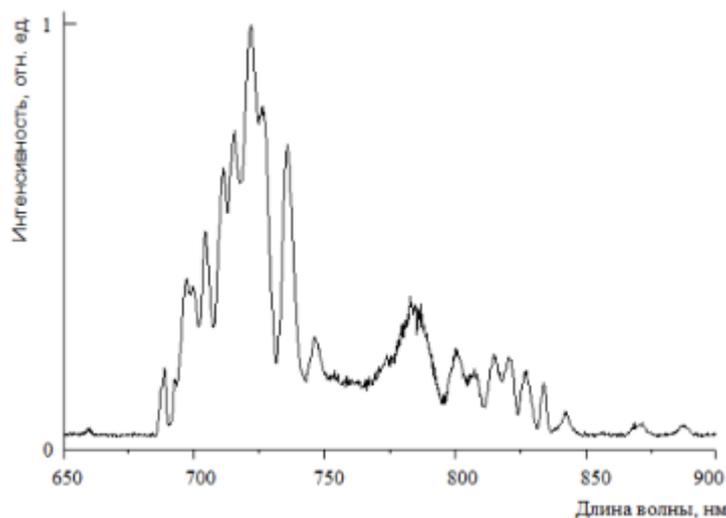


Рис. 1. Спектр излучения спектрального суперконтинуума, генерируемого импульсами титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 800 нм, начальной длительностью 15 фс и мощностью 600 мВт в MC-волокне длиной 30 см

Используемая в настоящем эксперименте лазерная система состояла из источника фемтосекундных импульсов (1), двух трехкоординатных микрометрических подвижек (2), объективов ЛОМО-20 (3) и ЛОМО-40 (4), микроструктурированного волокна (5), для генерации спектрального суперконтинуума, линии задержки и регистрирующего спектрографа (9). Схема установки представлена на рис. 2. Форма огибающей и спектр на входе волокна измерялись с помощью прямого восстановления электрического поля методом спектральной интерференции. Длительность и форма огибающей лазерных импульсов контролировались с помощью стандартного автокоррелятора.

Излучение, генерируемое фемтосекундной лазерной системой, заводилось в центральную жилу MC – волокна диаметром 9 мкм, установленного на трехкоординатной микрометрической подвижке. Для возбуждения волноводных мод в центральной жиле MC – волокна излучение накачки фокусировалось с помощью стандартного объектива ЛОМО-20. Длина перетяжки сфокусированного пучка накачки составила 6-8 мкм. Используемое в эксперименте волокно позволило получить генерацию спектрального суперконтинуума в области нормальной группой дисперсии.

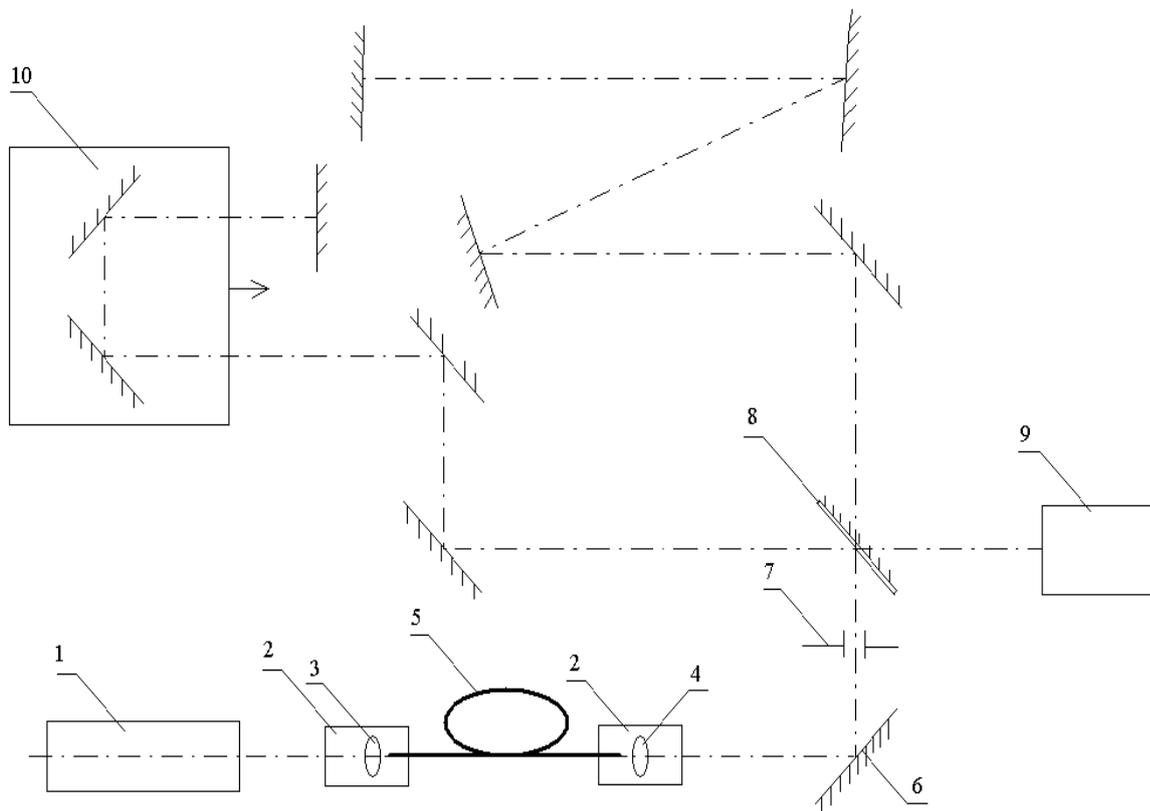


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для интерференции спектральных суперконтинуумов

Генерируемое на выходе из оптического волокна излучение со сверхшироким спектром выводилось с помощью стандартного объектива ЛОМО-40. Проходя через диафрагму (7), спектральный суперконтинуум попадал на линию задержки, образованную алюминиевыми зеркалами (6), спектральный диапазон отражения которых составлял 400 – 10000 нм. В качестве разделителя пучка (8) в интерферометре Майкельсона использовалось стандартное зеркало с коэффициентом отражения 50% на длине волны генерации фемтосекундного лазера (1). Электронная подвижка (10), обеспечивающая в эксперименте временную задержку между двумя интерферирующими импульсами, имела минимальный шаг 0,05 мкм, что составляет 0,17 фс. Временная задержка между интерферирующими импульсами в эксперименте составила 50 и 140 фс.

На рис. 3 показаны результаты интерференции двух спектральных суперконтинуумов, полученных в результате распространения фемтосекундного импульса в МС-волокне, для разных временных задержек.

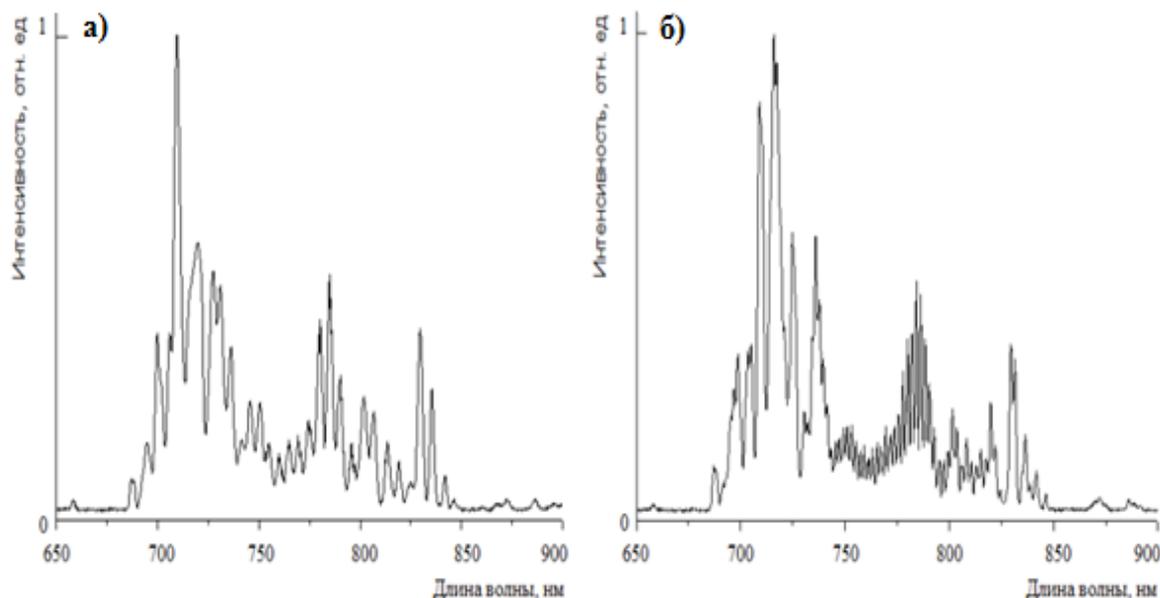


Рис. 3. Спектр двух интерферирующих фемтосекундных световых импульсов. Временная задержка между импульсами составляет: а) 50 фс, б) 140 фс

Из представленных результатов интерференции видно, что при увеличении временной задержки между интерферирующими фазовомодулированными импульсами наблюдается увеличение частоты повторения спектральных пиков.

1. А.А. Дроздов, Н.Р. Белашенков, С.А. Козлов, Ю.А. Шполянский, А.Н. Цыпкин, *Оптический журнал*, **75**, 3-8, (2008)

МОДЕЛЬ ОПТИЧЕСКОГО ТРАНЗИСТОРА И ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С УПРАВЛЯЕМЫМ ГИСТЕРЕЗИСОМ

Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И.

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

Рассматривается возможность использования ячейки с трехуровневыми атомами Λ -типа в качестве модели оптического транзистора. Изучена оптическая бистабильность, возникающая в результате охвата рассматриваемого элемента двумя петлями обратной связи.

Одной из ключевых проблем в информационных технологиях является увеличение скорости передачи и обработки информации. Для ее решения в настоящее время успешно используются различные оптические и оптоэлектронные системы, реализующие аналоги элементов электронных логических устройств. Функционирование новой элементной базы основывается на принципах классической и квантовой оптики, квантовой механики. Подробный обзор результатов, полученных в области оптических вычислений, дан в [1]. В работе [2] рассматривается реализация оптического процессора, преобразующего однофотонные состояния. Идея квантового одноатомного оптического транзистора изложена в [3].

В настоящей работе рассматривается возможность использования ячейки с трехуровневыми атомами Λ -типа (рис. 1а) в качестве модели оптического

транзистора. В частности, исследуется возможность управления электромагнитным полем одной частоты при помощи поля другой частоты. Изучается бистабильность [4], возникающая при охвате рассматриваемого нелинейного элемента двумя петлями обратной связи (рис.1б). Одной из первых теоретических работ, где изучалась возможность управления оптической бистабильностью на примере взаимодействия электромагнитного поля с атомами Λ -типа, является [5]. В [5] рассматривается система с одной петлей обратной связи. Экспериментальные результаты, касающиеся этого вопроса можно найти в [6]. Мы изучили возможности управления бистабильностью в случае двух петель обратной связи. Показано, что включение второй петли существенно увеличивает возможности управления параметрами режима бистабильности.

Моделью нелинейного элемента служит ячейка с атомами, энергетическая структура которых изображена на рис.1а. На атомных переходах действует электромагнитное поле:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 \exp(-i\omega_1 t) + \mathbf{E}_2 \exp(-i\omega_2 t) + c.c. \quad (7)$$

Символами Δ_1 и Δ_2 обозначены однофотонные отстройки. Оператор Гамильтона рассматриваемой оптической системы имеет следующий вид:

$$H(t) = H_0 - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \quad (8)$$

Здесь H_0 - гамильтониан атома в отсутствии взаимодействия, \mathbf{d} - оператор дипольного момента. Можно ввести вращающуюся систему координат, в которой гамильтониан (8) от времени не зависит:

$$H = \Delta_1 \sigma_{22} + (\Delta_1 - \Delta_2) \sigma_{33} + (\Omega_1 \sigma_{12} + \Omega_2 \sigma_{23} + k.c.) \quad (9)$$

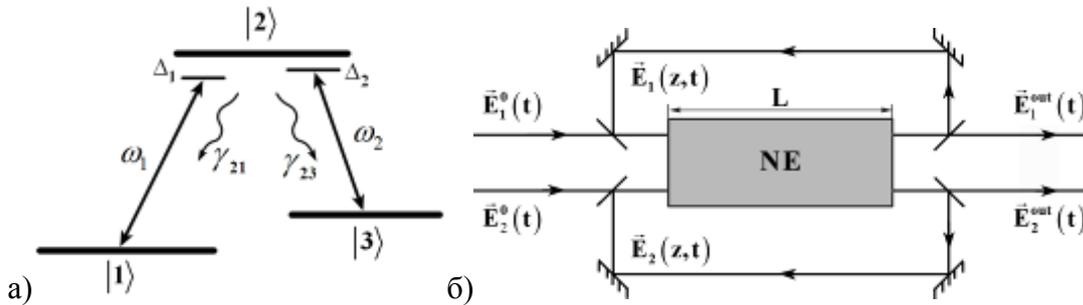


Рис. 1 а) Модель атома Λ -типа, взаимодействующего с электромагнитным полем; б) нелинейный элемент, охваченный двумя петлями обратной связи.

Здесь $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ - это атомные проекторы, Ω_1 , Ω_2 - частоты Раби действующих полей, Γ - супероператор релаксации. Для учета взаимного влияния полей, распространяющихся в нелинейной среде, будем решать в стационарном пределе квантовое уравнение Лиувилля:

$$\left[H, \rho^{st} \right] + i\Gamma \rho^{st} = 0 \quad (10)$$

Используя мнимые части недиагональных элементов стационарной матрицы плотности ρ^{st} , найдем коэффициенты поглощения для каждого поля в ячейке. На рис. 2 изображена зависимость интенсивности поля \mathbf{E}_2 на выходе от интенсивности поля \mathbf{E}_1 на входе. Из графика видно, что изменения слабого поля \mathbf{E}_1 приводят к сильным флуктуациям коэффициента поглощения для поля \mathbf{E}_2 .

Считая поля некогерентными, запишем систему нелинейных уравнений для интенсивностей, описывающую обратную связь (рис. 1б):

$$\eta_j(I_1^{in}, I_2^{in}) = -\frac{1}{R_j} + \frac{1}{R_j I_j^0} I_j^{in} \quad (11)$$

Здесь $\eta_j(I_1^{in}, I_2^{in})$ - коэффициенты поглощения на соответствующих переходах,

R_j - коэффициенты отражения полупрозрачных зеркал, I_j^{in} - интенсивность излучения попадающего в нелинейный элемент. Область, где существует больше одного решения системы (11), называется областью бистабильности. Эта область изображена на рис.2б в координатах интенсивностей полей на входе. Двумерная область параметров дает дополнительные возможности управления системой. Непрерывно меняя одновременно сразу оба значения интенсивностей полей на входе можно двигаться по данной области и получать различные параметры бистабильного режима.

Учет явлений переноса и интерференции в системе требует совместного решения волнового уравнения и квантового уравнения Лиувилля. Пусть \mathbf{E}_j^0 и \mathbf{E}_j^{out} ($j=1,2$) - значения электромагнитных полей на входе и на выходе соответственно, тогда

$$\mathbf{E}_j^{out}(t) = \sqrt{T_j} \mathbf{E}_j(L, t), \quad \mathbf{E}_j(0, t) = \mathbf{E}_j^0(t) + R \mathbf{E}_j(L, t - \Delta t) \quad (12)$$

Уравнение эволюции полей в системе:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_j}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial \mathbf{E}_j}{\partial t} = -\frac{k}{2\varepsilon_0} \text{Im} \mathbf{P}_j \quad (13)$$

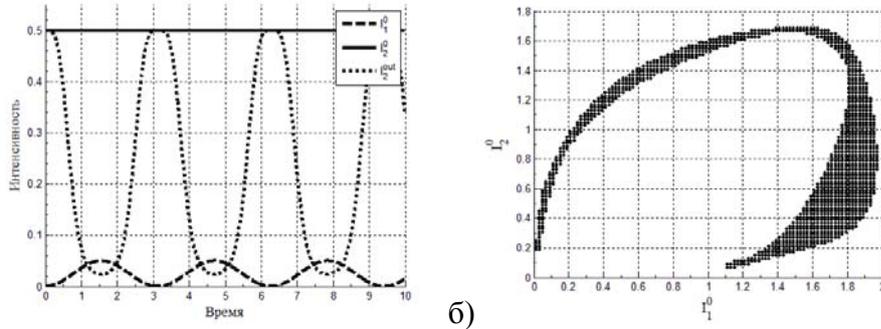


Рис. 2 а) Модуляция интенсивности поля \mathbf{E}_2 полем \mathbf{E}_1 : сплошная линия обозначает интенсивность поля \mathbf{E}_2 на входе, штриховая линия – интенсивность модулирующего поля, точечная линия - интенсивность поля \mathbf{E}_2 на выходе; б) область бистабильности – множество значений интенсивностей входных полей, при которых система (11) имеет несколько решений.

Здесь v - скорость распространения излучения в ячейке, \mathbf{P}_j - вектор поляризации, индуцированной полем частоты ω_j :

$$\mathbf{P}(z, t) = \mathbf{P}_1(z, t) \exp(-i\omega_1 t) + \mathbf{P}_2(z, t) \exp(-i\omega_2 t) + c.c., \quad (14)$$

$$\mathbf{P}_1 = N \cdot \mathbf{d} \cdot \rho_{21}, \quad \mathbf{P}_2 = N \cdot \mathbf{d} \cdot \rho_{23}. \quad (15)$$

N - концентрация атомов в ячейке, а ρ - решение нестационарного уравнения Лиувилля с гамильтонианом (8):

$$i\frac{\partial}{\partial t}\rho(t)=[H,\rho(t)]+i\Gamma\rho(t), \rho(0)=|1\rangle\langle 1| \quad (16)$$

Учет временных задержек в петлях обратной связи, а также использование импульсного режима позволяет получить довольно сложную картину взаимодействия двух оптических сигналов. Так, например, вводя временную задержку между входящими импульсами, в зависимости от времени релаксации атомов ячейки и перекрывания импульсов можно получать различные режимы бистабильности, управляя величиной этой задержки. Данную модель, однако, нельзя считать полной без исследования влияния шумов, которые играют существенную роль при выборе траектории развития системы в точке ветвления. В свете последних теоретических и экспериментальных достижений в области реализации квантовой обратной связи интерес также представляет рассмотреть эволюцию квантованных полей и гистерезис в системах, подобных вышеописанной.

1. Р. Аппатун, *Оптические вычисления*, М.: Мир, -441 с, (1999)
2. L. Chuang, Y. Yamamoto, *Phys. Rev. A*, **52**, 3489-3496, (1995).
3. J. Hwang, M. Pototschnig, R. Lettow, et. all, *Nature*, **460**, 76-80, (2009).
4. Н.Н.Розанов, Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах, М.: Наука. Физматлит, 336 с, (1997).
5. W. Harshawardhan, G.S. Agarwal, *Phys. Rev. A*, **53**, No. 3, 1812-1817, (1996).
6. H. Wang, D.J. Goorskey, M. Xiao, *Phys. Rev. A*, **65**, 011801-1-4, (2001).

СПОСОБ ОРГАНИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ **Федоров С.В., Блохин С.А.* , Карачинский Л.Я.***

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

* Санкт-Петербургский Академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, Санкт-Петербург, Россия

На основе экспериментальной ватт-амперной кривой лазера рассчитаны энергетические характеристики лазера с насыщающимся поглотителем на квантовых точках. Показано, что для достижения бистабильного режима генерации, позволяющего реализовать схему чисто оптической памяти, необходимо доминирование столкновительного механизма релаксации, и захвата носителей квантовой точкой из смачивающего слоя.

Создание быстрой оптической памяти с возможностью параллельной обработки информации остается одним из быстро развивающихся направлений полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур с инжекционным способом накачки¹. Недавняя экспериментальная демонстрация² генерации и управления солитонами в системе двух связанных вертикально-излучающих лазерах (ВИЛ), один из которых работает выше, а другой – ниже порога генерации, существенно продвинула реализацию теоретических разработок двух последних десятилетий^{3,4}. Наиболее интересным для оптической памяти является переход к использованию монолитных ВИЛ с насыщающимся поглощением. В работе⁵ впервые продемонстрирована

непрерывная генерация ниже порога зажигания на части апертуры (солитонный режим) в монолитном ВИЛ на основе квантовых ям. Более предпочтительным для обработки информации является использование лазеров на самоорганизованных квантовых точках (КТ), которые имеют существенно более низкий порог зажигания генерации, и позволяют управлять устойчивостью солитонов⁶. Однако модель кинетики носителей в полупроводниковых ВИЛ существенно отличается от обычной, и может меняться при изменении длины волны резонансной моды. Для приближения к экспериментальной ситуации в кинетические уравнения необходимо ввести фактор Паули, учитывающий заполнение уровней фермионами (электроны и дырки), и столкновительный механизм релаксации носителей в квантовых точках.

За основу была взята модели кинетики носителей из работы⁷, для скоростей рекомбинации используется только оценка по отношению к времени жизни фотона в резонаторе. Значения скоростей захвата носителей квантовыми точками взяты из экспериментальных работ⁸⁻¹⁰. Если основная мода резонатора настроена на возбужденное состояние экситона в квантовой точке, процесс захвата носителей из смачивающих слоев носит преимущественно столкновительный характер ($a = 2$). В случае генерации с основного состояния экситонов процесс захвата определяется столкновениями с фононами ($a = 1$). Согласно [8], значение $b = 1$ соответствует рекомбинации электронов (дырок) на примесях или границах активной зоны, $b = 2$ описывает спонтанную эмиссию в результате аннигиляции электронов и дырок, $b = 3$ соответствует аннигиляции в результате столкновений.

В работе рассмотрены фононный и столкновительный механизмы релаксации носителей, важных для эксперимента. Получены выражения для интенсивности насыщения и коэффициентов усиления/поглощения слабого сигнала, и их асимптотические зависимости от тока накачки. При этом учтен фактор ограничения заполнения носителями – фермионами, и возможность быстрого захвата носителей КТ, что приводит к отличиям от двухуровневой модели насыщения. Впервые рассчитаны энергетические характеристики в режиме бистабильной генерации, позволяющие реализовать его в монолитном полупроводниковом лазере микронного размера. При этом активные и пассивные слои лазера могут состоять из одних и тех же КТ. Показано, что для работы лазера с насыщающимся поглотителем в бистабильном режиме генерации предпочтителен выбор резонансной моды, настроенной на возбужденное состояние экситона, где доминирует столкновительный механизм релаксации.

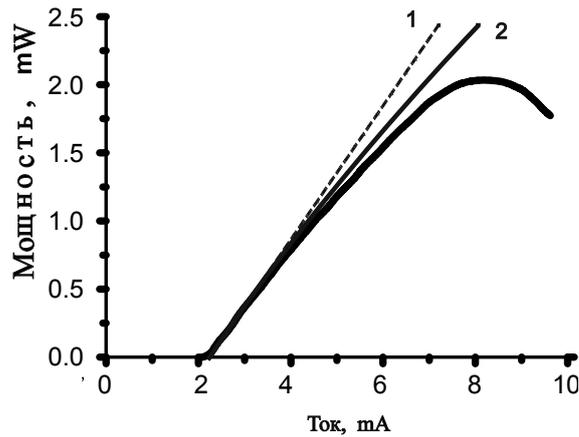


Рис. 1 Экспериментальная ватт-амперная характеристики ВИЛ на основе InAs КТ с диаметром токовой апертуры $12\ \mu\text{m}$. Расчетные кривые (1,2) подогнаны под эксперимент для выходной мощности $P = 0.5\ \text{mW}$, и тока $I = 3.2\ \text{mA}$. Размерность тока задается значениями порогового тока $I_{\text{thr}} = 2.2\ \text{mA}$, и плотностью тока прозрачности $J_{\text{TГ}} = 100\ \text{A}/\text{cm}^2$. Прерывистая линия (1) соответствует фоновому механизму релаксации, сплошная (2) - столкновительному.

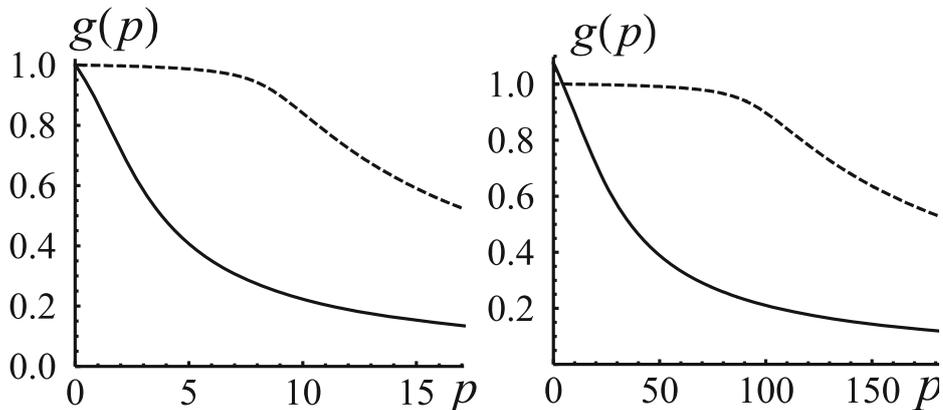


Рис.2 Сравнительная зависимость насыщающегося коэффициента усиления $g(p)$ от относительной величины интенсивности излучения для двух значений тока накачки $J_{\text{thr}} / J_{\text{TГ}} = 1$ (слева), 10 (справа). Прерывистая линия соответствует фоновому механизму релаксации, сплошная - столкновительному.

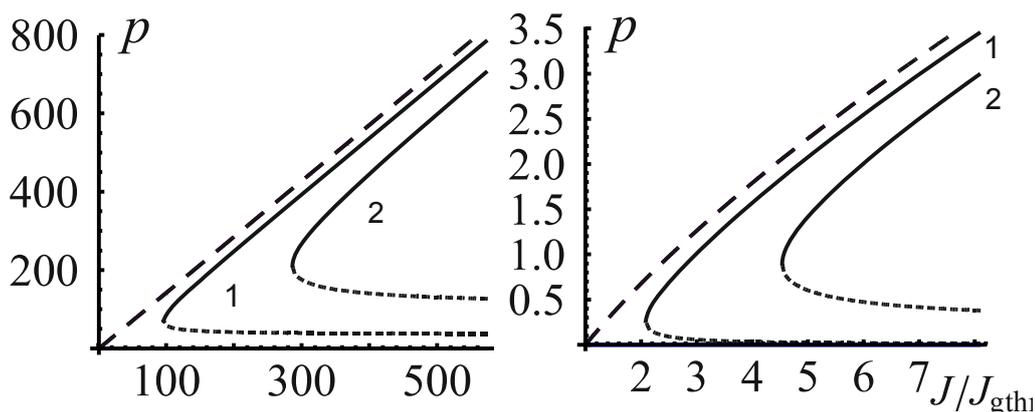


Рис.3 Гистерезисная зависимость интенсивности излучения p внутри резонатора (в единицах интенсивности насыщения излучательного перехода) от превышения над порогом генерации J_{gthr} плотности тока накачки J для лазера с поглотителем (сплошные линии), и лазера без поглотителя (штриховые). Точечными линиями обозначена неустойчивая ветвь гистерезиса. График слева соответствует фоновому механизму релаксации, справа – столкновительному. Величина порогового тока для лазера с поглотителем, $I_{\text{gthr}} = 2.2 \text{ mA}$, и без него $I_{\text{athr}} = \infty$, Число активных $N_g = 9$, и пассивных слоев, $N_a = 1$ для кривой (1), и $N_a = 3$ для кривой (2).

1. N. N. Ledentsov, D. Bimberg, and Zh.I. Alferov, *JLT*, **26**, №11, 1540-1555 (2008).
2. P. Genevet, S. Barland, J.R. Tredicce, etc., *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 123905 (2008).
3. N.N. Rosanov, S.V. Fedorov, A.N. Shatsev, In "Dissipative solitons: from optics to biology and medicine". Eds. Akhmediev N., *Lect. Notes Phys.* **751**, 93 (2008).
4. Н.Н. Розанов, С.В. Федоров, А.Н. Шацев, *Опт. и Спектр.*, **102**, № 3, 496-503 (2007).
5. T. Elsass, R. Kuszelewicz, etc., *Appl. Phys. B*, **98**, №2-3, 327-331 (2010).
6. С.В. Федоров, *Опт. и Спектр.*, **106**, №4, 633–638 (2009).
7. Erneux T., Mandel Paul, etc. *Phys. Rev. A*, **76**, 023819 (2007).
8. Piwonski T., Uskov A., etc. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 122108 (2007).
9. Piwonski T., Mandel Paul, etc. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 123504 (2009).
10. Erneux T., Mandel Paul, etc. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 113501 (2009).

КРИТЕРИИ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ ЧАСТИЦ

Демин В.В., Каменев Д.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия

Предложены и исследованы количественные критерии качества голографических изображений частиц – граничный контраст и граничный перепад. Приведены примеры их использования при определении глубины сцены, требований к разрядности ПЗС-камеры.

Одним из применений голографии является бесконтактное определение параметров частиц (размеры, форма, координаты), взвешенных в газовой или жидкой

среде. Подобные задачи актуальны при исследовании аэрозолей в атмосферной оптике ^{1,2}, двухфазных потоков ³, планктона ⁴ и др. Количественные критерии качества голографического изображения частиц в цифровой голографии необходимы для объективного определения плоскости наилучшего восстановления, сравнения различных алгоритмов восстановления изображения и фильтрации шумов, оценки глубины сцены для камер с заданными параметрами. Отметим, что в большинстве традиционно используемых методов ⁵ для оценки качества изображения его сравнивают с идеальным изображением (или объектом). В рассматриваемом случае такой подход неприменим, поскольку в распоряжении экспериментатора имеется только изображение, восстановленное с голограммы.

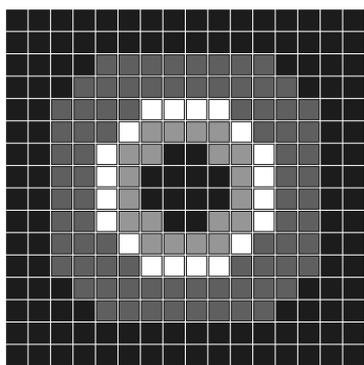


Рис.1. Пример выделения внутренней и внешней областей (серый цвет) вдоль границы частицы (белый цвет). Граница включается во внутреннюю область

Поскольку для определения параметров частицы и последующей идентификации необходимо с заданной точностью определять границу ее голографического изображения, в настоящей работе предлагаются следующие критерии: средний контраст изображения на границе с фоном (далее - граничный контраст) и средний перепад интенсивности на границе с фоном (далее – граничный перепад). Вдоль границы изображения частицы (рис.1, белый цвет) выделяются внешняя и внутренняя полосы (области) заданной ширины (рис.1, изображены серым). Процедура определения положения границы представляет собой отдельную задачу, которая в данной работе не описана. Отметим лишь, что граница включается во внутреннюю область.

Отметим также, что ширина выделенных областей должна быть много меньше размеров изображения частицы, чтобы характеризовать непосредственно резкость границы.

Граничный контраст рассчитывается как $K = I_{in} / I_{out}$, граничный перепад – как $\Delta I = (I_{in} - I_{out}) / I_{max}$, где I_{in} , I_{out} - средние интенсивности для внутренней и внешней областей, I_{max} – максимальная интенсивность в кадре.

В работе проведено тестирование этих критериев на бинарных изображениях модельных частиц. Контролируемое ухудшение качества производилось путём применения сглаживающего фильтра (размер маски 7x7) задаваемое количество раз (от 1 до 20), а также наложением равномерно распределенного шума с различной амплитудой (в интервале 10-100% от максимальной интенсивности изображения). Тестирование показало, что наиболее приемлемым критерием качества является граничный контраст, поскольку он имеет высокую чувствительность и к размытию границы, и к зашумлённости изображения.

Для определения допустимых количественных значений критериев качества численно моделировался процесс записи цифровых голограмм на ПЗС-камеру «Видеоскан 2020» (пиксель 7.4 мкм, ПЗС-матрица 1600x1200 пикселей) для частиц различной формы (круг, эллипс, квадрат, прямоугольник, равносторонний треугольник, шестиугольник), но одинаковой площади сечения 40000 мкм², после чего с этих голограмм восстанавливались изображения. Алгоритм восстановления цифровых голограмм достаточно подробно описан в литературе (см., например, работу ⁴) и

основан на расчете дифракционного интеграла в приближении Френеля. Расстояния регистрации голограмм составляли от 200 до 800 мм с шагом 50 мм.

Для каждого из восстановленных изображений выделялись граница, внутренняя и внешняя области, рассчитывались значения граничного контраста, граничного перепада, а также длина границы и площадь изображения частицы. Удовлетворительным считалось изображение частицы, при котором форма исходной частицы и ее голографического изображения отличались не более чем на 5% (это означает, что площадь и длина границы сечения частицы в предметном кадре и восстановленном изображении отличались не более чем на 5%). Результаты исследований показали, что, выполнение этого условия обеспечивается при граничном контрасте более 1.85 или граничном перепаде более 0.185. Для удобства пользования эти значения можно ужесточить до 2 и 0.2 соответственно. Очевидно, что при повышении требований качества (например, допустимое отличие формы частицы на 1%) изменятся и допустимые значения граничного контраста и перепада.

С использованием введенных критериев качества проведена оценка глубины сцены (максимального расстояния между частицей и плоскостью регистрации голограммы) для частиц различной формы с одинаковой площадью сечения. Оценка проводилась путем численного моделирования записи цифровых голограмм на вышеупомянутую камеру «Видеоскан-2020» и последующего восстановления. Результаты численных экспериментов приведены на рис. 2. Форма частицы указана у соответствующей строки диаграммы. Вытянутые частицы ориентированы большим размером (треугольник – высотой) вертикально, вдоль короткой стороны ПЗС-матрицы, обозначение «пов» указывает, что соответствующая частица повернута на 90°. Обозначения типа «1x4» показывают соотношение короткой и длинной сторон прямоугольника, полуосей эллипса, диагоналей ромба.

Из данных, приведенных на рис. 2, можно предположить, что, начиная с некоторых расстояний, при восстановлении голографических изображений теряется информация о частицах (или деталях) определенных форм. В последующем предполагается экспериментальная проверка этого предположения, а также учет собственных шумов ПЗС-матрицы.

В аналогичном численном эксперименте проведена оценка влияния разрядности используемой ПЗС-камеры на качество изображений. Показано, что при использовании 10 разрядной камеры для голографической регистрации частиц вышеуказанных форм и размеров на расстояниях от 200 до 500 мм граничный перепад ухудшается не более чем на 0,01%, а граничный контраст - не более чем на 0,1% по отношению к не квантованному изображению. При использовании 8 разрядной камеры – на 6% и 15% соответственно.

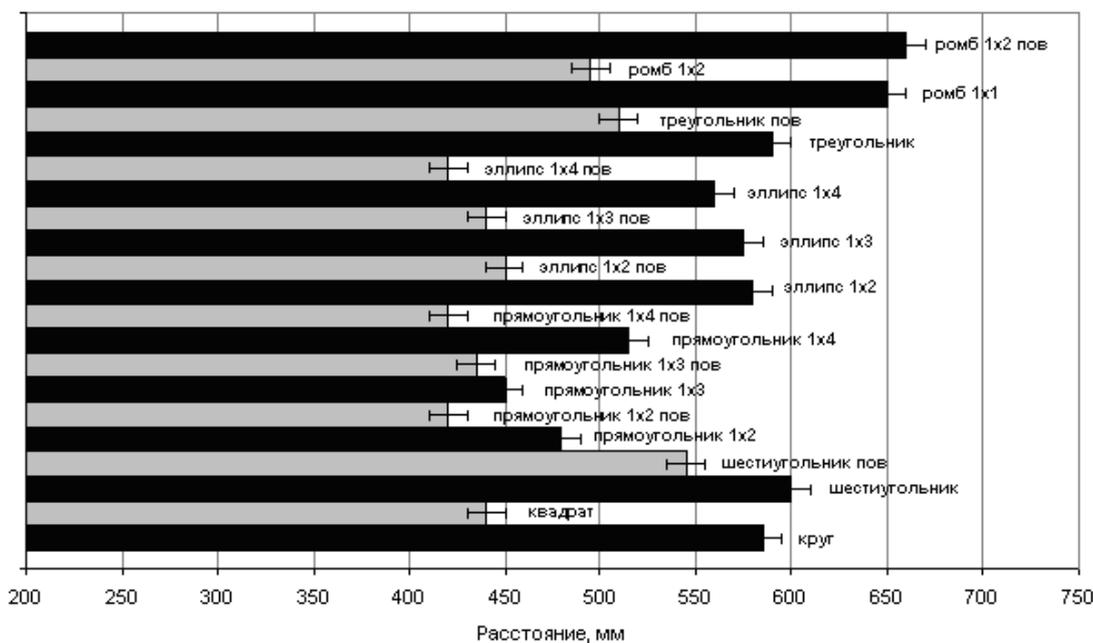


Рис. 2. Глубина сцены для частиц различной формы при граничном контрасте 1.85. Обозначение «пов» указывает, что частица повернута на 90°, обозначения типа «1x4» показывают соотношение сторон прямоугольника, полуосей эллипса, диагоналей ромба

Рассмотренные примеры подчеркивают целесообразность и эффективность использования предложенных критериев качества.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, государственный контракт П1736.

1. В.В. Демин, С.Г. Степанов, *Оптика атмосферы и океана*, **13**, № 9, 833-836, (2000).
2. J. P. Fugal, R.A. Shaw, *Atmos. Meas. Tech.*, **2**, 259-271, (2009)
3. Шорин В.П., Журавлёв О.А., Логак Л.Г. и др., *ПТЭ*, № 5, 158-161, (1985).
4. В.В. Демин, А.С. Ольшук, Е.Ю. Наумова, Н.Г. Мельник, *Оптика атмосферы и океана*, **21**, №12, 1089-1095, (2008).
5. А.А. Грищенко, *Электронный ресурс САТИ ИАЭТ СО РАН*, http://www.sati.archaeology.nsc.ru/gr/texts/image_process/index.html, (2003).

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕДАЧИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОЙ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ЗВУКЕ

Мачихин А.С., Пожар В.Э.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
Москва, Россия

Рассмотрена задача передачи изображения, переносимого световым пучком, при коллинеарной дифракции последнего на акустической волне в одноосном кристалле. В общем виде получены формулы, описывающие трансформацию изображения, передаточную функцию и основные параметры коллинеарных акустооптических фильтров. Результаты проведенного моделирования подтверждены экспериментальными данными.

Коллинеарная акустооптическая дифракция представляет собой тип когерентного рассеяния света на объемной динамической дифракционной решетке, созданной ультразвуковой волной, при котором волновые векторы падающего \vec{k}_i и дифрагированного \vec{k}_d света и звука \vec{k}_s связаны условием синхронизма $\vec{k}_i + \vec{k}_s \cong \vec{k}_d$ и коллинеарны. В этой геометрии длина взаимодействия волн может быть большой (до 20 см), ограничиваясь лишь длиной L_x кристалла, что позволяет достичь более высокого спектрального разрешения $\lambda/\Delta\lambda \sim L_x$ и снизить управляющую мощность ультразвука $P \sim (1/L_x)^2$ [1]. Если взаимодействие происходит в плоскости симметрии кристалла (рис. 1), то угловая ширина синхронизма может достигать величины несколько градусов по обеим координатам. Поэтому коллинеарные акустооптические (АО) фильтры находят широкое применение в задачах передачи и обработки изображений. Как экспериментально показано в [2], именно в данной геометрии пространственные искажения, вызванные дифракцией, минимальны (менее 1% для SiO_2).

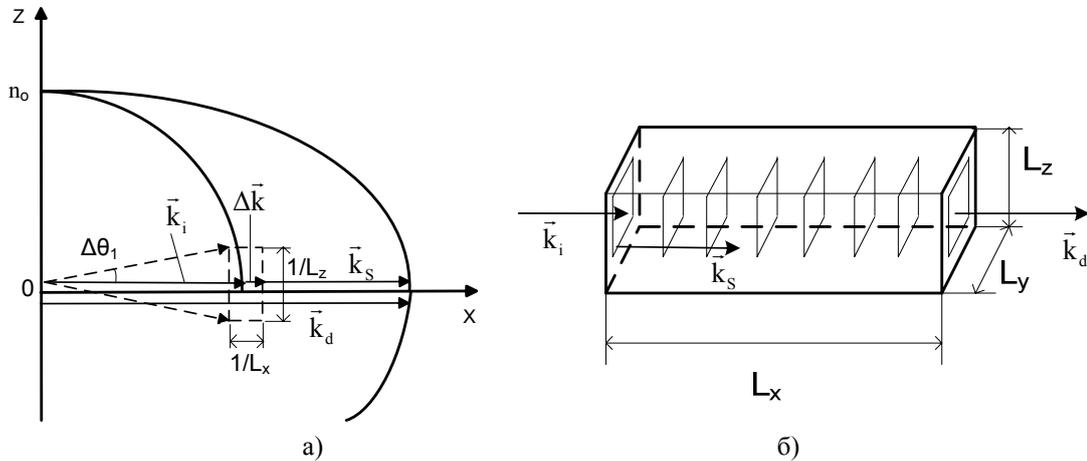


Рис. 1. Коллинеарная геометрия АО взаимодействия

а) волновая диаграмма в полярной плоскости (пунктирный прямоугольник – допустимая область волновой расстройки); б) схема АО ячейки (L_y , L_z – размеры столба ультразвука)

Несмотря на то, что коллинеарный тип АО дифракции достаточно хорошо изучен, а коллинеарные АО фильтры для передачи изображений давно используются во многих устройствах, задача аналитического описания пространственных деформаций изображения до сих пор не была решена. А именно описанные в литературе выражения, как правило, справедливы лишь в приближении малого двулучепреломления $d\epsilon/\epsilon \ll 1$ и относятся только к плоскостям симметрии кристалла.

В настоящей работе впервые в явном виде получены формулы описывающие в наиболее общем случае закон трансформации изображения $\Delta\psi_1(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2)$ и $\Delta\psi_2(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2)$, передаточную функцию $T(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2)$, а также основные параметры АО фильтра – угловую апертуру $\delta\theta$ и спектральную полосу пропускания $\delta\lambda$. Здесь и далее все угловые координаты падающего пучка $\Delta\theta$ и дифрагированного пучка $\Delta\psi$ отсчитываются от главного луча этих пучков, а индексы 1 и 2 относятся к полярной (XZ) и азимутальной (XY) плоскостям соответственно.

Как следует из [2], при коллинеарной АО дифракции в одноосном кристалле направление дифракции световых волн и соответствующая величина волновой расстройки $\Delta k = \vec{k}_i + \vec{k}_s - \vec{k}_d$ описываются следующими формулами

$$\Delta\psi_1(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2) = \arctg\left(\frac{\xi(\Delta\theta_1)\sin\Delta\theta_1}{\sqrt{\xi^2(\Delta\theta_1)\cos^2\Delta\theta_1 + \eta^2 - 2\eta \cdot \xi(\Delta\theta_1)\cos\Delta\theta_1\cos\Delta\theta_2}}\right), \quad (1)$$

$$\Delta\psi_2(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2) = \arctg\left(\frac{\xi(\Delta\theta_1)\cos\Delta\theta_1\sin\Delta\theta_2}{\xi(\Delta\theta_1)\cos\Delta\theta_1\cos\Delta\theta_2 - \eta}\right), \quad (2)$$

$$\Delta k(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2) = \left(\sqrt{(\xi(\Delta\theta_1) - \eta)^2 + 2\eta\xi(\Delta\theta_1)(1 - \cos\Delta\theta_1 + \cos\Delta\theta_1(1 - \cos\Delta\theta_2))} - 1\right)k_0, \quad (3)$$

где $\xi(\Delta\theta_1) \equiv n_e / (n_o^2 \cos^2 \Delta\theta_1 + n_e^2 \sin^2 \Delta\theta_1)^{1/2}$.

Выражения (1-2) позволяют вычислять и анализировать искажения изображения при коллинеарной широкоугольной АО фильтрации (рис. 2, б), что дает возможность оптимизировать характеристики АО фильтров [2]. На рис. 2 представлена рассчитанная спектральная зависимость искажения изображения $\Delta\psi_1(\Delta\theta_1) - \Delta\theta_1$. Отличие этой кривой от 0 показывает наличие монохроматических aberrаций, а спектральная зависимость – наличие хроматических aberrаций.

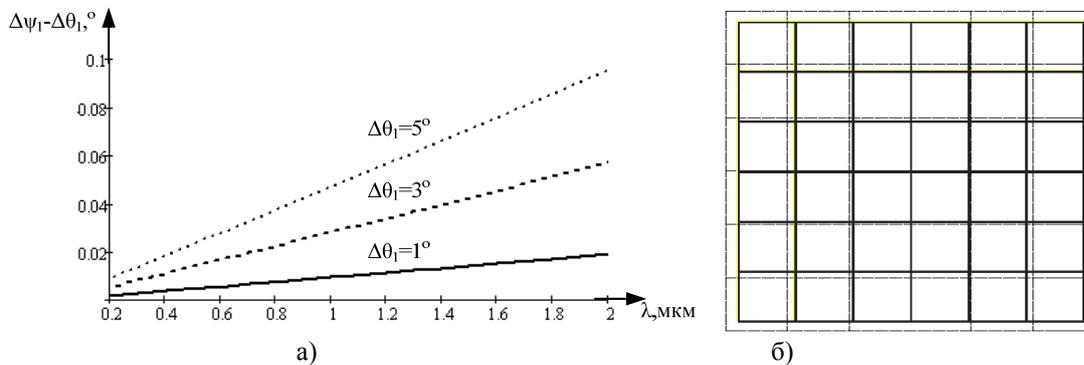


Рис. 2. Искажения изображения, вносимые коллинеарным АО фильтром из SiO₂
 а) Спектральная зависимость $\Delta\psi_1(\Delta\theta_1) - \Delta\theta_1$ при $\Delta\theta_2 = 5^\circ$;
 б) Объект (жирная линия) и его рассчитанное изображение ($\lambda = 633$ нм, $|\Delta\theta_{1,2}| < 5^\circ$)

Выражение (3) позволяет построить передаточную функцию коллинеарного АО фильтра (рис. 3) по интенсивности, которая в одномерной модели дифракции определяется как $T(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2, \lambda) \propto (\Gamma L_x)^2 \text{sinc}^2\left(\sqrt{\Gamma^2 + (\Delta k(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2, \lambda))^2} \cdot L_x / \pi\right)$ [3], где $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x) / (\pi x)$, $\Gamma \approx (1/4)(d\epsilon/\epsilon)k_i$, $d\epsilon$ – амплитуда модуляции диэлектрической проницаемости ϵ .

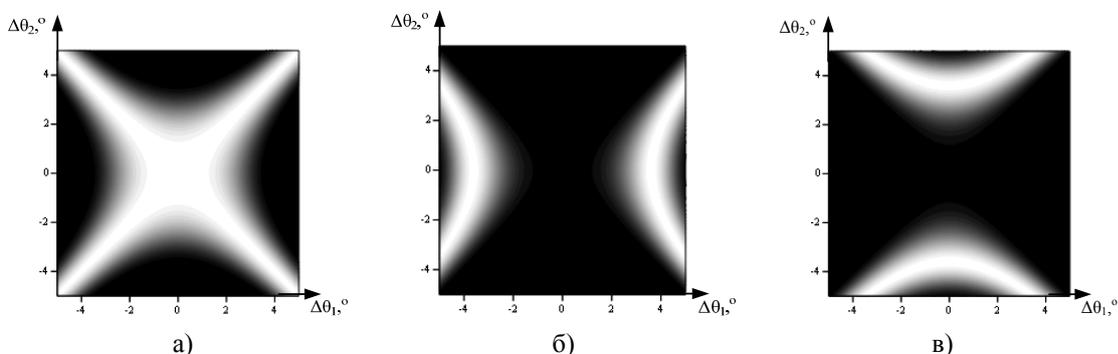


Рис. 3. Передаточная функция $T(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2)$ для АО фильтра из SiO₂ ($\lambda = 633$ нм, $L = 10$ см)
 а) $\Lambda = \Lambda_s$; б) $\Lambda = 0,998 \Lambda_s$; в) $\Lambda = 1,002 \Lambda_s$ ($\Lambda_s = 69,6$ мкм)

Поскольку размеры области АО взаимодействия определяются размерами акустического пучка $L_x \times L_y \times L_z$, то допустимая волновая расстройка $\vec{\Delta k}$ по каждой из координат обратно пропорциональна соответствующему размеру: $\Delta k_\alpha \approx \beta/L_\alpha$ ($\alpha = x, y, z$). Ниже эмпирически положено $\beta \approx 0,8\pi$, т.к. это значение получается в упрощенных моделях [3]. Угловая полуширина синхронизма $\delta\theta_{0,5}$ находится из выражения (2) с учетом того, что при коллинеарной АО дифракции $L_x \gg L_{y,z}$: $\delta\theta_{0,5} = \arccos(1 - 0,8\lambda n_o / (L_x n_e \Delta n)) \approx (0,8\lambda / (L_x n_e \Delta n))^{1/2}$, где $\Delta n = n_e - n_o$. Полная угловая апертура АО фильтра в воздухе $\delta\theta = 2n_e \delta\theta_{0,5}$. Аналогично из (3) получается выражение для спектральной полосы синхронизма $\Delta\lambda = 0,8\lambda^2 / (L_x \Delta n)$.

Форма функции $T(\Delta\theta_1, \Delta\theta_2)$ на рис. 3, а также полученные выражения для угловой апертуры и полосы пропускания коллинеарного АО фильтра в приближении малости углов $\Delta\theta_1$ и $\Delta\theta_2$ и двулучепреломления ($\Delta n/n_o \ll 1$) соответствуют расчетам и экспериментальным данным, приведенных в литературе [4].

Полученные в настоящей работе зависимости позволяют в общем виде (при любой величине $\Delta\theta$) вычислять и анализировать искажения, вносимые в изображение при коллинеарном АО взаимодействии, и оптимизировать параметры коллинеарных АО фильтров.

1. Harris S.E., Wallace R.W., *J. Opt. Soc. Amer.*, **59**, № 6, 744-747, (1969).
2. Мачихин А.С., Пожар В.Э., *ЖТФ*, **80**, № 10, (2010). В печати.
3. Ананьев Е.Г., Пожар В.Э., Пустовойт В.И., *Опт. и спектр.*, **62**, 159-165, (1987).
4. Балакший В.И., Манцевич С.Н., *Опт. и спектр.*, **103**, № 2, 831-837, (2007).

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЗОНАНСНЫХ ПРИМЕСЯХ В РЕЖИМЕ САМОФОКУСИРОВКИ

Бугай А.Н, Сазонов С.В.*

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

*Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

Исследуется влияние эффекта самофокусировки лазерного импульса на процесс генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления при взаимодействии с резонансными примесными центрами.

Одним из наиболее эффективных методов генерации широкополосного терагерцового излучения является метод оптического выпрямления. Суть данного явления состоит в генерации излучения на разности крайних частот спектра фемтосекундного лазерного импульса в квадратично-нелинейной среде. Условием эффективного протекания такого процесса является равенство групповой скорости фемтосекундного оптического импульса фазовой скорости в терагерцовой области частот, что в некоторых средах затруднительно реализовать в коллинеарном режиме.

В работе¹ показано, что резонансное взаимодействие лазерного импульса накачки с примесными двухуровневыми атомами может быть использовано для реализации эффективной генерации терагерцового излучения в коллинеарной геометрии. Оптический импульс в режиме самоиндуцированной прозрачности (СИП) замедляет свою групповую скорость до фазовой скорости терагерцового излучения, что приводит к достижению синхронизма.

При высоких интенсивностях импульса возможно проявление эффекта самофокусировки. Исследованию влияния данного явления и посвящена настоящая работа.

Следует отметить, что для компенсации сдвига спектра лазерного импульса в красную область², проявляющегося при эффективной генерации терагерцового излучения, частота импульса должна быть слегка отстроена в большую сторону от резонансной. Известно³, что при отрицательной отстройке происходит самофокусировка импульса распространяющегося в режиме СИП. С другой стороны, импульс в нелинейном кристалле самофокусируется при отрицательной дисперсии групповой скорости. В противном случае происходит дефокусировка. Поэтому здесь возможны эффекты конкуренции. Наиболее эффективной генерация будет в области аномальной групповой дисперсии кристалла, при дополнительном ограничении на отстройку частоты от резонанса. В этом случае несущая частота входного оптического импульса лежит в ближней инфракрасной области.

1. A.N. Bugay, S.V. Sazonov, *Physics Letters A* **374**, 1093-1096 (2010).
2. А.Г. Степанов, А.А. Мельников, В.О. Компанец, С.В. Чекалин, *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 279, (2007).
3. H.M. Gibbs, R.E. Slusher, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 638–641 (1970).

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Криштоп В.В., Лопатина П.С., Кузьмичев Д.Н., Киреева Н.М., Толстов Е.В., Строганов В.И.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
г. Хабаровск, Россия

В работе представлены результаты по исследованию процессов управления интенсивностью широкополосного излучения. Показано, что ограничения, возникающие из-за дисперсии показателей преломления можно преодолеть за счет использования двух идентичных электрооптических кристаллов.

В настоящее время является актуальной проблема создания простых и надежных устройств модуляции оптического излучения произвольного спектрального состава, способных изменять интенсивность излучения управляющим электрическим полем без искажения оптической информации.

Для этих целей был разработан электрооптический модулятор^{1,2} оптического излучения с широким спектральным диапазоном, который обладает высокой глубиной модуляции без искажения оптической информации при сохранении низкого значения управляющего электрического поля и температурной стабильности.

Электрооптический модулятор с поперечным приложением управляющего электрического поля состоит из источника некогерентного излучения, поляризатора, двух идентичных анизотропных электрооптических кристаллов, анализатора и генератора электрического поля, приложенного ко второму кристаллу. Оптические оси первого и второго кристаллов перпендикулярны направлению излучения, а оси пропускания поляризатора и анализатора параллельны друг другу и

расположены под углом 45 градусов к оптическим осям кристаллов. Между первым и вторым кристаллом дополнительно введен второй анализатор, при этом оптические оси первого и второго кристаллов, а также оси пропускания первого и второго анализаторов соответственно ориентированы параллельно друг другу.

Ведение анализатора между кристаллами и параллельная ориентация оптических осей кристаллов, а также осей пропускания анализаторов позволяют модулировать некогерентное излучение с высокой глубиной модуляции без искажения оптической информации.

Это обусловлено тем, что излучение, содержащее лучи всех длин волн и имеющее высокую суммарную интенсивность, преобразуется при модуляции в излучение, в котором отсутствуют лучи определенных длин волн, а амплитуда присутствующих лучей уменьшена, что приводит к резкому снижению суммарной интенсивности прошедшего через модулятор излучения, обеспечивая высокую глубину модуляции излучения.

Сплошной спектр некогерентного излучения с прямоугольным профилем (с одинаковой амплитудой интенсивности для всех длин волн) в анализаторе, расположенном между кристаллами, преобразуется в спектр с разными амплитудами интенсивностей в интервале от нуля до максимального значения для различных длин волн, имеющий огибающую линию, которая описывается функцией

$$\cos^2(\Delta\varphi_{01}),$$

где $\Delta\varphi_{01}$ – разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами в первом кристалле, которая для каждой длины волны имеет свое значение.

Это излучение на выходе из модулятора преобразуется в излучение со спектром, максимумы и минимумы интенсивности которого остаются на тех же длинах волн, а огибающая линия описывается функцией типа

$$\cos^2(\Delta\varphi_{01})\cos^2(\Delta\varphi_{02}),$$

где $\Delta\varphi_{01}$, $\Delta\varphi_{02}$ – разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами в первом и втором кристаллах, имеющая для каждой длины волны свое значение. При этом суммарная интенсивность прошедшего излучения незначительно снижается по сравнению с интенсивностью излучения перед вторым кристаллом. На экране наблюдается светлое пятно.

Приложение управляющего поля меняет показатели преломления для обыкновенных и необыкновенных лучей во втором кристалле, что приводит к появлению дополнительной разности фаз $\Delta\varphi_U$, обусловленной электрическим полем. В результате в спектре излучения появляются новые максимумы и минимумы интенсивности, а интенсивность результирующих лучей для всех длин волн уменьшается. Спектр этого излучения имеет огибающую линию, которая описывается функцией

$$\cos^2(\Delta\varphi_{01})\cos^2(\Delta\varphi_{02} + \Delta\varphi_U).$$

При полуволновом напряжении $U_{\lambda/2}$ суммарная интенсивность излучения в несколько раз ниже, чем при отсутствии управляющего поля. Это свидетельствует о высокой глубине модуляции. На экране наблюдается темное пятно.

Таким образом, можно сделать вывод, что в представленном электрооптическом модуляторе излучение всех длин волн с одинаковой амплитудой интенсивности преобразуется в излучение с уменьшенной амплитудой интенсивности и не содержит

лучи определенных длин волн, что позволяет модулировать немонахроматической излучение с глубиной модуляции более 80%.

Такие системы могут быть использованы для модуляции излучения лазерных диодов и светодиодов, имеющих спектральную ширину порядка нескольких десятков нанометров.

1. Е.В. Толстов, В.И. Строганов, В.В. Криштоп, М.Н. Литвинова, И.В. Рапопорт, А.В. Суй, *Патент на изобретение*, G02F1/00, № 2267802, (2006).
2. П.С. Лопатина, В.В. Криштоп, *Изв. вузов. Приборостроение*, **52**, №12, 67-71, (2009).

ТЕОРЕМА ВИНЕРА-ХИНЧИНА ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Рябухо В.П.

Саратовский государственный университет, Саратов, Россия
Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

Рассматривается теорема Винера-Хинчина для определения функций поперечной и продольной пространственной когерентности оптического поля и длин поперечной и продольной когерентности в зависимости от параметров частотного и углового спектров поля.

Функцию поперечной пространственной когерентности оптического поля протяженного источника определяют с помощью теоремы Ван-Циттерта-Цернике. В модифицированном представлении эта теорема используется и для функции продольной пространственной когерентности. Функция временной когерентности и ее зависимость от частотного спектра временных колебаний оптического поля определяется с помощью теоремы Винера-Хинчина. Предполагается естественным обобщение и использование этой теоремы для определения пространственных функций когерентности оптических полей, длин пространственной когерентности и вывода теоремы Ван-Циттерта-Цернике.

Для функции поперечной когерентности оптического поля с использованием теоремы Винера-Хинчина можно записать:

$$\Gamma(\Delta x, \Delta y, \Delta t = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int W(k_x, k_y) \exp(i(k_x \Delta x + k_y \Delta y)) dk_x dk_y, \quad (1)$$

где Δx , Δy – разность поперечных координат двух точек поля, располагаемых симметрично относительно продольной оси z ; Δt – взаимная временная задержка колебаний в рассматриваемых точках поля; $W(k_x, k_y)$ – пространственный спектр поля в плоскости x, y , перпендикулярной направлению распространения поля; $k_x = 2\omega \cos \alpha_x / c$, $k_y = 2\omega \cos \alpha_y / c$ – пространственные частоты поля по направлениям x и y , α_x и α_y – углы между направлением распространения волны \vec{N} и осями x и y . Зависимость k_x и k_y от ω определяет зависимость спектра $W(k_x, k_y)$ и

от угловых направлений α_x и α_y , и от временных частот ω . Поэтому $W(k_x, k_y)$ - частотно-угловой спектр оптического поля в плоскости x, y .

Если источник пространственно некогерентный - δ -коррелированный, то для интенсивности поля на поверхности источника можем записать $I(x_0, y_0) \approx W(2\pi x_0/\lambda_0 z_0, 2\pi y_0/\lambda_0 z_0)$ при малоугловом приближении $\cos \alpha_x \approx x_0/z_0$, $\cos \alpha_y \approx y_0/z_0$, где z_0 - расстояние от источника до плоскости наблюдения. Тогда из (1) получаем известное выражение для теоремы Ван-Циттерта-Цернике

$$\Gamma(\Delta x, \Delta y) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \int I(x_0, y_0) \exp(i \frac{2\pi}{\lambda_0 z_0} (x_0 \Delta x + y_0 \Delta y)) dx_0 dy_0. \quad (2)$$

Выражение (1) позволяет сделать оценки для длин когерентности в направлениях x и y :

$$\rho_x \approx 2\pi/\Delta k_x, \quad \rho_y \approx 2\pi/\Delta k_y, \quad (3)$$

где $\Delta k_x, \Delta k_y$ - диапазоны изменения пространственных частот:

$$\begin{aligned} \Delta k_x &= k_{x_{\max}} - k_{x_{\min}} = (\omega_0 + \Delta\omega/2) \sin \theta_x / c - (\omega_0 + \Delta\omega/2) \sin(-\theta_x) / c = \\ &= (\omega_0/c) 2 \sin \theta_x + (\Delta\omega/c) \sin \theta_x = 2\pi(2 \sin \theta_x / \lambda_0 + \sin \theta_x / l_c), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\Delta k_y = 2\pi(2 \sin \theta_y / \lambda_0 + \sin \theta_y / l_c), \quad (5)$$

где ω_0 - центральная частота; $l_c = 2\pi c/\Delta\omega = \lambda_0^2/\Delta\lambda$ - длина временной когерентности; θ_x и θ_y - максимальные углы, которые составляют с оптической осью z направления распространения поля для плоскости наблюдения x, y .

Используя (3)-(5), для длин поперечной когерентности получаем

$$1/\rho_x = \sin \theta_x (2/\lambda_0 + 1/l_c), \quad 1/\rho_y = \sin \theta_y (2/\lambda_0 + 1/l_c) \quad (6)$$

К такому же результату приходим, получая из (1) аналитическое выражение для $\Gamma(\Delta x, \Delta y)$ при равномерном спектре $W(k_x, k_y) = W_0 = const$:

$$\Gamma(\Delta x, \Delta y) = W_0 \Delta k_x \Delta k_y \frac{\sin(\Delta k_x \Delta x / 2)}{\Delta k_x \Delta x / 2} \frac{\sin(\Delta k_y \Delta x / 2)}{\Delta k_y \Delta x / 2}. \quad (7)$$

Для частотно узкополосного оптического поля, когда $\Delta\omega \ll \omega_0$ и $l_c \gg \lambda_0$ длина поперечной когерентности определяется первыми слагаемыми в (6):

$$\rho_x \approx \lambda_0 / 2 \sin \theta_x \approx \lambda_0 / 2\theta_x, \quad \rho_y \approx \lambda_0 / 2 \sin \theta_y \approx \lambda_0 / 2\theta_y. \quad (8)$$

При максимально широком угловом спектре, когда $\theta_x = \theta_y = 90^\circ$, из (8) следует $\rho_x = \rho_y = \lambda_0 / 2$ - формируют стоячие волны с периодом $\lambda_0 / 2$, определяющим поперечную длину когерентности поля.

Функцию продольной одновременной когерентности оптического поля $\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0)$ также можно определить с помощью теоремы Винера-Хинчина:

$$\Gamma(\Delta z, \Delta t = 0) = \int_0^\infty W(k_z) \exp(ik_z \Delta z) dk_z, \quad (9)$$

где $k_z = \omega \cos \alpha_z / c$ - пространственная частота оптического поля в продольном направлении z , $W(k_z)$ - спектр пространственных частот поля в продольном направлении, α_z - угол распространения компонент поля относительно оси z .

Для поля с равномерным спектром $W(k_z) = W(\alpha, \omega) = W_0 = \text{const}$ на всем диапазоне угловых направлений α_z и частот ω из (9) получаем

$$\Gamma(\Delta z) = W_0 \Delta k_z \frac{\sin(\Delta k_z \Delta z / 2)}{\Delta k_z \Delta z / 2} \exp(ik_{z0} \Delta z), \quad (10)$$

где k_{z0} - центральная пространственная частота, а Δk_z - диапазон частот поля:

$$k_{z0} = (k_{z\max} + k_{z\min}) / 2 = ((\omega + \Delta\omega/2) / 2c + \cos\theta(\omega - \Delta\omega/2) / 2c) = \\ = 2\pi(\cos^2(\theta/2) + \sin^2(\theta/2)\Delta\lambda/2\lambda_0) / \lambda_0, \quad (11)$$

$$\Delta k_z = k_{z\max} - k_{z\min} = 2\pi(2\sin^2(\theta/2) / \lambda_0 + \cos^2(\theta/2)\Delta\lambda/\lambda_0^2). \quad (12)$$

где θ - ширина углового спектра поля - максимальный угол α_z .

Длина продольной когерентности поля L_c определяется как расстояние Δz , на котором функция $\Gamma(\Delta z)$ падает до нуля. Используя (10) и (12), для L_c получаем

$$1/L_c \approx \Delta k_z / 2\pi \approx 2\sin^2(\theta/2) / \lambda_0 + \cos^2(\theta/2)\Delta\lambda / \lambda_0^2. \quad (13)$$

Влияние $\cos^2(\theta/2)$ в (13) становится заметным только при достаточно широком частотном спектре, когда $\Delta\lambda \approx \lambda_0$. Поэтому $\cos^2(\theta/2)$ в (13) можно опустить и это уравнение записать в более наглядном и запоминающемся виде

$$1/L_c \approx 1/l_c + 1/\rho_{||}, \quad (14)$$

где $\rho_{||} = \lambda_0 / 2\sin^2(\theta/2)$ - длина продольной когерентности, определяемая шириной углового спектра поля при достаточно узком его частотном спектре.

Уравнения (13) и (14) определяют зависимость длины продольной когерентности оптического поля L_c одновременно и от ширины частотного $\Delta\lambda$ и от ширины углового θ спектров поля, влияние которых на длину продольной когерентности носит конкурирующий характер. Вблизи протяженного источника, где угловой спектр широкий, L_c определяется угловым спектром, а вдали, где θ становится малым, частотным спектром.

Обобщение теоремы Винера-Хинчина на пространственную когерентность оптического поля позволяет с единых позиций и последовательно изложить формальную теорию и временной, и пространственной (поперечной и продольной) когерентности. Основным в этой теории является взаимосвязь функций когерентности с соответствующим спектром мощности поля: для временной когерентности - с временным частотным спектром, для пространственной - с пространственным частотным спектром в соответствующем направлении. Используя теорему Винера-Хинчина для функции пространственной когерентности нет необходимости в ограничениях для угловой апертуры светового поля и, следовательно, в ограничениях на область рассматриваемого пространства по отношению к источнику света, нет необходимости в предположении о δ -коррелированности источника света. Теорема Винера-Хинчина позволяет установить зависимость функций и длин пространственной

когерентности одновременно от параметров и углового и частотного спектров поля, что не предполагает теорема Ван-Циттерга-Цернике.

ОПТИМИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРОВ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ АДРЕСАЦИЕЙ В ЗАДАЧЕ ХИМИЧЕСКОГО КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА

Фадеев А.В., Пожар В.Э.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
Москва, Россия

Предложен и промоделирован метод выбора оптимального алгоритма измерений для спектрометров с произвольной спектральной адресацией в задаче непрерывного мониторинга воздуха.

Спектрометры, основанные на использовании программно управляемых оптических фильтров, например, акустооптических, благодаря возможности осуществления с их помощью быстрой произвольной спектральной адресации и, как следствие, программируемости выборки спектральных отсчетов, позволяют реализовать произвольный алгоритм измерения спектра. В связи с этим ранее¹ была сформулирована проблема нахождения оптимального алгоритма измерений в задачах спектрального определения концентрации веществ в смеси и предложен вариант оптимизированного (с точки зрения сокращения времени измерений) алгоритма² при использовании спектрометров с произвольной спектральной адресацией. Проблема выбора алгоритма должна быть решена, поскольку различные алгоритмы существенно неэквивалентны по своим характеристикам. Ниже эта проблема рассматривается конкретно в применении к задачам количественного определения содержания веществ в газовой смеси.

Во множестве задач исследуемый образец содержит небольшое число веществ или лишь несколько из них представляют интерес. В этом случае существенно ограничить множество регистрируемых спектральных точек можно за счет ограничения списка анализируемых веществ, формируемого с помощью предварительного отбора и корректируемого в ходе измерений на основе полученной информации. В последнем случае такая оптимизация может рассматриваться как адаптация инструмента к объекту измерения.

Оптимальное число рабочих точек спектра для регистрации исследуемого вещества зависит от того, имеются ли в составе объекта другие вещества, спектры которых перекрываются со спектром данного вещества. Поэтому, если в процессе измерений первые замеры свидетельствуют об отсутствии части веществ, то возможно соответствующим образом сократить число рабочих точек, увеличив тем самым скорость получения информации.

В оптимизированном алгоритме² работы спектрометров с произвольной спектральной адресацией предлагается использовать механизмы обратной связи, когда исходная (априорная) информация об образце проверяется и уточняется в процессе измерений, что позволяет изменять (корректировать) измерительную процедуру в ходе мониторинга, оптимальным образом адаптируя выполняемые измерения под существующее в данный момент состояние анализируемого объекта (окружающей

среды). При этом измерение производится только в тех участках спектра, где находятся спектральные линии измеряемых веществ.

Однако, по мере расширения списка обнаруживаемых веществ в базе данных прибора измеряемое множество точек спектра также расширяется и в конечном итоге может охватить почти весь рабочий спектральный диапазон спектрометра. То есть, чем больше веществ способен измерить такой спектрометр, тем менее эффективен может оказаться указанный алгоритм измерения.

Все это диктует необходимость поиска наиболее эффективного алгоритма измерений, а соответственно критерия, по которому для каждой конкретной ситуации будет выбираться свой алгоритм, наилучший с точки зрения обеспечения наименьшей погрешности, либо минимизации времени измерения. Нами был сформулирован² такой критерий и определен численный параметр W , однозначно рассчитываемый для каждого алгоритма, минимум которого соответствует оптимальному алгоритму. На этой основе было разработано программное обеспечение, позволяющее моделировать работу алгоритмов и производить их сравнение по критерию обеспечения наименьшей погрешности. Было показано, что использование оптимизированного алгоритма дает тем большее превосходство в точности над результатами, полученными с помощью традиционного алгоритма, чем большее количество характерных линий спектра веществ смеси перекрываются.

В докладе промоделирована типичная для акустооптического спектрометра-газоанализатора измерительная задача - контроль содержания загрязняющих веществ в атмосфере в районе расположения асфальтобетонных заводов (АБЗ).

При работе АБЗ в атмосферу выделяются следующие загрязняющие вещества: неорганическая пыль с разным содержанием диоксида кремния, оксиды углерода и азота, ангидрид сернистый (диоксид серы), углеводороды³. При этом содержание вредных веществ в воздухе рабочей зоны и параметры микроклимата не должны превышать норм, установленных ГОСТ 12.1.005-88 (Табл. 1).

Таблица 1. Классификация выбросов АБЗ в атмосферу

Название (формула) соединения	ПДК, с.с., мг/м ³	Класс опасности
Оксиды азота (в пересчете на NO ₂)	0.085	2
Ангидрид сернистый (диоксид серы – SO ₂)	0.500	3
Оксид углерода (СО)	5.000	4
Углеводороды предельные C ₁₂ -C ₁₉ (в пересчете на суммарный органический углерод)	1.000	4

Для проверки работоспособности разработанной методики выбора оптимального алгоритма были взяты типичные значения концентрации основных загрязнителей, выделяющихся в процессе работы АБЗ, смоделировано их суточное изменение и полученное распределение было обработано с применением двух подходов:

- 1) с использованием процедуры выбора оптимального алгоритма,
- 2) без использования процедуры выбора оптимального алгоритма.

Преимущество в точности (Рис.1), достигнутое при использовании методики выбора оптимального алгоритма, обусловлено наличием у измеряемого вещества (SO₂) характерных участков спектра поглощения, частично или полностью перекрывающихся с характерными участками спектра поглощения других веществ смеси и применением оптимизированного алгоритма² для учета этого обстоятельства.

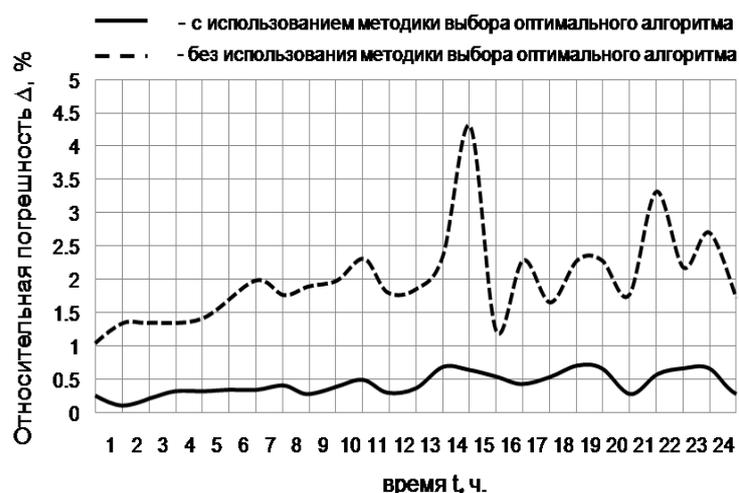


Рис. 1. Суточное распределение погрешности измерений концентрации SO₂

Таким образом, полученные в ходе моделирования данные говорят о целесообразности применения описанного критерия при обработке в реальном времени информации об измеряемом объекте в приборах спектрального анализа с произвольным последовательным спектральным доступом. Разработанный метод носит адаптивный характер и позволяет получить выигрыш в сравнении с традиционными методами обработки.

1. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт, *Электромагнитные волны и электронные системы*, 2, №4, 26-30, (1997).
2. В.Э. Пожар, А.В. Фадеев, *Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова серия "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации"*, 3, 131-133, (2009).
3. Отдел научно-технической информации АКХ, *Методические указания по расчету выбросов загрязняющих веществ в атмосферу от асфальтобетонных заводов*, (1989).

МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТРЕХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛП

Бурдин В.А., Волков К.А.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

Представлен вариант решения модифицированного НУШ на основе вариационного подхода для описания распространения последовательности трех оптических импульсов в оптической линии, приведены расчеты BER на основе концепции Q-фактора для регенерационного участка ВОЛП с плотным управлением дисперсией.

Как известно, волоконно-оптические линии связи передают большую часть информационного сообщения на территории РФ. Это напрямую связано с тем, что оптическое волокно (ОВ), как направляющая среда, обладает способностью передавать

информационный трафик с высокой скоростью на большие расстояния. Современные волоконно-оптические линии передачи (ВОЛП) регионального уровня в основном используют технологию спектрального уплотнения каналов и скорости передачи в одном оптическом канале до 10 Гб/с. Постоянный рост потребностей в объемах передаваемой информации в сетях связи приводит к необходимости увеличения пропускной способности существующих ВОЛП. Задача перехода от 10 к 40 Гбит/с в одном оптическом канале на сегодняшний день технически решена, и различные варианты реализации её решения уже используются многими операторами связи. Дальнейшее увеличение до 100 или 160 Гбит/с находится на стадии обсуждения.

Одним из ключевых моментов увеличения скорости передачи в оптическом канале ВОЛП является применение техники управления дисперсией, заключающейся в чередовании различных типов ОВ на протяжении всей оптической линии. Известны режимы работы ВОЛП, основанные на использовании оптических солитонов, формируемых за счет управления дисперсией. Перспективным для наземных линий связи является режим управления дисперсией на плотных схемах компенсации - DDMS (dense dispersion managed soliton)^{1,2}. Техника DDMS и заключается в использовании коротких периодов компенсации, много меньших длины усилительных участков ВОЛП.

Проектирование ВОЛП в квазисолитонном режиме не может осуществляться без имитационного моделирования. При этом, как правило, процесс распространения оптических импульсов в линии описывается модифицированным нелинейным уравнением Шредингера (МНУШ). Решение МНУШ может быть получено на основе вариационного подхода, который позволяет эффективно использовать вычислительные ресурсы. Известно решение МНУШ, описывающее динамику распространения одиночного квазисолитонного импульса в оптической линии с управлением дисперсией и компенсацией потерь^{1,3}. Однако для нахождения коэффициента ошибок в линии – BER (bit error rate) наличие подобного решения недостаточно. Для оценки BER требуется учет взаимодействия соседних солитонов и собственных шумов усилителя^{4,5}. Исследование влияния последовательности оптических импульсов на BER было изучено в⁴, где авторы рассматривали триплеты. В этой работе было показано, что BER в существенной степени определяется «тяжелыми» триплетными, а в работе⁴ представлено решение МНУШ, описывающее взаимодействие трех солитонов, и получено выражение для нахождения BER в отсутствии каких-либо результатов расчета для ВОЛП. В предлагаемой работе также приведено решение МНУШ на основе вариационного подхода для триплетов в общем виде. Дана оценка BER на основе концепции Q-фактора и представлены результаты расчета для ВОЛП с управлением дисперсией.

1. S.Turitsyn, I. Gabitov, E. Laedke, V.Mezentsev, S.Musher, E.Shapiro, T. Schafer K. H. Spatschek. *Optics Communications* **151**, 117–135, (1998).
2. Liang, H. Toda, A. Hasegawa. *ECOC'99*, P3.8, vol. **1**, pp. 386-387, (1999).
3. G.P. Agrawal: *Fiber–Optic Communications Systems*. Third Edition. John Wiley & Sons, Inc. 561, (2002).
4. F. Kh. Abdullaev: *Nonlinear Waves. NATO Science Series*, vol. **153**, pp. 373–379, (2006).
5. Shtyrina O.V., Turitsyn S. K., Fedoruk M. P. // *Quantum Electron*, 2007, **37** (9). – P. 169–174.

УПРАВЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА В МАНГАНИТАХ ЛАНТАНА

Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., Грановский А.Б. *, Наумов С.В.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

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

В кристалле $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ получен большой положительный эффект магнитоотражения в инфракрасной области спектра. Показано, что магнитоотражение является оптическим откликом на колоссальное магнитосопротивление в манганитах вблизи температуры Кюри

С развитием оптических методов передачи и обработки информации представляет интерес поиск новых возможностей быстродействующего управления распространением и модуляцией света. Эффективность модуляции света с помощью магнитного поля подтверждена экспериментально. Например, магниторефрактивный эффект (МРЭ), заключающийся в изменении отражения, пропускания (поглощения) естественного света под действием магнитного поля магнетиками, обладающими значительным магнитосопротивлением (МС)¹. Комплексные исследования МРЭ важны не только для создания модуляторов излучения, бесконтактных магнитных сенсоров и др., но и для изучения механизмов взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. МРЭ является высокочастотным откликом на МС и наиболее ярко выражен в манганитах, где он может достигать гигантских для магнитооптики значений 10-20%². В толстых кристаллах МРЭ определяется только вкладом магнитоотражения от поверхности образца.

Таким образом целью данной работы было исследование температурных и спектральных зависимостей магнитоотражения в манганитах $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, обладающих колоссальным магнитосопротивлением вблизи комнатной температуры.

Образцы размерами $5.5 \times 4 \times 0.3$ мм³ были вырезаны из заготовки $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, выращенной методом зонной плавки с радиационным нагревом из поликристаллической заготовки. По данным рентгеноструктурного микроанализа выбраны два образца с разной степенью неоднородности (образцы № 1 и 2). Неоднородность образцов проявлялась в уменьшении температуры Кюри (T_C) по сравнению с данными фазовой диаграммы, появлении дополнительных максимумов в магнитосопротивления и магнитоотражения (Рис. 1) и др. Спектры зеркального отражения света исследовались с помощью ИК-спектрометра при нормальном падении естественного света в диапазоне длин волн $0.8 \leq \lambda \leq 25$ мкм, температурном интервале от 100 до 300 К и в магнитных полях до 3.5 кЭ, направленных вдоль поверхности образца. Относительная погрешность определения пропускания и отражения света составляла 0.1 %.

Положительный эффект магнитоотражения ~4.6 % был обнаружен в обоих образцах в области $\lambda > 5$ мкм, с максимумом вблизи первой фононной полосы (Рис. 1). Показано качественное подобие формы экспериментальных спектров магнитоотражения с рассчитанными по теории МРЭ для металлических мультислоев³ в приближении нормального падения света и $\omega\tau \ll 1$. Оценки магнитоотражения по порядку величины также дали близкие значения к экспериментальным данным. Но для более точных и корректных расчетов необходим учет различных механизмов, влияющих на величину и спектральные особенности МРЭ применительно к

манганитам с колоссальным МС. Например, существование разных типов носителей заряда в манганитах, изменение эффективной массы малоподвижных носителей заряда под действием магнитного поля и изменение объемов магнитных фаз под действием поля вблизи T_C . Для учета выше перечисленных факторов при расчете МРЭ в манганитах нами было предложено использовать модель эффективной среды⁴.

Из сравнения полевых и температурных зависимостей магнитоотражения и МС образцов установлено, что магнитоотражение в инфракрасной области спектра в кристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ аналогично магнитопротеканию⁵ является оптическим откликом на колоссальное МС вблизи температуры Кюри. Наличие на поверхности неоднородного по составу кристалла блочно-мозаичной структуры приводит к появлению дополнительных максимумов в температурной зависимости магнитоотражения и МС, положение которых близко к температурам Кюри содержащихся в этом образце ферромагнитных фаз наибольшего объема (Рис. 1).

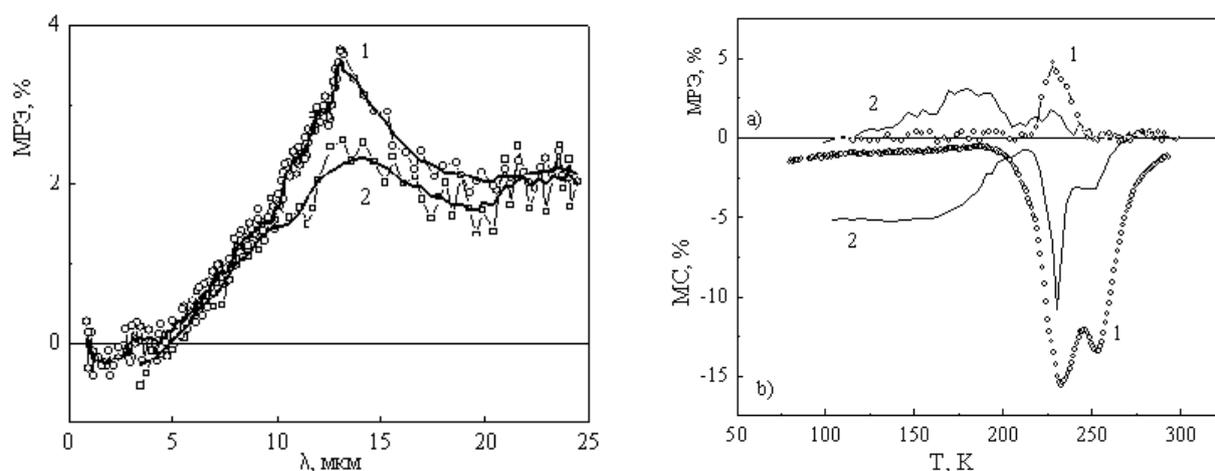


Рис. 1. Слева- спектральные зависимости магнитоотражения, справа- температурные зависимости магнитоотражения при $\lambda=12.5$ мкм (а) и магнитосопротивления (б) образцов 1 и 2

Отметим, что в эксперименте в пределах ошибки не было зафиксировано оптического отклика на низкотемпературное магнитосопротивление ($T < 100$ К). Последнее, возможно, связано с наличием в образцах различных групп носителей заряда, ответственных за эффекты магнитосопротивления и магнитоотражения.

Таким образом, в работе олучен большой положительный эффект магнитоотражения порядка 5 %, показано, что магниторефрактивный эффект (магнитоотражение) в средней ИК-области спектра в кристалле $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ является оптическим откликом на колоссальное магнитосопротивление, указано на необходимость развития теории магниторефрактивного эффекта для манганитов.

Работа была поддержана программой ОФН РАН № 09-Т-2-1013, совместной программой УрО и СО РАН № 09-С-2-1016, РФФИ № 10-02-00038 и молодежным научным проектом УрО РАН № 8-м.

1. А.Б. Грановский, Е.А. Ганьшина А.Н. Юрасов, Ю.В. Борискина, С.Г. Ерохин и др., *Радиотехника и электроника.*, **52**, №9, 1152-1159, (2007).
2. Е.А. Gan'shina, N.N. Loshkareva, Yu.P. Sukhorukov, E.A. Mostovshchikova et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **300**, 62-63, (2006).
3. А.Б. Грановский, И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, Е.А. Гущин, М. Инуе и др., *ЖЭТФ.*, **123**, №6, 1256-1265, (2003).

4. Ю.П. Сухоруков, А.В. Телегин, А.Б. Грановский и др., *ЖЭТФ.*, **138**, №7, 1-9, (2010).
5. Ю.П. Сухоруков, Е.А. Ганьшина, Н.Н. Лошкарева и др., *Физика металлов и металловедение.*, **131**, 642-652, (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГИБРИДНОМ КРЕМНИЕВОМ ЛАЗЕРЕ

Ржанов А.Г., Григас С.Э.

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

Разработана численная самосогласованная модель интегрированного в кремниевый волновод гибридного полупроводникового лазера. Проведено исследование динамических процессов, обнаружен режим автомодуляции.

В последние годы большое внимание уделяется разработке оптоэлектронных устройств на базе единой кремниевой платформы¹⁻⁴. Такие устройства совместимы с доминирующей на рынке полупроводниковой электроники стандартной CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) технологией. В перспективе такая совместимость может значительно уменьшить затраты на производство новых оптоэлектронных устройств. К настоящему времени значительный успех достигнут в создании кремниевых модуляторов⁵, фотодетекторов⁶, соединительных элементов⁷, однако реализация лазеров и усилителей на основе кремния до сих пор является проблематичной. Основная причина этого заключается в крайне низкой вероятности излучательной рекомбинации в кремнии вследствие непрямозонной структуры его энергетических зон. Один из способов решения данной проблемы заключается в использовании так называемых гибридных кремниевых лазеров⁹⁻¹³.

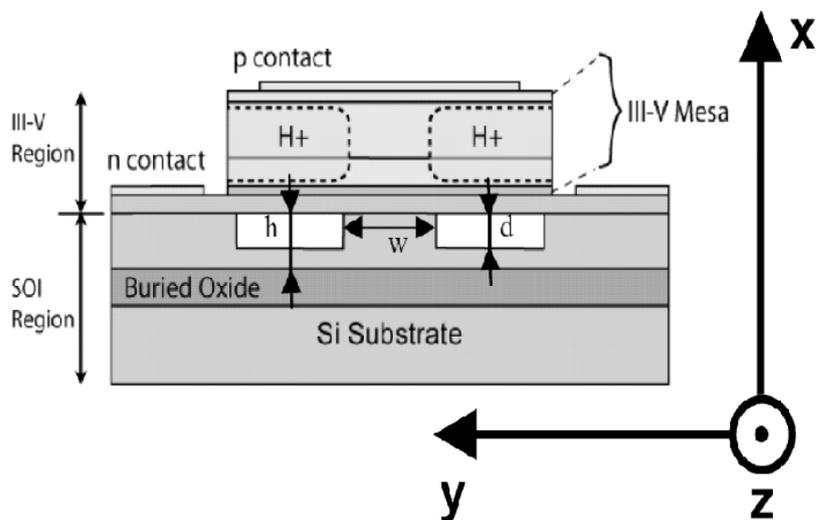


Рис. 1. Схематическое изображение структуры гибридного кремниевого лазера¹⁰

Схема такого устройства приведена на рис. 1. Гибридный лазер состоит из двух основных частей: кремниевого SOI (Silicon On Insulator) волновода и активной многослойной области (III-V), обеспечивающей оптическое усиление. Эта область электрически ограничена по оси y (используемая система координат показана на рис. 1)

протонной бомбардировкой (H+) и представляет собой классическую лазерную гетероструктуру на основе AlGaInAs квантовых ям. Распространение излучения происходит в основном по пассивному кремниевому волноводу, однако его оптические моды перекрываются с активной областью, что обеспечивает их усиление.

На сегодняшний день практически все опубликованные работы, посвященные гибридным кремниевым лазерам, касаются только экспериментальных исследований, поэтому актуальной задачей является создание теоретической модели таких устройств. В связи с этим, нами была разработана численная динамическая самосогласованная модель интегрированного в кремниевый волновод гибридного полупроводникового лазера. Динамика концентрации носителей заряда в активном слое и плотности фотонов в резонаторе рассчитывалась путем решения системы кинетических уравнений, согласованных с волновым уравнением. На каждом шаге по времени проводился расчет собственных частот резонатора – решалась так называемая резонаторная задача. Поскольку общее время численного счета напрямую зависит от скорости ее решения, для повышения быстродействия был использован предложенный ранее алгоритм решения резонаторной задачи, основанный на предварительном поиске начальных приближений для собственных значений волнового уравнения¹⁴.

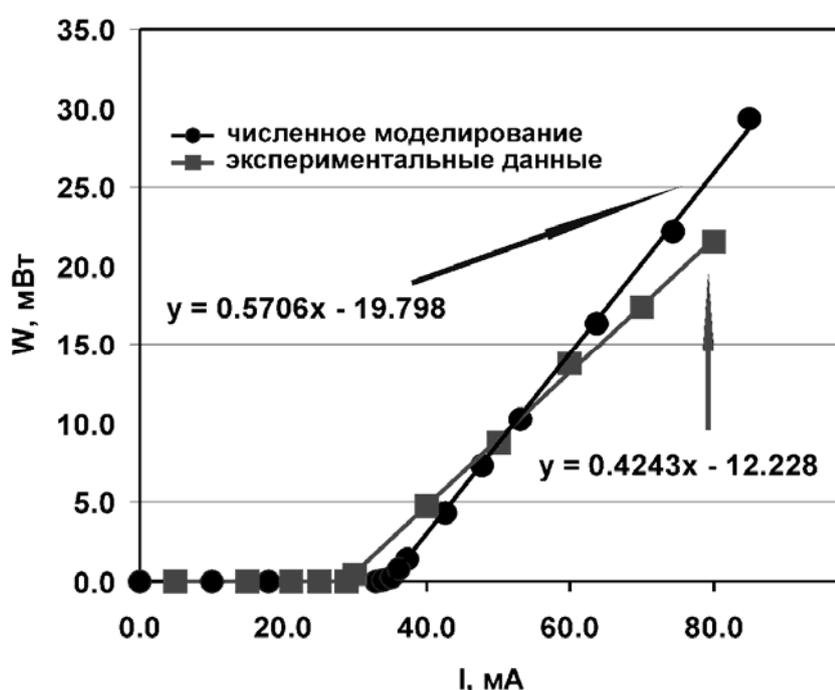


Рис. 2. Ватт-амперные характеристики лазера: зависимость мощности выходного излучения W от тока накачки I . На графике представлены экспериментальные данные¹⁰ и результаты численного моделирования, проведенного в настоящей работе. Приведены уравнения, соответствующие аппроксимациям линейных участков характеристик

Построенная модель позволяет определять мощностные характеристики лазера. Ватт-амперная характеристика, полученная с помощью численного моделирования, и экспериментальные данные¹⁰ представлены на рис. 2. Приведенные графики свидетельствуют о хорошем соответствии результатов численного моделирования и экспериментальных данных.

С помощью разработанной модели были исследованы динамические характеристики гибридного лазера. Отклик кремниевого лазера на ступенчатое воздействие представляет собой типичные для полупроводниковых лазеров

релаксационные колебания инверсной населенности и плотности фотонов. При дальнейшем увеличении тока накачки отклик системы приобретает вид незатухающих пульсаций. Пример такого автомодуляционного процесса при превышении порога накачки в 1.22 раза приведен на рис. 3. Частота незатухающих пульсаций составляет примерно 1 ГГц. Режим автомодуляции в гибридных лазерах представляет интерес с точки зрения повышения отношения сигнал-шум в цифровых линиях связи и системах записи-считывания информации.

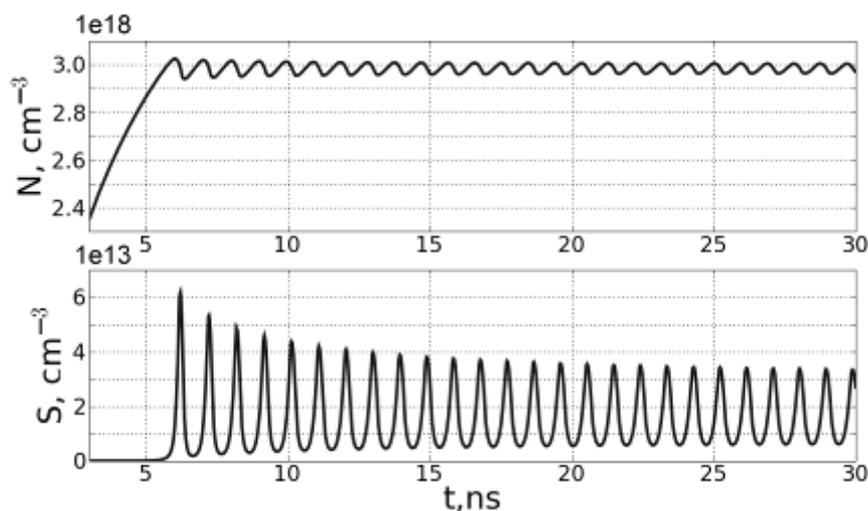


Рис. 3. Зависимость концентрации неравновесных носителей N в активном слое и плотности фотонов S в резонаторе от времени. Ток накачки превышает пороговый в 1.22 раза.

1. B. Jalali et al., *IEEE Microwave Magazine*, **7**, 58-68, (2006).
2. L. Tsybeskov et al., *Proc. IEEE*, **97**, 1161-1165, (2009).
3. R. A. Soref, *Proc. IEEE*, **81**, 1687-1706, (1993).
4. O. Bisi, S.U. Campisano, L. Pavesi, F. Priolo, "Silicon Based Microphotonics: from Basics to Applications" Amsterdam, IOS Press, (1999).
5. D. Marris-Morini et al., *Proc. IEEE*, **97**, 1199-1215, (2009).
6. L. Vivien et al., *Opt. Express*, **17**, 6252-6257, (2009).
7. Sure, *Opt. Express*, **11**, 3555-3561, (2003).
8. L. Pavesi, *J. Phys. Condens. Matter*, **15**, R1169-R1196, (2003).
9. H. Park et al., *Optics Express*, **13**, 9460-9464, (2005).
10. H.H. Chang et al., *Optics Express*, **15**, 11466-11471, (2007).
11. B.R. Koch et al., *Optics Express*, **15**, 11225-11233, (2007).
12. A.W. Fang et al., *Optics Express*, **16**, 4413-4419, (2008).
13. A.W. Fang et al., *J. Sel. Topics Quant. Electron*, **15**, 535-544, (2009).
14. А.Г. Ржанов, С.Э. Григас, *Вычисл. методы и программирование*, **10**, № 2, 72-76, (2009).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА TORPICA DL100 ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЛЕКТИВНОСТИ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ

Борщёв А.Л., Златов А.С.

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

Для применения в голографических экспериментах исследованы спектральные характеристики излучения полупроводникового лазера Torpica DL100. Рассмотрены зависимости длины волны излучения от температуры и от тока, исследована степень его линейной поляризации и рассмотрены возможности встроенной в лазер системы перестройки длины волны излучения.

Традиционно в качестве непрерывных источников излучения в голографии используются газовые лазеры, обладающие высокой когерентностью, монохроматичностью и поляризованностью излучения, малой расходимостью пучка. В последнее время широкое распространение в различных областях науки получают полупроводниковые лазеры. Но, не смотря на все их преимущества перед другими типами лазеров, они обладают и весьма существенными недостатками: широким спектром излучения, многомодовым составом, большой расходимостью и сильной зависимостью параметров излучения от температуры. От голографических же источников излучения требуется стабильность спектральных характеристик от эксперимента к эксперименту и во время самого измерения, стабильность интенсивности излучения и одномодовый режим работы источника излучения.

В данной работе исследовался полупроводниковая диодная лазерная система Torpica DL100 в различных режимах её работы, которая в дальнейшем планируется использоваться в качестве источника излучения для измерения контура угловой селективности высокоселективных объемных брегговских голограмм, поэтому от лазерной системы прежде всего требуется узкополосный спектральный состав и стабильность параметров излучения во времени [1,2].

В работе были проведены исследования спектров излучения лазерного модуля в зависимости от тока, протекающего через р-п-переход диода, а также от его температуры. Была исследована степень его линейной поляризации, рассмотрены возможности встроенной в лазерный модуль пьезоэлектрической системы изменения длины волны генерируемого лазером излучения на основе дифракционной решетки. Определены оптимальные режимы работы данного лазерного модуля для его дальнейшего использования в качестве источника излучения при измерении контура угловой селективности в голографическом эксперименте

1. Андреева О.В., Корзинин Ю.Л., Назаров В.Н., Гаврилюк Е.Р., Курсакова А.М. Дифракционная эффективность серебросодержащих голограмм на пористых стеклах в красной и ИК областях спектра // *Оптический журнал*. 1997. Т. 64. №4. С.142.
2. Андреева О.В., Артемьев С.В., Капорский Л.Н., Кушнаренко А.П. Использование полупроводниковых источников излучения при исследовании спектральной селективности объемных голограмм. // *Оптич. журн.*, т.72, №3, с.31-33, 2005.

Секция 4 Когерентные процессы взаимодействия света с веществом

МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ МНОГОСЛОЙНЫХ И СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

Волынский М.А., Воробьева Е.А., Гуров И.П.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматриваются подходы к исследованию слоистых и случайно-неоднородных сред методами корреляционной и спектральной оптической когерентной томографии. Представлены экспериментальные результаты реконструкции томограмм, полученных при исследовании тонких пленок и материала бумаги.

Оптическая когерентная томография (ОКТ) – бесконтактный метод исследования внутренней микроструктуры различных сред с высокой разрешающей способностью¹. В последнее время в системах ОКТ используются специальные алгоритмы обработки данных, обеспечивающие разрешение, превышающее значение, определяемое классическим критерием Рэлея^{2,3}. При выборе алгоритма обработки решающую роль играет априорная информация о структуре исследуемой среды. В работе рассматриваются подходы к обработке сигналов, получаемых в системах ОКТ при исследовании слоистых и случайно-неоднородных сред.

Ввиду стохастического характера сигналов в системах ОКТ целесообразно использовать рекурсивные стохастические фильтры, например, фильтр Калмана^{4,5}, обеспечивающие возможность получения динамических оценок параметров исследуемой среды. При этом результирующие погрешности и быстродействие обработки определяются степенью адекватности модели сигнала, построенной на основе априорных данных о характеристиках исследуемой среды.

Наиболее простой является модель сигнала, полученная при исследовании сред, состоящих из набора оптически однородных слоев^{5,6}. Такая модель хорошо описывает тонкопленочные структуры⁶ и многие биообъекты⁷.

Интерференционный сигнал A -скана¹ ζ может быть выражен в виде интеграла по всем точкам плоскости зрачка микрообъектива и по всем длинам волн в виде

$$I(\zeta) = \int_0^1 \int_0^1 g(\beta, k, \zeta) U(\beta) V(k) \beta d\beta dk, \quad (1)$$

где $g(\beta, k, \zeta) = R + Z + 2\sqrt{RZ} \cos[2\beta k(h - \zeta) - \omega(\beta, k)]$ – распределение интенсивности в поле интерференции, Z – интенсивность измерительной волны, R – интенсивность опорной волны, $\beta = \cos \psi$ – направляющие косинусы для углов падения ψ , $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, соответствующее длине волны источника λ , h – высота рельефа поверхности на границе среды, $\omega(\beta, k)$ учитывает изменение фазы измерительной волны при отражении от исследуемого объекта, $U(\beta)$ – относительное

распределение интенсивности излучения в плоскости зрачка объектива, $V(k)$ – оптический спектр излучения источника.

На рис. 1 показан пример сигнала малой когерентности, полученного при исследовании тонкой пленки и представлена оценка положения границ слоев с помощью алгоритма расширенной фильтрации Калмана. Длина когерентности излучения широкополосного источника белого света, используемого в корреляционной системе ОКТ, составляет около 1 мкм, при этом, как видно из рис. 1, б использование специального алгоритма обработки позволяет разрешить слой толщиной менее 0,5 мкм.

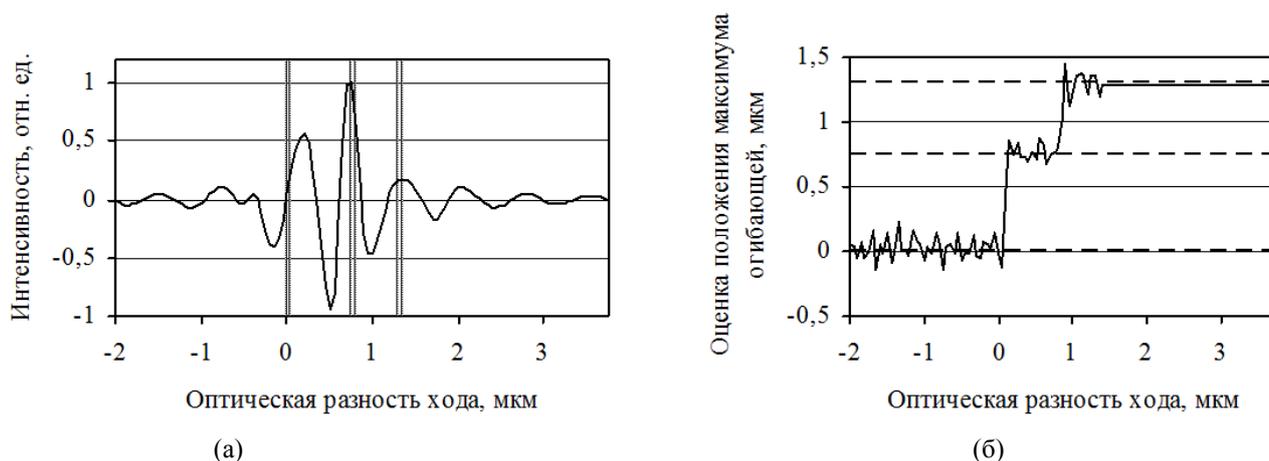


Рис. 1. Сигнал с перекрывающимися пиками огибающей, полученный при исследовании тонкой пленки с системе корреляционной ОКТ (а) и оценка текущего положения максимума огибающей (б).
 Дополнительный третий пик обусловлен двойным отражением внутри пленки

Рис. 2 иллюстрирует разрешающую способность системы корреляционной ОКТ, использующей расширенный фильтр Калмана с априорной информацией о слоистой структуре среды. Следует отметить, что при использовании алгоритма расширенной фильтрации Калмана не требуется информация и количестве слоев, что расширяет возможности его применения.

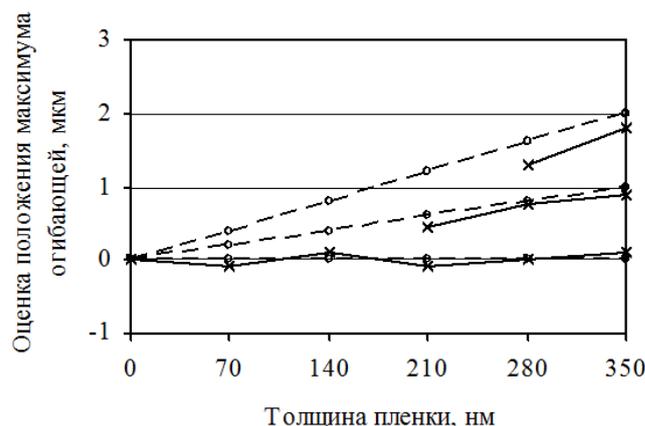


Рис. 2. Оценки положения границы тонкого пленки с использованием расширенной фильтрации Калмана: пунктирная линия – истинное положение максимума огибающей, сплошная линия – оценка

При исследовании случайно-неоднородных сред нет возможности моделировать конечное число пиков огибающей сигнала, поскольку отражение измерительной волны от каждой неоднородности вносит свой вклад в результирующий сигнал. Для анализа таких сигналов вместо оценки положения максимума огибающей необходима

непосредственная оценка огибающей сигнала. На рис. 3 показаны примеры томограмм материала бумаги в системах спектральной и корреляционной ОКТ.

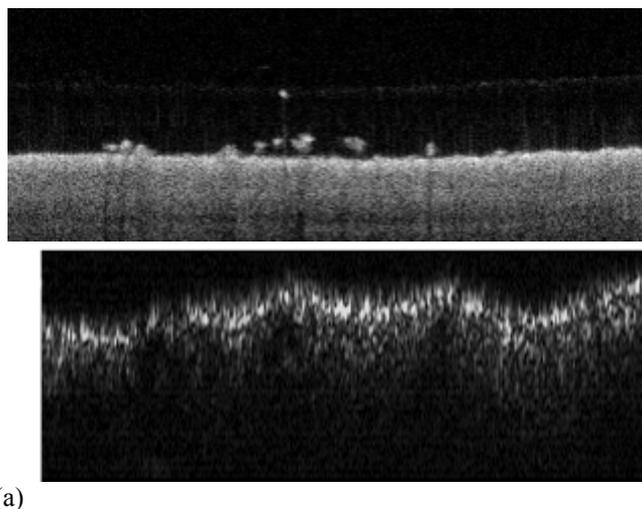


Рис. 3. Томограммы приповерхностного слоя бумаги, полученные в системах спектральной (а) и корреляционной (б) ОКТ. Параметры изображения, полученного в системе спектральной ОКТ: ширина – 2,5 мм, глубина – 1,5 мм, разрешение по глубине – 8 мкм. Параметры изображения, полученного в системе корреляционной ОКТ: ширина – 200 мкм, глубина – 20 мкм, разрешение по глубине – 0,5 мкм

Из рис. 3 видно, что оценка огибающей интерференционного сигнала содержит полезную информацию о структуре материала в случае исследования случайно-неоднородных сред, однако не обеспечивает требуемого разрешения. Повышения разрешения можно добиться, например, с помощью противосвертки оценки огибающей с модулем автокорреляционной функции излучения источника. На рис. 4 показан пример применения алгоритма рекурсивной противосвертки с регуляризацией Тихонова⁸.

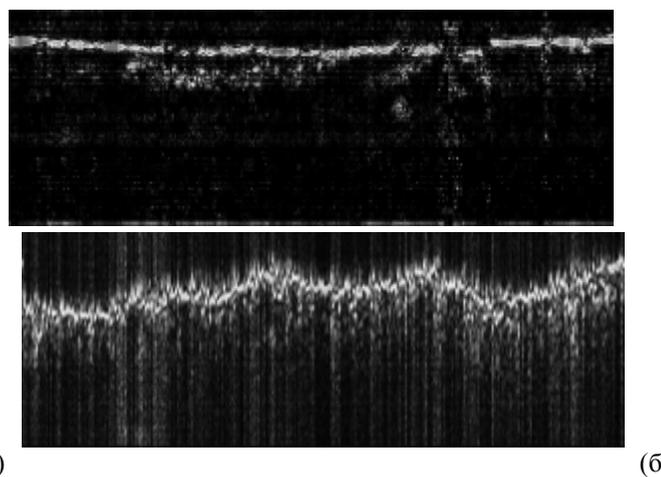


Рис. 3. Томограммы, полученные с помощью корреляционной системы ОКТ после применения рекурсивной противосвертки с модулем автокорреляционной функции излучения источника: образец с детерминированной (а) и случайной (б) структурой

Из проведенных экспериментов по применению алгоритма противосвертки следует, что при обработке *B*-сканов¹ с детерминированной структурой границ метод противосвертки позволяет выявить незаметные до обработки элементы. Применение метода к обработке *B*-сканов среды со случайной структурой границ влечет появление

артефактов. Указанный эффект объясняется сложностью разделения составляющей шума и случайной полезной составляющей сигнала.

1. A.F. Fercher, W. Drexler, C.K. Hitzenberger, T. Lasser, *Rep. Prog. Phys.*, **66**, 239-303, (2003).
2. М.А. Волынский, А.С. Захаров, *Проблемы когерентной и нелинейной оптики* / Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова, СПб: СПбГУ ИТМО, 246-255 (2006).
3. Gurov, M. Volynsky, *Amer. Inst. of Phys. Conf. Proc.*, **1236**, 295-300 (2010).
4. Gurov, E. Ermolaeva, A. Zakharov, *J. Opt. Soc. Amer. A.*, **21**, 242-251 (2004).
5. Gurov, M. Volynsky, A. Zakharov, *Proc. SPIE*, **6734**, 67341P (2007).
6. P. de Groot, H.C. de Lega, *Applied optics*, **43**, № 25, 4821-4830 (2004).
7. М.А. Волынский, И.П. Гуров, А.С. Захаров, *Оптический журнал*, **75**, № 10, 89-94 (2008).
8. М.А. Волынский, *Проблемы оптической физики и биофотоники* / Под ред. В.В. Тучина, В.Л. Дербова и др. Саратов: Новый ветер, 33-37 (2009).

**СВОЙСТВА МОД ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА
С РЕЗОНАНСНО ПОГЛОЩАЮЩИМ ВЕЩЕСТВОМ**
**Архипов Р.М., Егоров В.С., Чехонин И.А., Чехонин М.А. *,
Багаев С.Н.****

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

**ИЛФ СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

В работе исследуются свойства мод оптического резонатора с резонансно поглощающим веществом в рамках локальной, одномодовой и распределенной, многомодовой, полуклассической модели взаимодействия света с веществом. В режиме сильной связи поля и вещества свойства мод резонатора сильно зависят от соотношения между параметрами резонатора и среды. Вблизи линии поглощения возникают поляритонные моды. Показано, что моды оптического резонатора приобретают новые, интересные свойства.

На первый взгляд размещение поглощающей среды в оптическом резонаторе лишено смысла. Поглощение должно увеличить скорость затухания поля, которое и так имеет место вследствие потерь (выход излучения через зеркала) и просто ухудшить свойства резонатора.

Но кажущаяся простой ситуация значительно усложняется, если принять во внимание конечность времен релаксации в поглощающих системах.

Поведение такой системы может быть следующим в зависимости от соотношения между временами релаксации среды и временем жизни излучения в резонаторе. Тогда, если релаксация в среде происходит быстрее, чем затухание поля в резонаторе, энергия, передаваемая полем веществу, не может вернуться обратно к полю (режим *слабой связи*). Если времена релаксации вещества больше или сравнимы с временем затухания поля в резонаторе, возможен сложный нестационарный процесс обмена энергией между средой и полем. Поле будет многократно поглощаться средой, а затем, излучаться обратно (режим *сильной связи*). Таким образом, оказывается, что свойства

резонатора с поглощающим веществом сильно зависят от соотношения между параметрами резонатора и среды. Оптический резонатор приобретает новые свойства. В данной работе изучаются особенности поведения излучения и резонансно-поглощающей среды в оптическом резонаторе в этих условиях.

Аналитические свойства такой системы исследованы в рамках локальной, одномодовой, полуклассической модели. Она описывается системой уравнений Максвелла-Блоха, которая имеет вид ¹⁻³:

$$\frac{d^2}{dt^2} E + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{dE}{dt} + \omega_r^2 \cdot E = -4\pi \cdot \frac{d^2}{dt^2} P, \quad (1.1)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} P + \frac{2}{T_2} \cdot \frac{dP}{dt} + \omega_{12}^2 \cdot E = \frac{2 \cdot \omega_{12} d_{12}^2}{\hbar} \cdot E(t) \cdot N(t), \quad (1.2)$$

$$\frac{dN}{dt} + \frac{1}{T_1} \cdot (N - N_0) = -\frac{2}{\hbar \cdot \omega_{12}} \cdot E(t) \cdot \frac{dP}{dt}, \quad (1.3)$$

Здесь $E(t)$ – напряженность электрического поля в резонаторе, $P(t)$ – поляризация среды, $N(t)$ – разность заселенностей, τ – время жизни излучения в резонаторе, ω_r – частота резонатора, ω_{12} – частота резонансного перехода вещества, T_1 – время релаксации разности заселенностей, T_2 – время релаксации поляризации, d_{12} – дипольный момент перехода, N_0 – разность заселенностей двухуровневой среды при отсутствии электрического поля.

Получены аналитические выражения, характеризующие свойства мод резонатора. Выражение для собственных частот Ω_{\pm} системы “поле+вещество” – поляритонных мод имеет вид ³:

$$\Omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(\omega_r + \omega_{12}) + \left(\frac{1}{2\tau} + \frac{1}{T_2} \right) i \pm \sqrt{(\omega_r - \omega_{12})^2 + 4\omega_{coop}^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right)^2 + (\omega_r - \omega_{12}) \left(\frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right) i} \right], \quad (1.4)$$

При $\omega_r = \omega_{12}$ оно упрощается и принимает вид:

$$\Omega_{\pm} = \omega_{12} + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{2\tau} + \frac{1}{T_2} \right) \cdot i \pm \frac{1}{2} \cdot \sqrt{4 \cdot \omega_{coop}^2 - \left(\frac{1}{2\tau} - \frac{1}{T_2} \right)^2}, \quad (1.5)$$

Здесь ω_{coop} – кооперативная частота среды ³⁻⁵:

$$\omega_{coop} = \sqrt{2\pi\omega_{12} \frac{d_{12}^2}{\hbar} N_0}, \quad (1.6)$$

Если $\omega_{coop} \geq \frac{1}{4} \cdot \left| \frac{1}{\tau} - \frac{2}{T_2} \right|$ вместо одной частоты продольной моды резонатора у

рассматриваемой моды резонатора появляется два нормальных колебания с близкими частотами. Это неравенство определяет условие сильной связи между полем и веществом в резонаторе ³⁻⁵.

Интересен тот факт, что время жизни моды в пустом резонаторе отличается от времени жизни моды в заполненном резонаторе в режиме сильной связи, когда скорость затухания определяется выражением:

$$\text{Im}(\Omega_{\pm}) = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{1}{\tau} + \frac{2}{T_2} \right), \quad (1.7)$$

Когда $T_2 \ll \tau$, то скорость затухания амплитуды излучения моды определяется временем $2T_2$. Наоборот, когда $T_2 \gg \tau$, скорость затухания амплитуды излучения моды

определяется временем 4τ и оказывается в 2 раза больше, чем соответствующее время в пустом резонаторе 2τ .

Использованная выше одномодовая модель не учитывает эффекты межмодового взаимодействия в реальных системах и эффекты, возникающие при распространении света в протяженной среде. Кроме того, в резонаторе наряду с поглощающей средой может содержаться усиливающая среда, что имеет место в реальных лазерных системах. В этом случае необходимо использовать распределенную (многомодовую) модель и более общую систему уравнений, учитывающую эффекты распространения света в протяженных средах. Модель учитывает многомодовый режим генерации, процессы межмодовой конкуренции, режимы синхронизации мод и др.

Такая модель была нами построена для кольцевого лазера. Лежащая в основе распределенной модели система уравнений для медленно-меняющихся синфазной и квадратурной амплитуд электрического поля A и B , поляризации P_c и P_s и разности заселенностей $\Delta\rho$ имеет вид¹⁻²:

$$\frac{d}{dt} P_c(t) = -\frac{P_c}{T_2} - \Delta\omega \cdot P_s(t) - \frac{d_{12}}{2\hbar} \cdot \Delta\rho(t) \cdot B(t), \quad (1.8)$$

$$\frac{d}{dt} P_s(t) = -\frac{P_s}{T_2} + \Delta\omega \cdot P_c(t) + \frac{d_{12}}{2\hbar} \cdot \Delta\rho(t) \cdot A(t), \quad (1.9)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta\rho = -\frac{(\Delta\rho - \Delta\rho_0)}{T_1} - \frac{2d_{12}}{\hbar} \cdot (A(t) \cdot P_s(t) - B(t) \cdot P_c(t)), \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = -4 \cdot \pi \cdot \omega \cdot d_{12} \cdot N_0 \cdot P_s(z,t), \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial B(z,t)}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial B(z,t)}{\partial z} = 4 \cdot \pi \cdot \omega \cdot d_{12} \cdot N_0 \cdot P_c(z,t), \quad (1.12)$$

Численные расчеты проводились с целью изучения влияния времени жизни излучения на частотах вблизи линии поглощения и для моделирования причин возникновения эффекта "конденсации" спектра. (Напомним, что эффект заключается в возникновении сильного излучения вблизи линий поглощения в спектре генерации широкополосного лазера, в резонаторе которого размещено поглощающее вещество с узкими линиями поглощения³⁻⁵. Несмотря на большое число экспериментальных наблюдений и теоретических объяснений, до сих пор нет четкой ясности в доминирующих механизмах возникновения эффекта). В работах⁴⁻⁵ для объяснения эффекта указывалось на необходимость учета когерентного, коллективного характера взаимодействия света и вещества и наличия режима сильной связи.

Проведенные численные расчеты распределенной модели лазера показали, что эффект "конденсации" спектра возникает, когда реализуется режим когерентного взаимодействия света и вещества при параметрах, близких к реализуемым в реальном эксперименте. Пример расчета представлен на рис.1. Таким образом, гипотеза о когерентном, коллективном характере взаимодействия света и вещества, как одна из причин возникновения эффекта, получила еще одно теоретическое подтверждение.

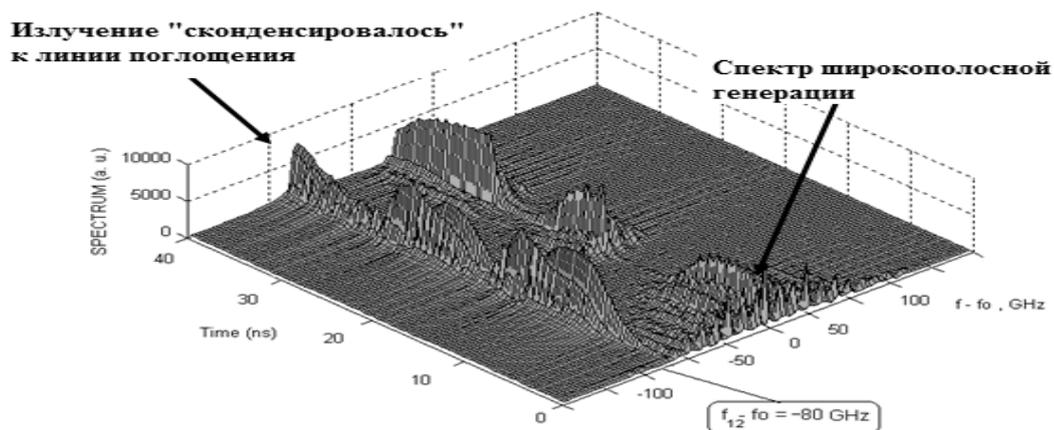


Рис. 1. Пример численного расчета. Эволюция со временем спектра генерации ($\omega_{\text{соор}} = 4.5 \cdot 10^{10}$ рад/с, $T_2 = 5$ нс, длина резонатора = 3 см). Линия поглощения отстроена от максимума усиления активной среды на 80 GHz

Результаты расчетов распределенной модели также показали, что время жизни излучения для мод, находящихся вблизи линии поглощения поглощающего вещества резонаторе в режиме сильной связи, оказывается больше времени жизни излучения в пустом резонаторе и времени жизни излучения в режиме слабой связи. Также имеет место перекачка энергии от мод, располагающихся вдали от линии поглощения, в моды, располагающиеся вблизи линии поглощения. Данные обстоятельства могут быть также привлечены для объяснения причин возникновения эффекта "конденсации" спектра.

1. А. Ярив. Квантовая электроника, М.: *Сов. Радио*, 1980, 488 с.
2. Дж. Стейнфелд. Лазерная и когерентная спектроскопия, М.: *Мир*, 1982. – 629 с.
3. Р.М.Архипов, В.С.Егоров, И.А.Чехонин, *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО*, **4(62)**, 53, (2009).
4. Васильев В.В., Егоров В.С., Чехонин И.А., *Опт. и спектр.*, **58**, №5, 944, (1985).
5. Васильев В.В., Егоров В.С., Федоров А.Н., Чехонин И.А. , *Опт. и спектр.*, **76**, №1, 146-160, (1994).

КОГЕРЕНТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫМ АТОМНЫМ АНСАМБЛЕМ

Шермет А.С., Куприянов Д.В.

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,
Санкт-Петербург, Россия

Когерентные процессы взаимодействия света с веществом, устный

В данной работе рассматривается когерентное взаимодействие света с атомным ансамблем, на примере атомов ^{133}Cs . Рассматриваемое взаимодействие происходит на основе эффекта вынужденного комбинационного рассеяния. Предполагается, что атомная среда подвергается возбуждению под действием сильного

монохроматического поля с частотой ω , действующего в правой σ_+ - поляризации в D_1 -линии и опрашивается пробным импульсом, действующем на смежном переходе с несущей частотой $\bar{\omega}$ в левой σ_- - поляризации.

Действие сильной моды существенным образом влияет на энергетическую структуру атома и приводит к смещению атомных уровней и искажению спектра поглощения, также появляется дополнительный резонанс в окрестности частоты управляющего поля. Если сильное поле настраивается в резонанс с атомным переходом, то наблюдается расщепление этого атомного резонанса на два близких по форме энергетических подуровня.

Взаимодействие оптических полей с квантовой системой описывается системой уравнений Блоха. В данной работе также учитывается взаимодействие оптических полей с верхним возбужденным подуровнем, влиянием которого на дисперсионную картину нельзя пренебрегать.

Рассматриваемое взаимодействие полей с атомной средой интересно с точки зрения записи, хранения и последующего считывания информации. При этом под записью понимается преобразование пробного импульса в атомную когерентность, время жизни которой определяется временем ее релаксации и может составлять миллисекунды. Под восстановлением понимается возвращение фотонов пробного импульса с помощью обратного процесса взаимодействия атомной когерентности с восстанавливающим сильным полем после задержки.

Распространение светового импульса через атомную среду описывается с помощью макроскопического уравнения Максвелла:

$$\left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right] \varepsilon(\mathbf{r}_\perp, z, t) = 2\pi \int_{-\infty}^t dt' \tilde{\chi}(\mathbf{r}_\perp, z, t, t') \varepsilon(\mathbf{r}_\perp, z, t'),$$

$\varepsilon(\mathbf{r}_\perp, z, t)$ - медленно меняющаяся амплитуда пробного поля, зависящая от поперечной и продольной координат и времени, $\tilde{\chi}(\mathbf{r}_\perp, z, t, t')$ - восприимчивость среды. Состояние спиновой и световой подсистем на этапе записи может быть найдено путем численного решения уравнения Максвелла. На этапе восстановления свет, который будет рассеиваться средой, может быть представлен как вторичная волна, формируемая атомами среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда некоммерческих программ «Династия», Федеральной программы по гос. контракту «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» и РФФИ (08-02-91355-ННФ_а и 10-02-00103-а).

КОМПРЕССИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЗОНАНСНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С НЕПРЕРЫВНОЙ ФУНКЦИЕЙ 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 получено аналитическое решение, описывающее распространение брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности в непрерывном резонансном фотонном кристалле. Численно получена компрессия импульсов в структурах с изменением амплитуды модуляции концентрации резонансных атомов.

Активные исследования процессов взаимодействия лазерного излучения с пространственно периодическими структурами, или фотонными кристаллами, позволили в последние годы обнаружить целый ряд новых оптических эффектов, таких, например, как распространение оптических солитонов¹, медленный свет², солитонное сжатие импульсов³. Важной особенностью фотонных кристаллов (ФК) является наличие в них фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) – частотных диапазонов, в которых линейно взаимодействующее со средой излучение не распространяется вследствие закона дисперсии. Однако в случае нелинейного взаимодействия дисперсионные соотношения изменяются, в результате чего на брэгговской частоте внутри линейной ФЗЗ становится возможным распространение нелинейных уединенных оптических импульсов, брэгговских солитонов. Брэгговские солитоны формируются в ФК с различными типами нелинейностей: квадратичной, керровской, а также с нелинейностью резонансного типа, обусловленной примесными резонансными двухуровневыми осцилляторами. Большой интерес представляют брэгговские солитоны самоиндуцированной прозрачности (БС СИП). Явление самоиндуцированной прозрачности состоит в прохождении достаточно мощного ультракороткого импульса света в резонансной среде без искажения его формы и потерь энергии. БС СИП могут формироваться при достаточно низкой интенсивности импульса $\sim 100 \text{ МВт/см}^2$, что немаловажно с прикладной точки зрения. Поэтому резонансные фотонные кристаллы в настоящее время активно изучаются⁴. Проводились теоретические исследования, которые выявили существование БС СИП в различных видах резонансных фотонных кристаллов: а) дискретном фотонном кристалле, который состоит из набора тонких параллельных слоев, легированных двухуровневыми резонансными атомами⁵, б) дискретном резонансном фотонном кристалле с синусоидальной модуляцией линейного коэффициента преломления⁶, в) непрерывном фотонном кристалле с однородным пространственным распределением резонансных атомов⁷. Структуры с непрерывным периодическим распределением резонансных атомов, или непрерывные резонансные фотонные кристаллы, пока являются малоизученными. Полезно исследовать характер формирования и взаимодействия импульсов в таких структурах, так как разумно ожидать, что форма профиля концентрации резонансных атомов может оказывать существенное влияние на динамику распространения интенсивных импульсов в непрерывных резонансных кристаллах.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие когерентного оптического излучения с непрерывным резонансным ФК. 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:

$$\begin{aligned}\Omega_{\tau}^{(+)}(\xi, \tau) + \Omega_{\xi}^{(+)}(\xi, \tau) &= C_1 P^{(+)}(\xi, \tau) + C_0 P^{(-)}(\xi, \tau), \\ \Omega_{\tau}^{(-)}(\xi, \tau) - \Omega_{\xi}^{(-)}(\xi, \tau) &= C_0 P^{(+)}(\xi, \tau) + C_{-1} P^{(-)}(\xi, \tau), \\ P_{\tau}^{(\pm)}(\xi, \tau) &= n(\xi, \tau) \Omega^{(\mp)}(\xi, \tau), \\ n_{\tau}(\xi, \tau) &= -\text{Re} \left[P^{(-)*}(\xi, \tau) \Omega^{(+)}(\xi, \tau) + P^{(+)*}(\xi, \tau) \Omega^{(-)}(\xi, \tau) \right],\end{aligned}$$

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. Показано, что при медленном пространственном изменении амплитуды модуляции резонансных атомов происходит компрессия интенсивных импульсов в среде.

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов, *Физматлит*, М. (2005).
2. J.T. Mok, C.M. de Sterke, I.C.M. Littler, *Nature Physics* **2**, 775-780 (2006).
3. J.T. Mok, I.C.M. Littler, E. Tsoy, B.J. Eggleton, *Optics Letters* **30**, №18, 2457-2459 (2005).
4. Б.И. Манцызов, Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов, *Физматлит*, М. (2009).
5. Б.И. Манцызов, Р.Н. Кузьмин, *ЖЭТФ* **91**, 65 (1986).
6. А.Е. Kozhokin, G. Kurizki, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5020 (1995).
7. N. Akozbek, S. John, *Phys. Rev. E* **58**, 3876 (1998).

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА КОМПЛЕКСНОЙ СТРУКТУРЕ ИЗ СТАЦИОНАРНОЙ И РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

Кучеренко М.Г., Русинов А.П., Федоров Д.С.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

В данной работе исследовались особенности записи и релаксации голографических решеток, записанных в поливиниловом спирте, окрашенном органическими красителями. Проведены эксперименты по модуляции записанных решеток дополнительным лазерным импульсом и выявлены основные закономерности данного процесса. Предложена теоретическая модель, описывающая дифракцию на комплексной амплитудно-фазово-рельефной решетке.

В данной работе проведено изучение механизмов записи и распада простых голографических решеток в пленках поливинилового спирта (ПВС) и желатина, окрашенных органическими красителями: эозином G(H) или эритрозином. Решетки записывались импульсами излучения первого лазера (ИАГ:Nd³⁺, 532 нм). Период записываемой структуры составлял 4-6 мкм. Считывание голограммы осуществлялось лучом гелий-неонового лазера (He-Ne, $\lambda=632.8$ нм) в дифракционном максимуме первого ($m = \pm 1$) порядка.

Экспериментально нами разделены два типа решеток. Поверхностно-рельефная термопластическая решетка образуется из-за неоднородного разогрева пленки световым полем. Помимо стационарной, в объеме полимера записывается триплетная решетка. Триплетный характер решетки в последнем случае подтверждается полной обратимостью процесса, квазиэкспоненциальным характером затухания сигнала и близостью времени распада решетки ко времени жизни τ_T T-состояния красителя.

Для дифракционной эффективности (ДЭ) $\eta_m(t)$ m -го порядка прозрачной фазовой решетки с периодом Λ можем записать:

$$\eta_m(t) = \frac{1}{\Lambda^2} \left| \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp \left[-i\Phi(x,t) - im \frac{2\pi x}{\Lambda} \right] dx \right|^2, \quad (1)$$

Фазовый набег $\Phi(x,t)$ появляется либо за счет пространственной модуляции показателя преломления $n_0 + \Delta n(t) \cos(Kx - \delta_0)$ окрашенной пленки толщиной l , либо за счет образования поверхностного рельефа $\Delta l \cos Kx$.

$$\begin{aligned} \Phi(x,t) &= \Delta\phi_{ph}(x,t) + \Delta\phi_{rel}(x) = \\ &= \Delta n(t)kl \cos(Kx - \delta_0) - (n_0 - 1)k\Delta l \cos Kx. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\Delta n(t) = \Delta n_0 \exp(-t/\tau_T)$ - релаксирующая глубина модуляции показателя преломления n_0 пленки; $K = 2\pi/\Lambda$; $k = 2\pi/\lambda$; τ_T - время жизни T-состояния красителя.

Можно показать¹, что для дифракционной эффективности $\eta_m(t)$ решетки

$$\eta_m(t) = J_m^2 \left(k \sqrt{(\Delta n(t)l)^2 + ((n_0 - 1)\Delta l)^2 + 2\Delta n(t)l(n_0 - 1)\Delta l \cos \delta_0} \right), \quad (3)$$

где $J_m^2(z)$ - квадрат функции Бесселя порядка m .

Характерными являются случаи, когда фазовый сдвиг $\delta_0 = K\Delta x$ наведенной и стационарной решеток составляет величину $\delta_0 = 0, \pi$. Тогда $\Phi_0(x, t) = [(1 - n_0)\Delta l \pm \Delta n(t)l] \cos Kx$, и на основе (1) для дифракционной эффективности $\eta_m(t)$ композитной решетки получаем

$$\eta_m(t) = J_m^2 \{k[(1 - n_0)\Delta l \pm \Delta n(t)l]\}.$$

Отметим здесь, что, несмотря на строгость вывода и компактную ясную форму записи, практическое применение формулы (3) весьма ограничено. Очевидно, что эта формула применима только для решеток с гармоническим (синусоидальным) пространственным профилем, имеющим только фазовую составляющую. В общем случае расчет дифракционной эффективности нужно проводить только на основе интегрального выражения (1).

Нами проведены эксперименты по модуляции записанных решеток дополнительным лазерным импульсом. Повторное воздействие на решетку той же частоты приводит к существенным изменениям временных зависимостей дифракционного сигнала. Наблюдались качественно различные отклики системы на первичное и дополнительное лазерное воздействие, в зависимости от того, каким было общее число активирующих импульсов (рис. 1). При длительном результирующем облучении образца отчетливо наблюдалось формирование стационарной решетки. Нестационарный сигнал дифракции, обусловленный записью динамической решетки, существенно определялся наличием или отсутствием стационарной периодической структуры. До ее формирования первичный лазерный импульс индуцировал появление триплетной решетки с квазиэкспоненциальным законом распада. По мере формирования статичной периодической структуры (после 10-20 импульсов с энергией ≈ 10 мДж) в дифракционном сигнале от совокупности решеток (стационарной и наведенных) начинали возникать качественные изменения, связанные с зеркально-симметричной трансформацией импульса сигнала дифракции: вначале от дополнительного лазерного возбуждения (рис. 1), а затем и от первичного.

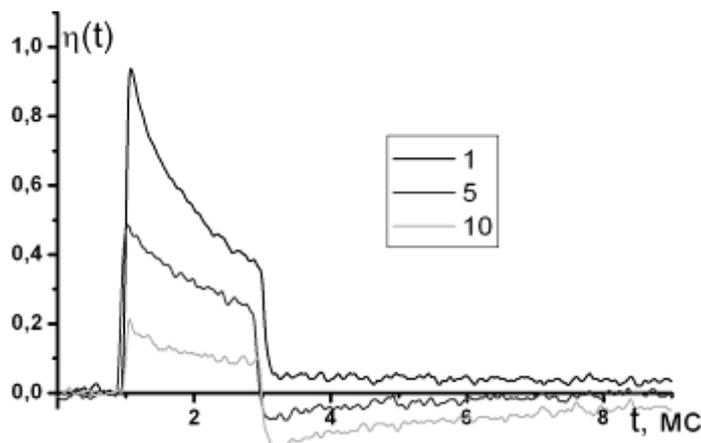


Рис. 1. Сигнал дифракции 1-го порядка на решетках в пленке ПВС с эозином G при двухимпульсном воздействии, в зависимости от числа записываемых импульсов

Теоретическое описание наблюдаемого эффекта может быть проведено на основе предложенной модели комплексной решетки. Для этого предположим, что в результате воздействия второго импульса происходит не только ослабление нестационарной

решетки, но и инициируется пространственный сдвиг относительно рельефной решетки, затухающий с некоторым характерным временем τ_R .

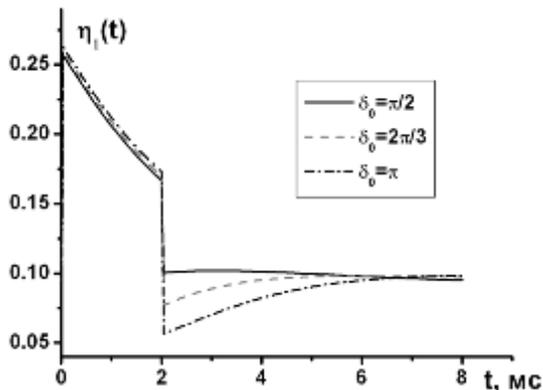


Рис. 2. Динамика ДЭ комплексной рельефно-фазовой решетки в пленке ПВХ, окрашенной эозином ($c=5 \cdot 10^{-4}$ М) при различных амплитудах пространственного сдвига между решетками. $I_0=2 \cdot 10^7$ Вт/см²

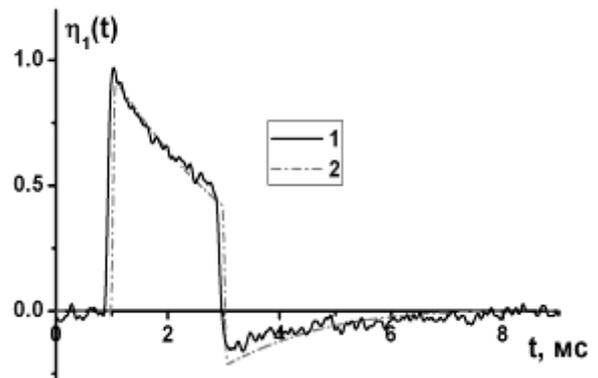


Рис. 3. Сравнение экспериментальной (1) и расчетной кривой (2) ДЭ комплексной рельефно-фазовой решетки в пленке ПВХ, окрашенной эозином ($c=5 \cdot 10^{-4}$ М). $I_0=1.5 \cdot 10^7$ Вт/см²

Проведя сравнение серии экспериментальных кривых с расчетными, наиболее близкое согласие теории и эксперимента получено при следующих параметрах: $I_0=1.5 \cdot 10^7$ Вт/см², $I_{02}=1 \cdot 10^7$ Вт/см², $\tau_T=2.8$ мс, $\delta_0=5 \pi / 6$, $\tau_R=8$ мс.

1. Sobolewska, A. Miniewicz, *J. Phys. Chem. B*, **111**, 1536-1544, (2007)

НАБЛЮДЕНИЕ ХОПФ-ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ДВУХРЕЗОНАТОРНОМ ПГС С САМОСИНХРОНИЗАЦИЕЙ ФАЗЫ

Колкер Д.Б., Зонди Ж.Ж.*, Вонг Ф.**

Новосибирский Государственный Технический Университет

Новосибирск, Россия

* LNE-CNAM-INM, Париж, Франция

** Массачусетский Технологический Институт, научно-исследовательская лаборатория электроники, Кэмбридж, США

Прецизионные делители частоты 3÷1 относятся к новому классу нелинейных преобразователей оптических частот. Динамика делителя частоты определяется двумя процессами, происходящими в резонаторе ПГС. Первый процесс это параметрическая генерация, при которой в ПГС секции происходит распад фотона накачки (3ω) на два фотона - сигнального (2ω) и холостого (ω). В ГВГ - секции происходит удвоение частоты холостой волны. Если соотношение частот при этом составляет 3:2:1, то наблюдается самоинжекция удвоенной холостой и сигнальной волны в резонаторе ПГС.

В [1] был продемонстрирован трехрезонаторный ОПГ-ССФ, который накачивался стабилизированной по внешнему интерферометру диодной МОРА-системой (Master Oscillator, Power Amplifier) Особый дизайн PPLN кристалла позволял

выбрать соотношение периодов между ПГС и ГВГ секциями для достижения оптимального коэффициента преобразования при данной фиксированной температуре. Было продемонстрировано, что Хопф-нестабильности возникают при увеличении мощности накачки над пороговой мощностью в 4 раза. Особый дизайн PPLN кристалла с переменным периодом $\Lambda_{ГВГ}$ в новом эксперименте позволила сделать процесс оптимальным [2-3].

Двухрезонаторный параметрический генератор (ДПГС-ССФ) накачивался 5 ваттным Verdi лазером, при этом пороговая мощность соответствовала величине $P_{th} = 25-35$ мВт (рис.1). В качестве нелинейного элемента использовалась двухсекционная периодическая структура из ниобата лития $10 \times 0.5 \times 20$ мм³. Кристалл термостабилизировался при $T=205^\circ\text{C}$. Для наблюдения кластеров в области $\lambda_s \sim 798$ нм и $\lambda_i \sim 1596$ нм несимметричный резонатор параметрического осциллятора ($FSR_{OP0} = 1500$ МГц) сканировался при приложении пилообразного напряжения на пьезокерамику одного из зеркал резонатора. При температуре 203.6 С измерения соотношение частот с точностью лямбдометра оказалось приблизительно равным 3:2:1. При фиксированной температуре и мощности накачки на следующем этапе мы сканировали Y-позицию в кристалле. В одном из положений, которое было немедленно зафиксировано и откалибровано по лимбу наблюдалось уширение моды резонатора на сигнальной и холостой частотах. При тщательной юстировке кристалла по всем координатам и по позиции кристалла относительно перетяжки пучка накачки в резонаторе и увеличении мощности накачки до $N = 10$ мы получили картину, которая уже наблюдалась ранее в другой системе (с накачкой МОРА области 842 нм).

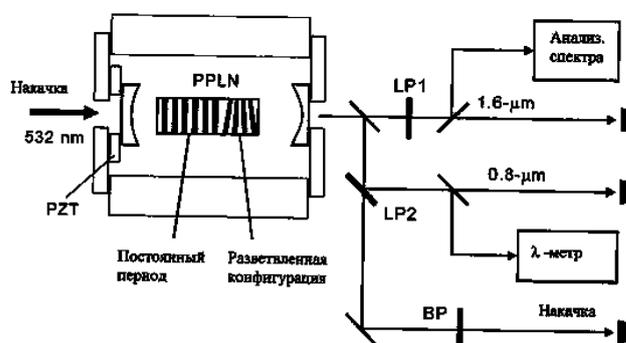


Рис 1. Схема экспериментальной установки

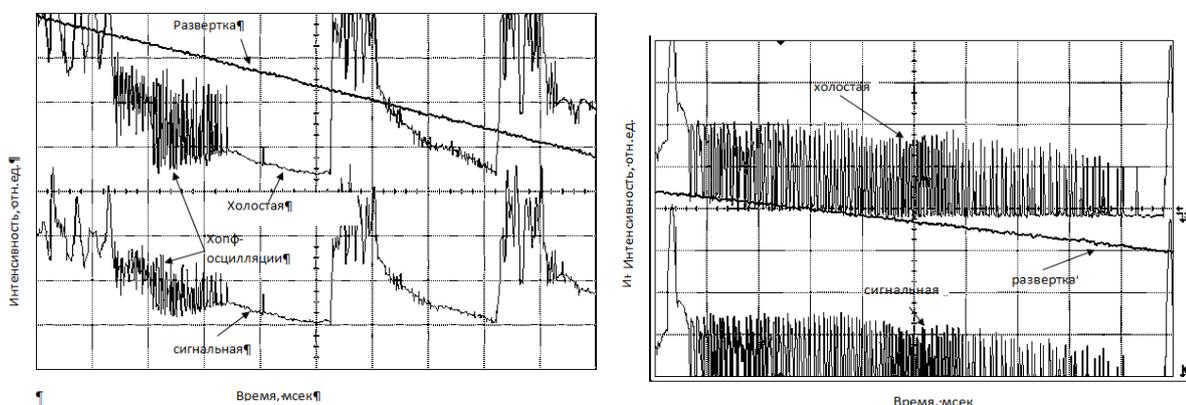


Рис 2. Хопф осцилляции в ПГС-ССФ при $N=20$ (а) и при $N=30$ (б).

Провал интенсивности, идентичный [1], возникал при превышении мощности накачки над пороговой в 20 раз (рис 2). Диапазон самозахвата фазы линейно

увеличивался при увеличении мощности накачки. При $N > 20$ система дестабилизировалась, и мы экспериментально наблюдали Хопф-осцилляции (рис 2 а).

При дальнейшем увеличении мощности накачки до $N = 30$ наблюдалось максимальное уширение центральной моды резонатора (рис 2 б), при этом Хопф-осцилляции наблюдались во всем диапазоне предполагаемого фазового самозахвата, что подтверждает факт полной дестабилизации системы.

Диагностикой режима 3:2:1 в ТПГС-ССФ является:

- 1) Уширение собственной моды резонатора ТПГС при его сканировании
- 2) Провал интенсивности на холостой и сигнальной волне
- 3) Одинокый пик пропускания интерферометра Фабри-Перо
- 4) Хопф-нестабильности при увеличении мощности накачки

Продемонстрирован параметрический генератор с самосинхронизацией фазы в трехрезонаторной конфигурации с накачкой полупроводниковой системой мощностью 0.7 Вт. Область стабильной работы данного ПГС-ССФ находится между порогом генерации и $N = 20$.

1. J.-J. Zondy, D.Kolker, and F.N.C.Wong, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 043902 (2004).
2. P. V. Gorelik, F. N. C. Wong, D. Kolker, and J.-J. Zondy, *Opt. Lett.* **31**, X2039 (2006).
3. J.-J. Zondy et D. Kolker. Oscillateurs paramétriques optiques verrouillés en phase par compétition de deux processus non linéaires $\chi^{(2)}$: Mise en évidence de signatures dynamiques du fonctionnement en diviseur cohérent $3\omega \rightarrow 2\omega, \omega$. *Bulletin BNM*, vol.2003-2, pp.84-96, 2004, Paris, France.

КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ СВЕТА В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

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

Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

*Российский государственный педагогический университет

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

На основании решения предложенных полуклассических уравнений Максвелла-Шредингера без приближения среднего поля проанализирована эволюция атомно-полевых характеристик в процессе когерентного усиления света в бозе-эйнштейновском конденсате разреженного газа

В эксперименте¹ бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК) разреженных паров натрия, имевший удлиненную (сигарообразную) форму, облучался двумя лазерными пучками: одевающим и пробным. Оба пучка лежали в плоскости, перпендикулярной оси БЭК, и пересекали друг друга под углом 135° . В этом эксперименте наблюдались интересные оптические эффекты, состоящие как в усилении пробного пучка, так и в существенном сокращении его групповой скорости (до величины порядка 1 м/с).

В работах²⁻³ в рамках полуклассического подхода дана теоретическая интерпретация этих эффектов в приближении среднего поля для случая взаимно ортогональных одевающего и пробного пучков.

В настоящей работе сообщается о результатах моделирования эксперимента¹ на основании предложенных полуклассических уравнений Максвелла-Шредингера, в

которых не используется приближение среднего поля и учитывается неортогональность огибающей и пробного пучков.

1. S. Inouye, R.F. Löw, S. Gupta et. al. *Phys. Rev Lett.*, **85**, 4225-4229, (2000).
2. E.D. Trifonov, *Laser Phys.*, **12**, №1, 211-216, (2002).
3. Н.А. Васильев, Е.Д. Трифонов, *Опт. и спектр.*, **96**, №4, 625-628, (2004).

БРЭГГОВСКОЕ ДИФРАКЦИОННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Скорынин А.А., Манцызов Б.И.

Московский Государственный Университет им. Ломоносова

Теоретически показано, что при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ (на прохождение) в фотонном кристалле, содержащем тонкие слои кубически нелинейной среды, короткий лазерный импульс разделяется на два: Лауэ-солитон и линейно распространяющийся импульс в эффективно однородной среде.

Дифракционное деление коротких оптических импульсов (ДДИ) при брэгговской дифракции в фотонном кристалле (ФК) в геометрии Лауэ (на прохождение) было теоретически предсказано ранее, как в случае линейного¹, так и нелинейного резонансного² взаимодействия излучения со средой. Суть эффекта ДДИ легко объяснить на примере простейшего одномерного линейного ФК, который представляет собой многослойную периодическую структуру (рис. 1). Вследствие дифракции излучения внутри структуры, каждая спектральная компонента импульса, падающего под углом Брэгга к слоям ФК, представляет собой когерентную суперпозицию двух проходящих и двух дифрагированных волн. Эти волны попарно распространяются в ФК с двумя разными эффективными показателями преломления. По мере увеличения пути прохождения в глубь ФК указанные волны разделяются на пары импульсов с различными групповыми скоростями. Временной интервал между вышедшими из ФК импульсами пропорционален толщине кристалла и фурье-компоненте разности показателей преломления. Причиной различия эффективных показателей преломления является пространственная локализация поля мод образующих импульсы. Так более быстрый импульс (бормановский) локализован в слоях ФК с меньшим показателем преломления, а более медленный (антибормановский) - в слоях с большим

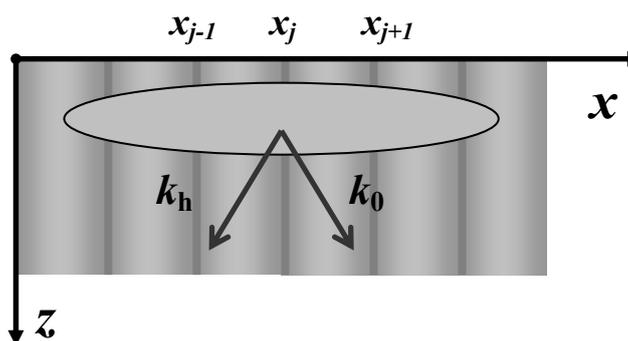


Рис. 1. Фотонный кристалл, содержащий тонкие слои кубически нелинейной среды расположенные при $x = x_j$

показателем преломления. При этом они обладают существенно различной пространственной дисперсией³.

В настоящей работе мы рассмотрели эффекты, возникающие при брэгговской дифракции импульсов по схеме Лауэ в *нелинейном* ФК - структуре с периодически модулированным показателем преломления и тонкими слоями кубически нелинейной среды (рис. 1). В направлении перпендикулярном к плоскости рисунка волновой пакет считался неограниченным, а в направлении x и z гораздо большим, чем центральная длина волны излучения.

Показано, что при некоторых параметрах среды и излучения, в результате эффекта ДДИ, в структуре формируется два импульса с различными (из-за линейной модуляции ФК) групповыми скоростями, причем один из них описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ), то есть является солитоном.

При решении задачи в рамках приближений малой модуляции показателя преломления и представления поля в виде

двух сильных волн - проходящей и дифрагированной - методом медленно меняющихся амплитуд была получена система динамических уравнений. Сделан переход к бормановской и антибормановской модам, соответствующим разности и сумме проходящей и дифрагированной волн. В уравнениях учитывалась сильная пространственная дисперсия ФК^{1,3}. Было показано, что в отличие от линейной задачи¹, антибормановский импульс взаимодействует с бормановским, как с возмущением. После того как импульсы разделяются в результате ДДИ, уравнение, описывающее антибормановский импульс, может быть сведено к НУШ.

На графике (рис.2) представлено численное решение системы динамических уравнений, рассчитано распределение модуля поля импульса на различных глубинах z в случае наличия нелинейных слоев (сплошная линия) и в случае их отсутствия (пунктирная линия). Видно, что падающий импульс за счет модуляции линейного показателя преломления разделяется на два импульса. При наличии кубически нелинейных слоев в антибормановском импульсе, отстающем, выделяется солитон, сохраняющий свою форму при распространении, а остальная часть импульса быстро рассеивается. Бормановский импульс не испытывает влияния нелинейных слоев.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №09-02-00786-а.

1. V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, A.A. Skorynin, *Phys. Rev. A* **79**, 053811 (2009).
2. B.I. Mantsyzov, *Optics Communications*, **189**, №3, 275-280 (2001).
3. А.А. Скорынин, В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов. *Сборник статей. Когерентная оптика и оптическая спектроскопия*. **13**, 245-248, Казань: Изд-во КГУ (2009).

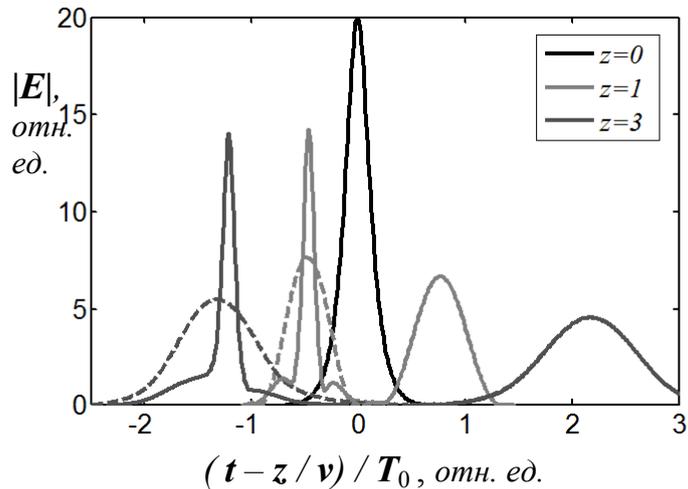


Рис. 2. Распределение модуля поля импульса $|E|$ на различных глубинах z , в случае наличия нелинейных слоев (сплошная линия) и в их отсутствии (пунктирная линия). T_0 и v – некоторые параметры

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ТОНКИМИ И ОБЪЕМНЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ ГОЛОГРАММАМИ

Горбач Д.В., Романов О.Г., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Теоретически и экспериментально исследованы особенности преобразования сингулярных световых пучков тонкими и объемными динамическими голограммами в средах с нелинейностями третьего, пятого и более высоких порядков. Проанализированы схемы мультиплицирования топологического заряда и частотного преобразования оптических вихрей.

Сингулярные световые пучки (оптические вихри) привлекают повышенный интерес исследователей в связи с их уникальными свойствами, обусловленными винтовыми дислокациями волнового фронта и позволяющими расширить сферы применения лазерных пучков для захвата и манипуляции микрообъектами, анализа турбулентных явлений в атмосфере, формирования волноводных структур, записи скрытых изображений в голографических системах защиты ценных бумаг и др. Новые возможности открывают частотные преобразования оптических вихрей, имеющих несколько спектральных компонент. Предложены схемы формирования пространственно когерентных одно- и двухзарядных полихроматических вихревых солитонов¹ и исследована нелинейная динамика двухцветных оптических вихрей в процессе генерации второй гармоники². С другой стороны, для преобразования когерентных изображений перспективно использование методов динамической голографии^{3, 4}. Анализ свойств нелинейных голографических элементов способствовал развитию принципов оптической обработки 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.).

Основной целью настоящей работы является развитие идей динамической голографии применительно к преобразованию световых пучков с фазовой сингулярностью. Анализируются схемы преобразования топологической структуры оптических вихрей тонкими и объемными динамическими голограммами в условиях нелинейной голографической записи, а также схемы визуализации инфракрасных оптических вихрей.

В средах, в которых наряду с кубической нелинейностью проявляются нелинейности пятого и более высокого порядков, зависимость светоиндуцированного изменения показателя преломления от интенсивности становится нелинейной. В условиях нелинейной голографической записи имеют место искажения 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, дифрагировавшие в различные порядки, изменяя направление распространения либо частоту считывающей волны^{5, 6}.

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: $\vec{k}_D = M\vec{k}_1 - M\vec{k}_S + \vec{k}_2$. При записи и восстановлении тонких голограмм наблюдаются различные порядки дифракции, связанные с несинусоидальностью профиля штриха решетки (рис. 1). В брэгговском режиме считывающий пучок, направленный под углом, отвечающим M -порядку дифракции, рассеивается на соответствующей пространственной гармонике решетки.

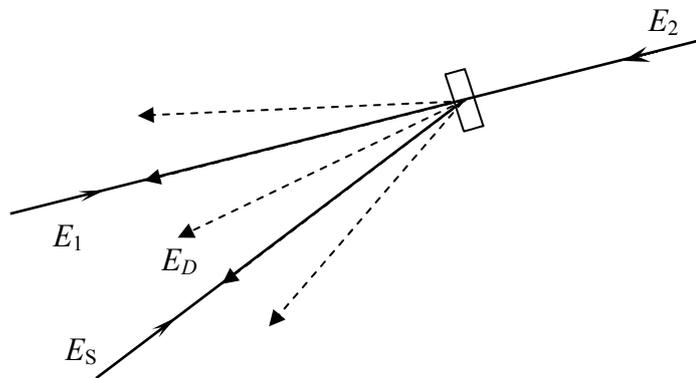


Рис. 1. Схема дифракции волны E_2 на решетке, записанной волнами E_1 и E_S

Схемы записи тонких и объемных динамических голограмм проанализированы с позиций их использования для преобразования топологической структуры сингулярных пучков и визуализации инфракрасных оптических вихрей. Результаты экспериментальной реализации частотного преобразования оптических вихрей с топологическим зарядом $m = 1$ представлены на рис. 2.

Для идентификации топологического заряда использован метод, основанный на интерференции сингулярного пучка со сферической волной. В этом случае величина топологического заряда определяется количеством спиралей, а знак заряда – направлением закрутки спирали (по или против часовой стрелки). Из приведенных данных видно, что при дифракции на динамической голограмме имеет место инвертирование знака топологического заряда, причем использование второго порядка дифракции позволило удвоить и величину заряда. При этом следует обратить внимание на реализацию преобразования оптического вихря из ИК области спектра (1064 нм) в видимую (532 нм).

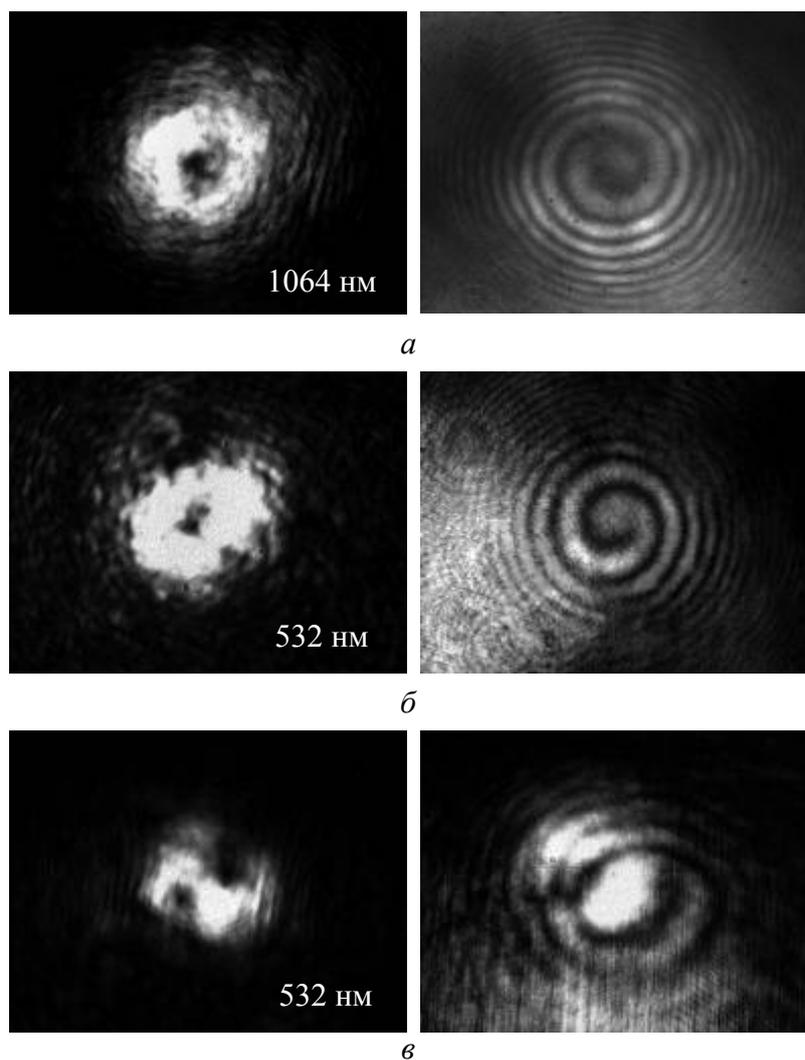


Рис. 2. Пространственные профили и интерференционные картины для сигнального светового пучка (а) и пучков, дифрагировавших в первый (б) и второй порядок (в)

В заключение заметим, что использование различных комбинаций гауссовых и сингулярных пучков для записи и считывания динамических голограмм позволяет осуществлять алгебраические операции с топологическим зарядом, который может использоваться в качестве информационного параметра.

1. Dreischuh, D.N. Neshev, V.Z. Kolev et. al., *Opt. Express*, **16**, №8, 5406-5420, (2008).
2. D.N. Neshev, A. Dreischuh, V. Shvedov et. al., *Opt. Lett.*, **33**, №16, 1851-1853, (2008).
3. L.H. Acioli, A.S.L. Gomes, J.R. Rios Leite, C.B. de Araujo, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 1956-1958, (1989).
4. O. Ormachea, O.G. Romanov, A.L. Tolstik et. al., *Opt. Express*, **14**, №18, 8298-8304, (2006).
5. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea, *Opt. Commun*, **181**, №1-3, 183–190, (2000).
6. F. Charra, J.M. Nunzi, *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, №3, 570-577 (1991).

ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И ВАРИАНТЫ УПРАВЛЕНИЯ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ ВЫРОЖДЕНИИ УРОВНЕЙ

Лосев А.С., Трошин А.С.

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

Рассматриваются особенности установления режима электромагнитно-индуцированной прозрачности в вырожденных двухуровневых схемах, преимущества и недостатки использования таких схем. Демонстрируется возможность изменения последовательности выхода из среды двух пробных импульсов в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности.

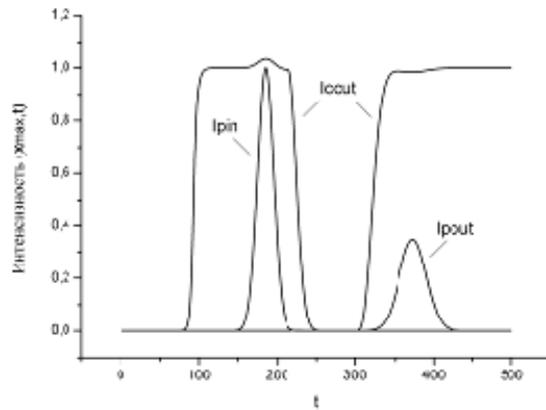
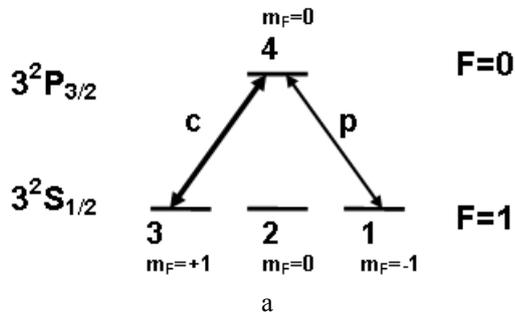
При наличии вырождения нижнего уровня Λ -схемы и усложненных схем, известные эффекты, обусловленные электромагнитно-индуцированной прозрачностью (ЭИП¹), при введении в среду управляющей световой волны предваряются перезаселением состояний (оптической ориентацией). Если пробный импульс другой поляризации вводится после насыщения поглощения², т.е. установления прозрачности для управляющего импульса, реализуется далее режим, обычный для эффектов ЭИП в протяженной среде: значительное снижение групповой скорости и пространственное сжатие пробного импульса, запись его формы в среде и возможность его частичного воспроизведения. В данном сообщении показана также возможность обращения последовательности пробных импульсов на выходе из среды.

Указанные эффекты продемонстрированы на основе численного решения системы уравнений Максвелла-Блоха. В расчетах использовано приближение медленных амплитуд полей и недиагональных элементов матрицы плотности атомов, резонансное приближение. Учитывалось вторичное излучение, обусловленное поляризованностью среды в суммарном поле; этим обеспечивается самосогласованность постановки и решения задачи³.

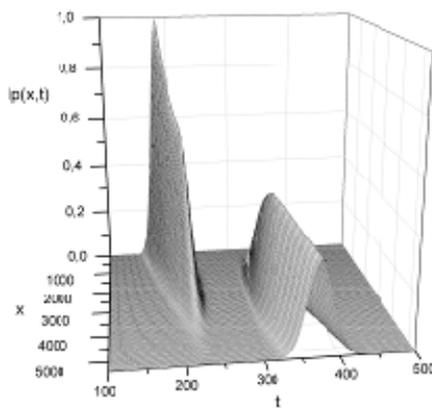
Простейший вариант – Λ -схема при трехкратном вырождении основного уровня сверхтонкой структуры: D2 линия натрия, переход $3^2S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 3^2P_{3/2}(F=0)$, рис. 1а. Полагаем, что пробное поле – правой, а управляющее поле – левой круговой поляризации. Характерными параметрами считались длина атомарного облака $L=500$ мкм и концентрация $n=10^{13}$ см⁻³.

Рассмотрим эволюцию полей управляющего и пробного импульсов (рис.1б). В среду входит длинный (квазимонохроматический) управляющий импульс, интенсивно взаимодействующий с атомами среды. В результате такого взаимодействия для управляющего импульса проявляется эффект насыщаемого поглотителя. Атомы с вероятностями 1/2 распределяются по состояниям 1 и 2, а среда для управляющего импульса становится прозрачной. Теперь в среду входит более слабый пробный гауссов импульс. Совместное действие полей в двух плечах Λ -схемы реализует эффект ЭИП, при котором среда становится прозрачной для обоих полей. Далее, когда пробный импульс весь вошел в среду, но еще не начал выходить, управляющее поле адиабатически выключают. Это ведет к нарушению ЭИП, и пробный импульс поглощается (рис. 1в). Наступает темная пауза, когда поле в среде равно нулю, но при

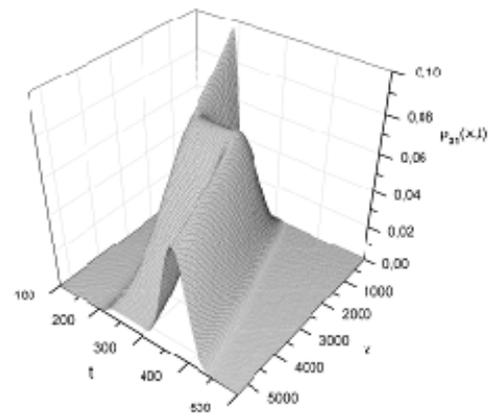
этом атомная когерентность $\rho_{31}(x)$ сохраняет информацию о пробном импульсе (рис. 1г). Затем опять включают управляющее поле, происходит генерация средой импульса, его огибающая качественно повторяет сохраненную во время темной паузы форму $\rho_{31}(x)$.



б



в



г

Рис. 1. Λ – схема. 1а – уровни и переходы; 1б – I_{pin} , I_{cout} – интенсивность входящих пробного и управляющего импульсов, I_{pout} , I_{cout} – то же на выходе из среды; 1в – интенсивность пробного импульса в образце; 1г – матричный элемент $\rho_{31}(x, t)$

Перестановка импульсов – см. рис. 2.

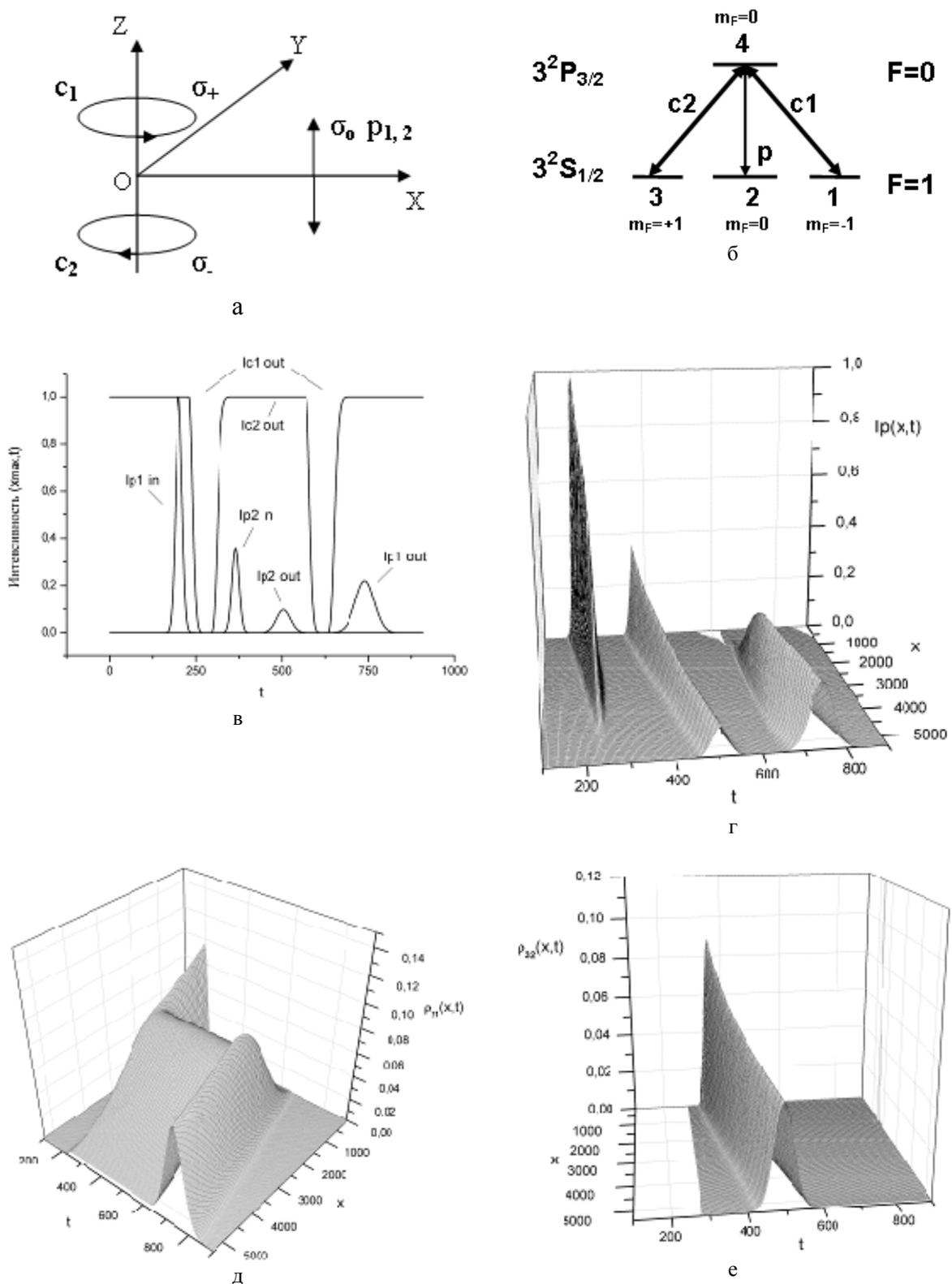


Рис. 2. Перестановка пробных импульсов. 2а – направления распространения и поляризации импульсов в среде; 2б – уровни и переходы; 2в – интенсивности входящих I_{p1} in, I_{p2} in и выходящих I_{p1} out, I_{p2} out пробных импульсов, I_{c1} out, I_{c2} out – интенсивности выходящих управляющих импульсов (в приближении заданных полей); 2г – эволюция пробных импульсов в образце с течением времени; 2д – эволюция ρ_{21} в образце с течением времени; 2е – эволюция ρ_{32} в образце с течением времени

1. М.О. Скалли, М.С. Зубайри, *Квантовая оптика: Пер. с англ.*, М.: Физматлит, 2003. 184 с.; L.V. Hau, S.E. Harris, et al., *Letters to Nature*, **397**, 594, (1999); D.F. Phillips, A. Fleischhauer, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 783, (2001); C. Liu, Z. Dutton, C.H. Behroozi, L.V. Hau, *Nature*, **409**, 490, (2001).
2. Е.Б. Александров, В.С. Запасский, *УФН*, **176**, 1094, (2006); А.С. Selden, *Опт. и спектр*, **106**, 969, (2009); В.С. Запасский, *УФН*, **179**, 197, (2009).
3. Н.А. Васильев, А.С. Трошин, *ЖЭТФ*, **125**, 1276, (2004); Н.А. Васильев, А.С. Трошин, *Известия РАН. Сер. физич.*, **69**, 1096, (2005); А.С. Лосев, А.С. Трошин, *Физический вестник. РГПУ им. А.И. Герцена*, 9, (2007); A.S. Losev, A.S. Troshin, N.A. Vasil'ev, *Proc. SPIE*, **7024** (2008).

РЕЗОНАНСНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ ВБЛИЗИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ

Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г.

Оренбургский Государственный университет, Оренбург, Россия

Предложена математическая модель переноса энергии электронного возбуждения между молекулами донора и акцептора, находящимися вблизи поверхности проводящего наноцилиндра, посредством поверхностных плазмонов. В резонансных условиях обнаружено увеличение скорости переноса по сравнению со случаем отсутствия проводящей поверхности.

В последние годы внимание исследователей занимают вопросы влияния нанообъектов на радиационные и безызлучательные процессы в атомах, молекулах и их комплексах. В работе ¹ показано, что поле переменного диполя, наведенного светом на конце зонда микроскопа ближнего поля, обеспечивает его более высокую разрешающую способность (20 - 50 нм) по сравнению с обычным оптическим микроскопом. Сканирующий оптический микроскоп с разрешающей способностью до нескольких нанометров предложен в работе ². Принцип его действия основан на безызлучательной диполь-дипольной передаче энергии от молекулы донора, находящейся на острие иглы, к флуоресцирующей молекуле образца. В связи с этим особенную актуальность приобретает рассмотрение механизмов передачи энергии электронного возбуждения между молекулами, находящимися вблизи поверхностей нанообъектов. В работах ³⁻⁵ сообщалось о возможном увеличении скорости безызлучательного переноса энергии от донора к акцептору, которые адсорбированы наносистемами различной геометрии. В работах ^{6, 7} рассмотрен механизм передачи энергии в донорно-акцепторных парах молекул посредством виртуальных экситонов и плазмонов. Обнаружено существенное возрастание вероятности переноса энергии при приближении молекул к поверхности раздела фаз, особенно – металлической поверхности.

В данной работе рассмотрена резонансная безызлучательная передача энергии в донорно-акцепторной паре молекул при близком расположении от нее протяженного проводящего цилиндра нанометрового радиуса, обеспечивающего плазмонную поддержку процесса.

В рассматриваемом случае возможны два механизма передачи энергии: через поверхностные плазмоны и из-за непосредственного диполь-дипольного взаимодействия между молекулами. Применяя аппарат вторичного квантования, операторы взаимодействия молекул акцептора и донора с поверхностными плазмонами можно выразить через операторы рождения и уничтожения плазмонов. Используя золотое правило Ферми, для вероятности передачи энергии в единицу времени получаем выражение

$$U = \frac{2\pi |p_d|_{01}|p_a|_{10}^2}{\hbar^2} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{1}{r_{da}^3} + \frac{1}{\pi\omega_p^2 R} \int_0^{\infty} \cos(kz_{da}) \frac{\omega_k^3 I_0(kR)k}{K_0^2(kR)I_1(kR)} \frac{K_1(kr_d)K_1(kr_a)}{(\omega - \omega_k + i/\tau)} dk \right|^2 G_d(\omega)G_a(\omega)d\omega,$$

где τ – время жизни поверхностного плазмона, $|p_d|_{01}$ и $|p_a|_{10}$ – матричные элементы дипольных моментов переходов в молекулах донора и акцептора, $r_{d(a)}$ – расстояние от молекулы донора (акцептора) до оси цилиндра, r_{da} – расстояние между молекулами, z_{da} – разность между цилиндрическими координатами z молекул, $G_d(\omega)$ – спектр испускания донора, $G_a(\omega)$ – спектр поглощения акцептора, ω_k – частота поверхностного плазмона, равная в квазистатическом приближении ⁸

$$\omega_k^2 = \omega_p^2 \frac{K_0(kR)I_1(kR)}{K_0(kR)I_1(kR) + K_1(kR)I_0(kR)},$$

где $I_n(x)$ и $K_n(x)$ – функции Бесселя мнимого аргумента, k – продольное волновое число, R – радиус цилиндра, ω_p – плазменная частота. Применение квазистатического приближения в данной задаче оправдано тем, что перенос энергии происходит на расстояниях много меньших длины волны излучения. Формула вероятности переноса энергии получена для случая, когда дипольные моменты донора и акцептора ориентированы радиально и располагаются на одной прямой, параллельной оси цилиндра.

При проведении расчетов считалось, что спектры испускания донора и спектры поглощения акцептора имеют лорентцеву форму, полуширину которого определяет параметр $\gamma_a = \gamma_d = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$. Максимум спектра люминесценции донора приходится на частоту $\omega_d = 4.5 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ($\lambda \approx 420 \text{ нм}$), а максимум спектра поглощения акцептора – на частоту $\omega_a = 4.0 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ($\lambda \approx 470 \text{ нм}$). В качестве доноров с такими характеристиками спектров могут выступать следующие молекулы: N-транспариновоил-церамид, 1-(Фениламино)нафталин, 1,6-Дифенил-1,3,5-гексатриен. В качестве акцепторов – 2-(n-Диметиламиностирил)-1-метилпиридиний йодистый, астрафлоксин, кальцеин.

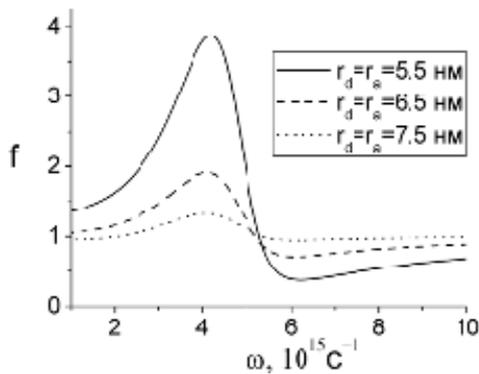


Рис. 1. Зависимость фактора f от частоты

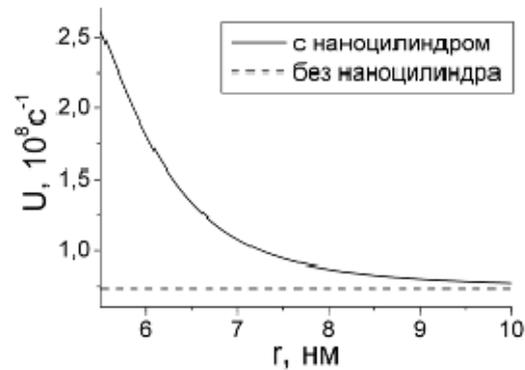


Рис. 2. Зависимость скорости переноса энергии от расстояния

На рисунке 1 изображена зависимость отношения f квадрата модуля матричного элемента взаимодействия между молекулами донора и акцептора в присутствии наноцилиндра к квадрату модуля матричного элемента только диполь-дипольного взаимодействия от частоты ω при различных расстояниях от молекул до центра цилиндра при постоянной величине $z_{da} = 5$ нм. Это отношение определяет величину вклада плазмонного механизма в процесс передачи энергии. В расчетах использовалось значение плазменной частоты $\omega_p = 7.6 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, что соответствует $\hbar\omega_p = 5$ эВ. Такие значения энергии плазмонов наблюдаются у щелочных металлов Na и K. Другие параметры модели: радиус цилиндра $R = 5$ нм, время жизни плазмона $\tau = 1$ фс, матричные моменты дипольных моментов перехода $|p_d|_{01} = |p_a|_{10} \approx 10^{-18}$ СГСЭ·см. Из рисунка видно, что резкое увеличение отношения f до 4 раз наблюдается при частоте $\omega \approx 4.0 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$. С увеличением расстояния между молекулами амплитуда фактора f уменьшается, так как уменьшается вклад плазмонного механизма в процесс передачи энергии.

На рисунке 2 представлены результаты расчетов скорости переноса энергии, которые также указывают на увеличение скорости U в несколько раз при близком расположении молекул от поверхности цилиндра. Из рисунка следует, что вероятность переноса падает с ростом расстояния от молекул до оси цилиндра, стремясь к предельному значению вероятности в отсутствие цилиндра, которая в данной геометрии остается неизменной. Расчеты показывают, что при увеличении расстояния z_{da} между молекулами и неизменном расстоянии от поверхности хотя и наблюдается уменьшение скорости переноса энергии, однако в присутствии наноцилиндра эта скорость заметно выше, чем без него.

Следует отметить, что ощутимое влияние металлического наноцилиндра на вероятность переноса энергии в донор-акцепторной паре связано с тем обстоятельством, что частота плазмонного резонанса (максимума отношения f) приходится на область перекрытия спектров поглощения акцептора и испускания донора. При выходе из полосы двойного резонанса влияние наноцилиндра ощущается слабее.

1. И.С. Осадько, *УФН*, **180**, №1, 83-87, (2010).
2. С.К. Секацкий, В.С. Летохов, *Письма в ЖЭТФ*, **63**, №5, 311-315, (1996).
3. А.О. Govorov, J. Lee, N.A. Kotov, *Phys. Rev. B*, **76**, 125308, (2007).

4. H.T. Dung, L. Knöll, D.G. Welsch, *Phys. Rev. A*, **65**, 043813, (2002).
5. H.Y. Xie, H.Y. Chung, P.T. Leung, D.P. Tsai, *Phys. Rev. B*, **80**, 155448, (2009).
6. М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева, *ФТТ*, **50**, №3, 512-518, (2008).
7. M.G. Kucherenko, T.M. Chmereva, D.A. Kislov, *High Energy Chemistry*, **43**, №7, 587-591, (2009).
8. В.В. Климов, *Наноплазмоника*, М.:Физматлит, 2009, 480 с.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР, СФОРМИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ В КРИСТАЛЛАХ X- И Y-СРЕЗОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

**Анисимов Д.О.* , Бородин М.В.* , Щербина В.В.* , Шандаров С.М.* ,
Коханчик Л.С.****

*Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия

**Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка,
Московская обл., Россия

Представлены результаты исследований планарных периодически поляризованных доменных структур, сформированных при локальных дискретных облучениях электронами поверхности нелегированных пластин X- и Y-среза ниобата лития и планарных волноводов, созданных в них диффузией цинка.

Нелинейное взаимодействие лазерного излучения в режиме фазового квазисинхронизма на периодических доменных структурах (ПДС) в сегнетоэлектриках, таких как ниобат лития, характеризуется высокой эффективностью и позволяет реализовать генерацию второй гармоники¹, параметрическое преобразование спектра в различные спектральные диапазоны^{2,3}, генерацию электромагнитных волн в терагерцевой области⁴. ПДС могут применяться и в различных устройствах управления оптическим излучением⁵, а их использование совместно с оптическими волноводами позволяет концентрировать световую мощность в тонком слое и достигать высокой эффективности преобразования частоты относительно маломощных лазеров⁶. В оптических схемах с полупроводниковыми лазерами предпочтительно использование волноводов, сформированных на X- или Y-срезах ниобата лития.

В данной работе представлены результаты визуализации планарных ПДС, сформированных путем последовательных точечных облучений электронным пучком на Y- и X-срезах LiNbO₃, а также в волноводах Zn:LiNbO₃, известными методами химического травления, растровой электронной микроскопии⁷ и микроскопического наблюдения генерации второй гармоники (ГВГ-микроскопии⁸).

Планарные ПДС создавались в подложках с толщиной 1-1,5 мм из конгруэнтного LiNbO₃ и в сформированных в них структурах Zn:LiNbO₃. Такие планарные оптические волноводы формировались путем диффузии из пленок ZnO при температурах от 800 до 930°C в воздушной атмосфере в течение 1-20 часов. Пленки ZnO для формирования волноводов получали методом вытягивания подложки LiNbO₃ из спиртового раствора салицилата цинка.

Для создания ПДС электронным пучком использовалась программа НаноМэйкер и растровый электронный микроскоп JSM-840A. Структуры формировались при

нанесении серий периодических локальных облучений при энергии луча в 25 кэВ, пучком электронов с энергией в 25 кэВ и током в 100 пА. Периоды исследованных структур, имеющих планарный характер, составляли от 4,75 до 7,25 мкм. Доза облучения для различных структур изменялась от 500 до 2000 мкКл/см², при поперечных размерах облучаемой области порядка 700×700 мкм².

Исследования созданных ПДС на *Y*-срезе ниобата лития проводились, во-первых, методом химического травления поверхности в кипящем растворе кислот HF+2HNO₃. На рис.1 приведена фотография фрагмента ПДС, сформированной в волноводе Zn:LiNbO₃, полученная в результате такого химического травления, показывающая хорошие возможности для оценки качества и пространственных параметров структуры. Однако этот метод не позволяет выявлять доменные структуры в образцах неполярного *X*-среза LiNbO₃. Кроме того, его применение делает невозможным дальнейшее использование кристалла, как оптического преобразователя излучения.

Другой использованный метод визуализации планарных ПДС заключается наблюдении их потенциальных изображений в растровом электронном микроскопе при низком ускоряющем напряжении. Пример потенциального изображения нескольких структур, сформированных на *X*-срезе в волноводе Zn:LiNbO₃, представлен на рис. 2. В этом случае наблюдаемая картина сохраняется в течение нескольких суток после создания планарных ПДС, в течение которых происходит частичная релаксация внесенного заряда, обусловленная конечной проводимостью кристалла. Следует отметить, что наблюдение потенциальных изображений возможно примерно через сутки после рисования, поскольку сразу после создания ПДС используемый электронный луч с энергией в 2-3 кэВ зеркально отражается от облученного участка, в котором накопился мощный заряд.

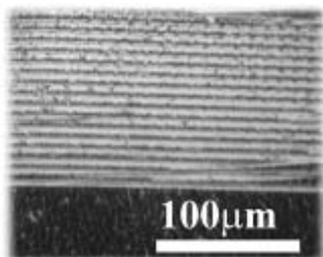


Рис. 1. Фотография фрагмента ПДС, полученная методом химического травления структуры Zn:LiNbO₃ *Y*- ориентации

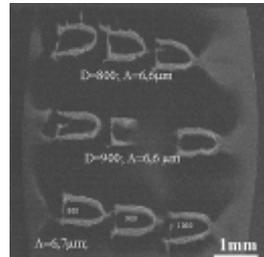


Рис. 2. Фотография ПДС в структуре Zn:LiNbO₃ *X*-среза, полученная в растровом электронном микроскопе на следующие сутки после формирования

Визуализация планарных ПДС методом ГВГ-микроскопии, являющимся неразрушающим и пригодным для подложек *Y*- и *X*-срезов, проводилась при прохождении через поверхности образцов, имеющих две оптически полированные грани, пучка лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1053$ нм, длительностью импульсов 10 нс и энергией 200 мкДж. Лазерный пучок расширялся системой из оптических линз и засвечивал необходимый участок кристалла. Изображения как отдельных ПДС и их фрагментов, так и совокупности нескольких структур наблюдались на длине волны 526.5 нм на фоне несинхронной ГВГ в объеме кристалла при засветке соответствующей части его поверхности. На рисунках 3 и 4 приведены примеры визуализации ПДС методом ГВГ-микроскопии.

Изображение отдельной планарной ПДС, представленное на рис. 3, получено на второй гармонике пучка накачки с помощью микроскопического объектива с увеличением 8× и цифровой камеры-окуляра DCM 310. Оно отображает ее форму, существенно отличающуюся от прямоугольной, хотя перемещение электронного пучка

при формировании структуры проводилось по прямоугольной сетке. Скругленная форма верхней части ПДС свидетельствует об индуцированной периодической переполаризации поверхностной области кристалла полем удаленных от нее на заметное расстояние электрических зарядов, создающих исходные домены. Скругленная форма в направлении оси $+Z$ для исследуемых ПДС наблюдалась и методом растровой электронной микроскопии.

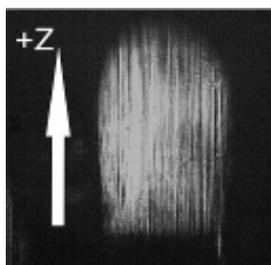


Рис. 3. Изображение планарной ПДС с пространственным периодом 6,7 мкм, сформированной на подложке X-среза конгруэнтного ниобата лития

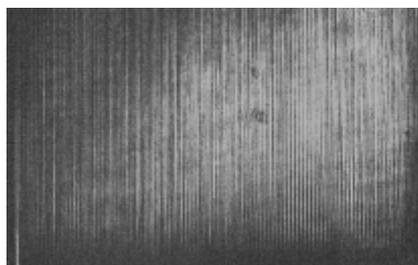


Рис. 4. Изображение фрагмента планарной ПДС с пространственным периодом 6,7 мкм, сформированной на подложке X-среза конгруэнтного ниобата лития

Типичное изображение фрагмента сформированной на подложке конгруэнтного X-среза ниобата лития планарной ПДС с пространственным периодом 6,7 мкм, полученное на второй гармонике пучка накачки с помощью микроскопического объектива с увеличением $20\times$ и цифровой камеры-окуляра DCM 310, иллюстрируется рис. 4. Из фотографии следует, что в некоторых облучаемых областях подложки формируются планарные домены и с меньшим пространственным периодом, чем это задается перемещением электронного пучка.

Таким образом, для обеспечения высокого качества планарных ППС требуется проведение подробных исследований влияния на их характеристики технологических режимов формирования электронным пучком, а также стехиометрии используемых подложек и распределения в них легирующих примесей. Наиболее удобным методом определения качества создаваемых планарных доменных структур, обладающим хорошим пространственным разрешением, является ГВГ-микроскопия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-00609_a), программ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» и ФАНИ (ГК 02.740.11.0553). Авторы благодарят С.А. Кузнецову, В.В. Козика и А.Ю. Печенкина за нанесение пленок ZnO для формирования волноводов на подложках из ниобата лития.

1. M. Houe, P.D. Townsend, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 1747–1763, (1995).
2. M. Sato, T. Hatanaka, S. Izumi, T. Tanuichi, H. Ito, *Appl. Opt.*, **38**, 2560-2563 (1999).
3. L.E. Myers, R.C. Eckardt, M.M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Rosenberg, J.W. Pierce, *J. Opt. Soc. B*, **12**, 2102-2116 (1995).
4. G. Kh. Kitaeva, *Laser Phys. Lett.*, **5**, 559-576 (2008).
5. M. Yamada, *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 4010–4016, (2000).
6. E.J. Lim, M.M. Fejer, R.L. Byer, *Electron. Lett.*, **25**, 174-175 (1989).
7. L.S. Kokhanchik, D.V. Punegov, *Proc. SPIE.*, **7025**, 70250J, (2008).
8. E. Soergel, *Appl. Phys. B.*, **81**, 729–752, (2005).

**ВРЕМЕННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КАРТИН
ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА В
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ
Мамбетова К.М.**

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия

Проведены эксперименты по наблюдению картин фотоиндуцированного рассеяния в номинально нелегированных и легированных Fe кристаллах ниобата лития, при распространении лазерного пучка с длиной волны 532 нм как вдоль полярной оси Z , так и ортогонально ей.

Электрические поля, генерируемые в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития за счет пирозлектрического и фотогальванического эффектов, достигающие значений 50 кВ/см и более, позволяют реализовать компактные кристаллические ускорители электронов¹. Наблюдаемая в таких ускорителях эмиссия электронов связывается с флуктуациями спонтанной поляризации, обусловленными пирозлектрическим, пьезоэлектрическим и фотогальваническим эффектами, что приводит к формированию плазмы вблизи поверхности сегнетоэлектрика². При лазерном воздействии эффекты развития фотоиндуцированного рассеяния света приводят к значительным пространственным вариациям наведенного в кристалле электрического поля. Возникающие при этом на поверхности распределение заряда в силу ее структурной неоднородности создает электрическое поле, превышающего в некоторых областях его пробойные значения, что приводит к эффекту временных флуктуаций интенсивности проходящего через кристалл ниобата лития лазерного пучка, называемому спонтанным электрическим пробоем³. Временные флуктуации картин фотоиндуцированного рассеяния света автоволнового⁴ и кольцевого⁵ типов, наблюдаемые в кристаллах ниобата лития под действием лазерного излучения с длиной волны 442 нм, могут сопровождаться и импульсной электронной эмиссией. Авторами² такая эмиссия наблюдалась при реализации фотоиндуцированного рассеяния во встречном направлении по отношению к фокусированному лазерному пучку с длиной волны 514 нм, засвечивающему поверхность Z -среза кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. В настоящей работе были проведены эксперименты по наблюдению картин фотоиндуцированного рассеяния в номинально нелегированных и легированных Fe кристаллах ниобата лития, при распространении лазерного пучка с длиной волны 532 нм как вдоль полярной оси Z , так и ортогонально ей. Определены условия, при которых возможно наблюдение фотоиндуцированной эмиссии электронов из исследованных кристаллов.

Схема экспериментальной установки для наблюдения автоволнового рассеяния света представлена на рис. 1. Лазерный пучок с длиной волны 532 нм, апертурой 1 мм и мощностью 280 мВт ослаблялся светофильтрами ОС11 и НС7, проходил через отверстие в центре экрана Э и положительную линзу Л с фокусным расстоянием 200 мм, фокальная плоскость которой была смещена относительно входной грани исследуемого кристалла К. При распространении пучка вдоль полярной оси Z кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ с уровнем легирования 0,05 % и толщиной 10,8 мм на экране наблюдалось фотоиндуцированное рассеяние света, связанное с формированием шумовых голограмм отражательного типа. При фокусе пучка, совпадающем с входной гранью кристалла или находящемся внутри кристалла, наблюдалось автоволновое

рассеяние света в виде колец, периодически возникающих, расширяющихся и исчезающих за время ~ 5 с. В данном кристалле отчетливо наблюдалось скачкообразное изменение картин рассеяния. В кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ с меньшим уровнем легирования ($\sim 0,01$ %), имеющем форму пластины с толщиной 2 мм вдоль оси Z , также наблюдалось фотоиндуцированное и автоволновое рассеяние света на отражательных шумовых голограммах с аналогичными характеристиками и поведением. Однако скачкообразного изменения картины рассеяния в данном кристалле не наблюдалось. Для нелегированного кристалла LiNbO_3 , имеющего форму цилиндра, полированные плоские грани, перпендикулярные оси Z и толщину 6,9 мм вдоль данного направления, в течение 30-ти минутного воздействия лазерного излучения фотоиндуцированное рассеяние не проявилось. Исследования кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Cr}$ показали, что излучение с длиной волны 532 нм также не вызывает в нем фотоиндуцированного рассеяния.

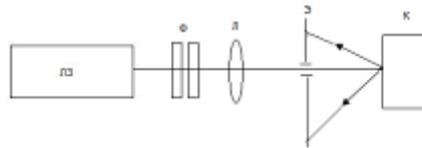


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:
ЛЗ – лазер, Ф – фильтры,
Э – экран, Л – линза, К – кристалл

Авторами⁵ обнаружено автоволновое поведение и скачкообразные изменения картин фотоиндуцированного рассеяния света и при распространении в кристаллах ниобата лития пучков света с длиной волны 442 нм и многочастотного излучения ($\lambda=0.446-0.52$ нм) перпендикулярно оптической оси Z кристалла. В настоящей работе эксперименты по наблюдению картин фотоиндуцированного рассеяния при распространении лазерного пучка ортогонально полярной оси Z проводились на $\lambda=532$ нм в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,05 %) с толщиной 14,4 мм. Получено, что и в этом случае существуют условия, при которых происходят скачкообразные изменения картин фотоиндуцированного рассеяния. Таким образом, кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ с уровнем легирования 0,05 % перспективны для реализации эмиссии электронов, фотоиндуцированной излучением твердотельных лазеров с удвоением частоты, генерирующих на длине волны 532 нм.

1. Kukhtarev N.V., Kukhtereva T.V., Stargell G., Wang J.C. Pyroelectric and photogalvanic crystal accelerators // *J. Appl. Phys.* **106**, 014111 (2009).
2. M. Reagan, S.F. Lyuksyutov, D. Galehouse, N.V. Kukhtarev, T. Kukhtareva. Peculiarities of ferroelectric emission from photorefractive z-cut LiNbO_3 // *Frontiers in Optics*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2003), paper MT65.
3. Вартамян Э.С., Овсепян Р.К. О поверхностном характере скачков наведенного изменения показателя преломления в ниобате лития. – *Квантовая электроника*, **6**, № 11 (1979).
4. Лемешко В.В., Обуховский В.В. Автоволны фотоиндуцированного рассеяния света // *Письма в ЖТФ*. **11**. №22.С. 1389 (1985).

5. Карпец Ю.М., Максименко В.А., Скоблецкая О.В., Строганов В.И., Сью А.В. Кольцевые структуры при фоторефрактивном рассеянии света в кристалле ниобата лития.- *Оптика и спектроскопия*, 2001. **91**, №6, с. 966-967 (2001).

СПЕКТРЫ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ В РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

Букатарь А.О., Ящук В.П., Пригодюк О.А., Тихонов Е.А.*

Киевский национальный университет им. Т. Шевченка, Киев, Украина

*Институт физики НАН Украины, Киев, Украина

Представлен метод получения спектров комбинационного рассеяния (КР) со спектров хаотической генерации органических красителей родамина 6Ж и d920. Со сравнительных графиков видно, что полученные графики хорошо коррелируют с литературными спектрами спонтанного КР, гиперкомбинационного рассеяния и вторичного излучения, но являются более детализированными.

Множественное (упругое) рассеяние на специально введенных в активную среду центрах рассеяния может приводить при достаточной оптической накачке к преобладающему вынужденному излучению активных центров и формированию спектра, подобного лазерному. При диффузном режиме распространения излучения его спектр является бесструктурным гладким контуром шириной ~5-10 нм. Такие системы получили наименование хаотических лазеров (ХЛ).

Недавно¹ было показано, что процесс хаотической генерации (ХГ) сопровождается вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР) света, в результате чего излучение ХЛ обусловлено суммарным действием процессов вынужденного излучения, формирующего бесструктурный контур $G_{se}(\omega)$ усиленного спонтанного излучения (УСИ) и ВКР-усиления, формирующего линейчатую составляющую $G_{ss}(\omega)$. В результате интенсивность I_{RL} излучения ХГ является произведением

$$I_{RL}(\omega) = I_{lum}(\omega) \cdot G_{se}(\omega) \cdot G_{ss}(\omega),$$

где $I_{lum}(\omega)$ – спектральный контур спонтанного излучения (люминесценции).

Как было показано в ¹, отличительной чертой ВКР в сильно рассеивающей среде является проявление практически всех линий, активных в комбинационном рассеянии света. В связи с этим возникает принципиальная возможность изучения спектров КР излучающих центров активной среды по спектрам ХГ. Учитывая, что

$$G_{ss}(\omega) = \exp(\chi_{srs}^{(3)} \cdot I_p \cdot L),$$

где $\chi_{srs}^{(3)}$ - нелинейная восприимчивость, описывающая ВКР.

А спектр КР может быть получен как $\ln\left(\frac{I_{RL}(\omega)}{I_{lum}(\omega) \cdot G_{se}(\omega)}\right)$, где знаменатель

описывает сплошную составляющую спектра ХГ.

В работе изучались спектры ВКР лазерных красителей родамина 6Ж и полиметинового 920 в везикулярных полимерных пленках (тройной сополимер винилденхлорида с акрилонитрилом и метилметакрилатом). Эти пленки являются

эффективными рассеивающими средами с диффузным режимом распространения света и низким порогом ХГ, в которых рассеяние осуществляется плотно упакованными везикулами азота со средним диаметром 1 мкм. Эти пленки являются эффективными рассеивающими средами с диффузным режимом распространения света и низким порогом ХГ. Накачка осуществлялась второй гармоникой Nd^{3+} лазера с модуляцией добротности на ИАГ. Спектры регистрировались за один импульс дифракционным спектрографом с ПЗС матрицей со спектральным разрешением 0,3 нм.

Полученные таким образом спектры КР Р6Ж были сопоставлены со спектрами спонтанного КР, полученными методом SERRS²⁻³, а также линиями в спектре гиперкомбинационного рассеяния (ГКР)⁴ и спектрами т.н. вторичного излучения⁵. Во всех случаях наблюдалась хорошая корреляция между линиями этих спектров.

На рис.1 представлены линии спектра КР, полученные со спектра ХГ красителя Р6Ж, в сравнении с линиями спонтанного КР, представленными в ². Наблюдается полное совпадение частот линий и хорошая корреляция их интенсивностей. Форма линий КР близка к гауссовской, среднеквадратическое отклонение ширин линий между представленными спектрами составляет 0,06 нм, что меньше ширины аппаратной функции. В то же время полученный нами спектр является более детализированным: в нем разрешены линии, которые в спектре спонтанного КР слиты в один контур. Часть этих линий коррелирует с линиями ИК поглощения Р6Ж, что подтверждает их истинность.

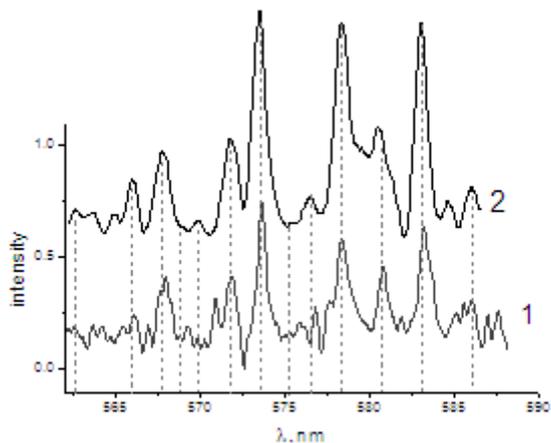


Рис.1. Линии спектра спонтанного КР родамина 6Ж, полученные методом SERRS² (вверху) и из спектра ХГ (внизу)

Спектры ГКР⁴ и вторичного излучения⁵ коррелирует со спектром КР полученным из спектра ХГ, однако существенно сдвинуты в длинноволновую область соответственно на 1,5 и 1 нм, что вероятно связано с влиянием более высоких использованных интенсивностей накачки.

Этим же методом были получен спектр КР для полиметинового красителя d920 (рис.2).

Полученные результаты дает основание считать, что определение спектра КР из спектров ХГ является перспективным методом, с помощью которого можно получить более детальную информацию, чем другими методами. Важно отметить, что

люминесценция красителя, которая является серьезным препятствием в методах спонтанного КР, в данном случае является благоприятным фактором, поскольку способствует ХГ.

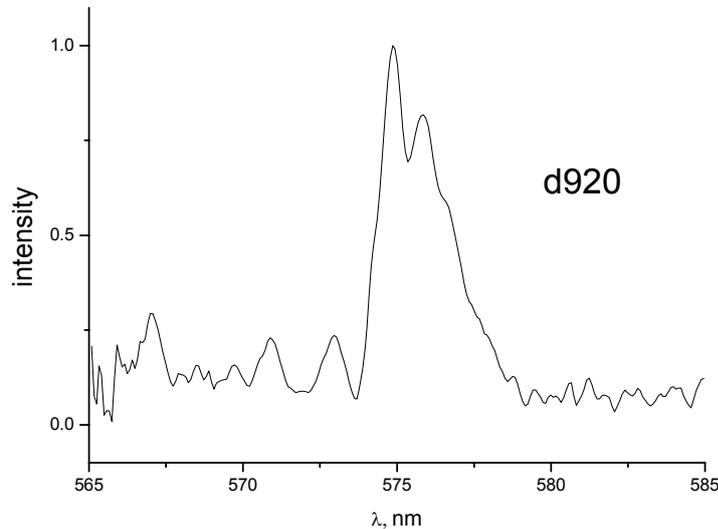


Рис.2. Линии спектра спонтанного КР органического красителя d920, полученные из спектра ХГ

1. Ящук В.П., Тихонов Е.А., Пригодюк О.А., *Письма в ЖЭТФ*, **91**, №4, 174-177 (2010).
2. Zhou Zeng-Hui, Liu Li, Wang Gui-Ying, Xu Zhi-Zhan, *Chinese Phys.*, **15**, №1, 126-131 (2006).
3. Meixner A.J., Vosgrone T., Sackrow M., *Journal of Luminescence*, **94-95**, 147-152 (2001).
4. Баранов А.В, Бобович Я.С., *Письма в ЖЭТФ*, **36**, №8, 277-281 (1982).
5. Непорент Б.С., Спиро А.Г., Шилов В.Б., Файнберг Б.Д., *Письма в ЖЭТФ*, **33**, №3, 133-136 (1981).

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ С ВОЛНОВЫМ ВВОДОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Ржанов А.Г., Григас С.Э., Нечаев П.В.

Физический факультет Московского Государственного университета
имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Продемонстрирована возможность эффективного использования волноводного ввода когерентного излучения в полупроводниковый фотовольтаический преобразователь. Разработана модель и сделаны расчёты параметров конкретных структур. Показано, что эффективность устройств может быть на 10 - 20% выше, чем у аналогичных приборов с фронтальной засветкой.

Фотовольтаические преобразователи (ФВП) монохроматического излучения имеют превосходство в эффективности над солнечными батареями, что позволяет их

использовать в системах передачи энергии по оптическим волокнам. В ФВП на основе *p-i-n* структуры с боковой засветкой¹ отсутствуют недостатки, присущие ФВП с фронтальной засветкой². В них нет затенения рабочей области контактной сеткой, есть возможность добиться практически полного поглощения излучения, они обладают малой скоростью поверхностной рекомбинации и малым значением последовательного внутреннего сопротивления. Следствием этого ожидается высокая эффективность ФВП с боковым вводом излучения (ФВПБВ). Такой ФВП представляет собой многослойную структуру с двумя гетеропереходами, между которыми расположен активный *i*-слой из чистого или слабодопированного полупроводника. Активный слой связан с планарным оптическим волноводом, по которому подаётся излучение. Одна из предложенных и рассчитанных нами конструкций на основе GaAs/AlGaAs гетероструктуры показана на рис. 1.

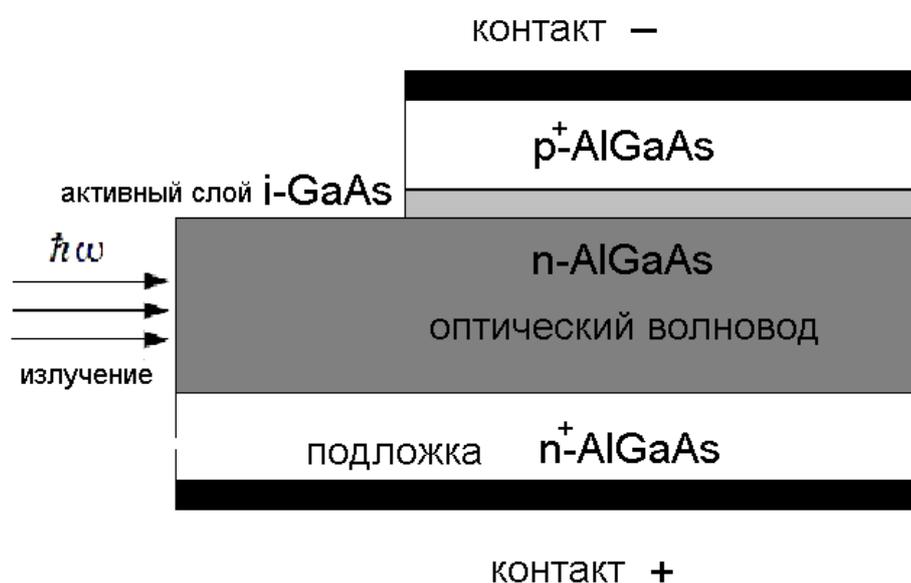


Рис. 1. Конструкция фотовольтаического преобразователя с боковым вводом излучения

Световой поток вводится в широкий планарный оптический волновод, изготовленный из слабодопированного полупроводника, в котором потери излучения минимальны, что достигается выбором материала с шириной запрещённой зоны большей, чем энергия квантов света. В процессе распространения в этом слое излучение перетекает в тонкий активный слой, в котором оно поглощается с образованием электронно-дырочных пар. Разделяясь посредством внутреннего электрического поля, носители заряда уходят к металлическим контактам, создавая фототок.

Модель ФВПБВ состоит из оптической и электрической частей. В оптической части, исходя из волнового уравнения, рассчитывается распределение оптического поля внутри составного планарного волновода и коэффициент перекрытия поля с активным слоем. Мы пользовались численным моделированием четырехслойного волновода с поглощением. В электрической части модели идёт расчёт внутреннего электрического поля, токов и концентраций носителей заряда. Для этого решается кинетическое уравнение для стационарного случая с учётом диффузии и рекомбинации носителей. Выведены соотношения для расчета токов рекомбинации,

последовательного внутреннего сопротивления ФВПБВ и оптимального сопротивления нагрузки.

Полученные результаты показывают, что максимум перекрытия оптического поля с поглощающим слоем достигается для мод, эффективный показатель преломления которых ($n_{эфф} = 3,44$) меньше показателя преломления волноводного слоя, то есть для вытекающих мод. При выборе структуры в виде четырехслойного волновода с показателями преломления слоев $n_1 = n_4 = 3,26$ (подложка и покрытие), $n_3 = 3,45 + i0,001$ (волноводный слой), $n_2 = 3,6 + i0,04$ (поглощающий или активный слой), длине волны излучения $\lambda = 846$ нм (край поглощения GaAs), коэффициент перекрытия таких мод достигает 10%.

Расчёт показывает, что в волноводе сечением 50×50 мкм при вводимой оптической мощности 1 Вт и расчётной оптимальной нагрузке 20 Ом возможно достижение эффективности преобразования монохроматического излучения в электрический ток на уровне 80 %. В работе не проводилась оптимизация структуры совместно по оптическим и электрическим параметрам. Это означает, что после оптимизации можно ожидать достижения лучших результатов.

1. О.Н. Крохин, *УФН*, **176**, №4, 441-444, (2006).
2. R. Peña, C. Algora, *IEEE Trans. Electron Devices*, **48**, №2, 196-203, (2001).

SCHEME OF PHOTOSTIMULATED PROCESSES IN HETEROGENEOUS COMPOSITIONS POLYMER - SEMICONDUCTOR - SALT OF METALL

Shtarev D.S., Syuy A.V.

Far Eastern State Transportation University, Khabarovsk, Russia

In contributed paper made a resume about possible mechanism of visible image forming in result of direct blackening process in similar system.

Solid state heterogeneous photocatalytic system¹ offers composition of polyvinyl alcohol (PVA), zinc oxide (ZnO) and bismuth chloride (BiCl₃) appears photosensitivity to ultraviolet and X-ray radiation. Composition surface coloration is changed under such radiation, i.e. direct blackening processing are occurring^{2,3}. This composition can be used for image recording in UV and X-ray spectral range and as radiation detector. High sensitivity, simplicity fabrication and imaging steadiness are basic distinctions of this composition.

Photostimulated processing, reduced to direct blackening, can change organic and inorganic parts of composition. It is necessary to identify scheme of photostimulated processes, leaking under radiation in composition in order to receive composition with preset characteristics (maximal density of blackening, photosensitivity and others). First of all it is necessary to establish changes in composition under radiation to reach this task.

Following mechanism of photostimulated processes in heterogonous composition PVA-ZnO-BiCl₃ can be suggded basing on spending researches and finding experimental.

In consideration composition light of ultraviolet area is absorbed by polyvinyl alcohol and zinc oxide. Generation of photoelectrons (e_f^-) and photoholes (O_s^-) are the result of zinc oxide photoexcitation. In heterogeneous photocatalysis the mechanism⁴, when molecule like RH participate in next reaction nearly the phlohole, are well-known:



Water molecules, which are assisting in composition (for example, forming in destruction of hydroxide bismuth micelle) nearby zinc oxide photoholes can participate in interaction (1):



In result of such reaction hydrogen-radical associates with photohole on zinc oxide surface, but hydroxide-radical is available relatively free. This hydroxide-radical can attack certain carbon atoms in PVA chain.

Such reaction becomes possible thanks to oxygen atoms in PVA structure procrastinate part of electron density from carbon atoms. In consequence of it, some carbon atoms in PVA get positive potential $+\delta$ and exactly to this atoms will associate hydroxide-radical. Radical of hydrogen and monomer of PVA with two hydroxyl groups by one carbon atom is the result of such process. This structure is unstable, so, they re-forming to water and monomer ($\text{CH}_2\text{-C=O}$).

Researches done before³ are shown, that in the course of receipt of photosensitive composition the bismuth oxychloride BiOCl is produced on its surface. This is happens because impregnation of polymer matrix is made by aqueous solution of bismuth chloride, with active hydrolyze.

Hydrogen-radical initiate reduction of metal and oxide bismuth from its oxychloride with hydrochloric acid release. On the first stage atomic hydrogen tears from bismuth oxychloride atom of the chlorine with formation of hydrochloric acid:



In a number of sources⁵ shown, that bismuthile (BiO) is unstable and on the second stage it's tend to pass to stable form – BiO(OH) , - at the expense of hydroxide-radical capturing, with forming in result of reaction 2:



After that, bismuth oxide formed by dehydrated its hydroxide:



TEM and XPS experimental data do confirm formation of bismuth oxide as one of the ultimate production of photostimulated processes in composition. Schematically, bismuth oxide forming processes, can be presented by the following mode (figure 6.b).

Also photoelectron, formed in photoexcitation of ZnO , can reduce bismuth to metal state from any bismuth-containing compound. Presence of metal bismuth after exposure on composition surface is confirmed by XPS experimental data. Photoreduced metal bismuth colour the composition surface. On this stage visible image at the expense of forming metal bismuth on exposed parts is generated.

Hydrochloric acid molecules formed in reaction 3 appear catalyst of dehydrogenation and dehydration reactions of PVA. Alternate double bonds C=C are generated in PVA in places of abruptions of hydrogen and hydroxyl group (fig. 1.c).

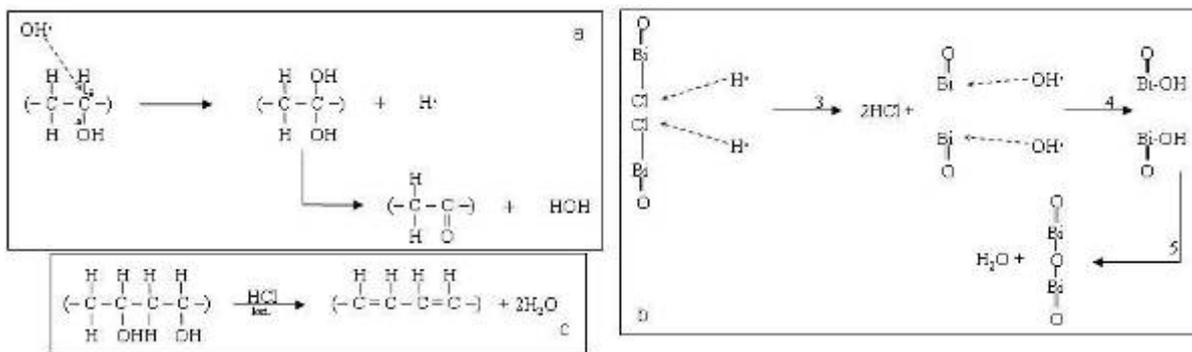


Fig. 1. Scheme of photostimulated processes. a) scheme of attack of PVA by hydroxyl-radical, b) scheme of bismuth oxide formation, c) scheme of polyene structures formation in PVA

This alternate single and double bonds (fig. 1.c) are called polyene structure. In turn all polyene structures adsorb visible light, i.e. appear coloured. IR-spectroscopy and XPS experimental data confirm formation of polyene structures in PVA-ZnO-BiCl₃ composition. On this stage visible image at the expense of modification of polymer matrix on exposed parts is generated.

1. Myung Churl Lee, Wonyong Choi. *J. Phys. Chem. B*, **106** (45), 11818-11822, (2002).
2. I.Yu. Prosanov, D.S. Shtarev, K.S. Makarevich, S.V. Anisichkin, Patent 2269810. Ru // *Bul. Of invention*. 2006. № 4. P.12 (in Russian).
3. A.F. Holleman, Academic Press, 771, (2001).
4. D.S. Shtarev, K.S. Makarevich, V.N. Brui, I.Yu. Prosanov, *Proc. SPIE*, **5851**, 405-407, (2005).
5. D.S. Shtarev, I.Yu. Prosanov, A.A. Tsiganenko, *Proc. SPIE*, **6595**, 659518, (2007).

СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ХЛОРИДНЫХ КОМПЛЕКСОВ ВИСМУТА В КОМПОЗИЦИИ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ – ОКСИД ЦИНКА – ХЛОРИД ВИСМУТА Штарёв Д.С., Макаревич К.С.*, Сюй А.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

*Институт материаловедения Хабаровского научного центра ДВО РАН,
Хабаровск, Россия

В работе описано влияние концентрации ионов хлора в растворе сенсibilизатора на фотографические свойства светочувствительной композиции ПВС-ZnO-BiCl₃. Определен комплекс сенсibilизатора, использование которого позволяет получить светочувствительную композицию с наилучшими фотографическими характеристиками.

Твердофазные гетерогенные фотокаталитические системы, состоящие из полупроводника, диспергированного в полимерное связующее, и соли металла, выступающей в роли сенсibilизатора, проявляют уникальные свойства, главных из

которых является прямое почернение. Оно заключается в том, что при воздействии на подобные системы ультрафиолетового или рентгеновского излучения в такой композиции протекают фотостимулированные реакции, приводящие к изменению окраски поверхности светочувствительного слоя¹⁻³. Подробно процессы прямого почернения в подобных системах изучены на примерах композиций: поливиниловый спирт – оксид цинка (или оксид титана) – ацетат свинца (ПВС-ZnO/TiO₂-Pb(CH₃COO)₂) и поливиниловый спирт – оксид цинка – хлорид висмута (ПВС-ZnO-BiCl₃)⁴.

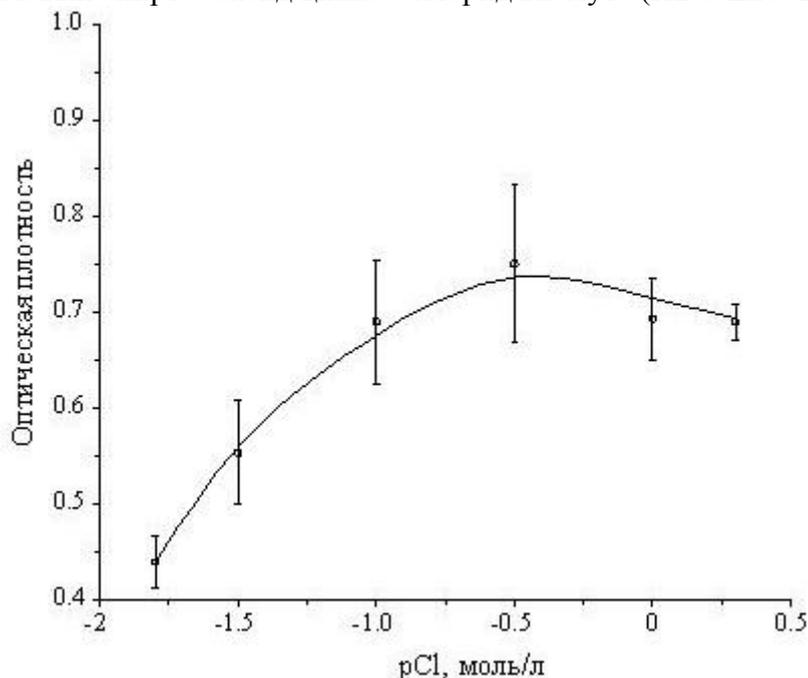


Рис. 1. Зависимость оптической плотности почернения от концентрации ионов хлора в растворе сенсibilизатора, полученного из хлорида висмута

В представленной работе исследовался вопрос зависимости фотографических свойств композиции ПВС-ZnO-BiCl₃ от условий приготовления сенсibilизатора. Для этого были получены растворы сенсibilизатора с доминированием различных хлоридных комплексов – BiCl_x x=0...6. Затем полученные сенсibilизаторы вводились в светочувствительную композицию, композиция экспонировалась и определялась оптическая плотность почернения, сформированного в результате процессов прямого почернения.

На рис. 1 приведена зависимость оптической плотности почернения от концентрации ионов хлора в растворе сенсibilизатора, полученного из хлорида висмута. В исходном растворе сенсibilизатора (одномолярный водный раствор хлорида висмута) концентрация свободных ионов хлора составляет величину, которую можно считать равной 1 моль/литр. Поэтому дополнительным введением в раствор ионов хлора (в виде NaCl) можно изменить концентрацию ионов хлора только от 1 моль/литр и выше, что учтено на рис. 1.

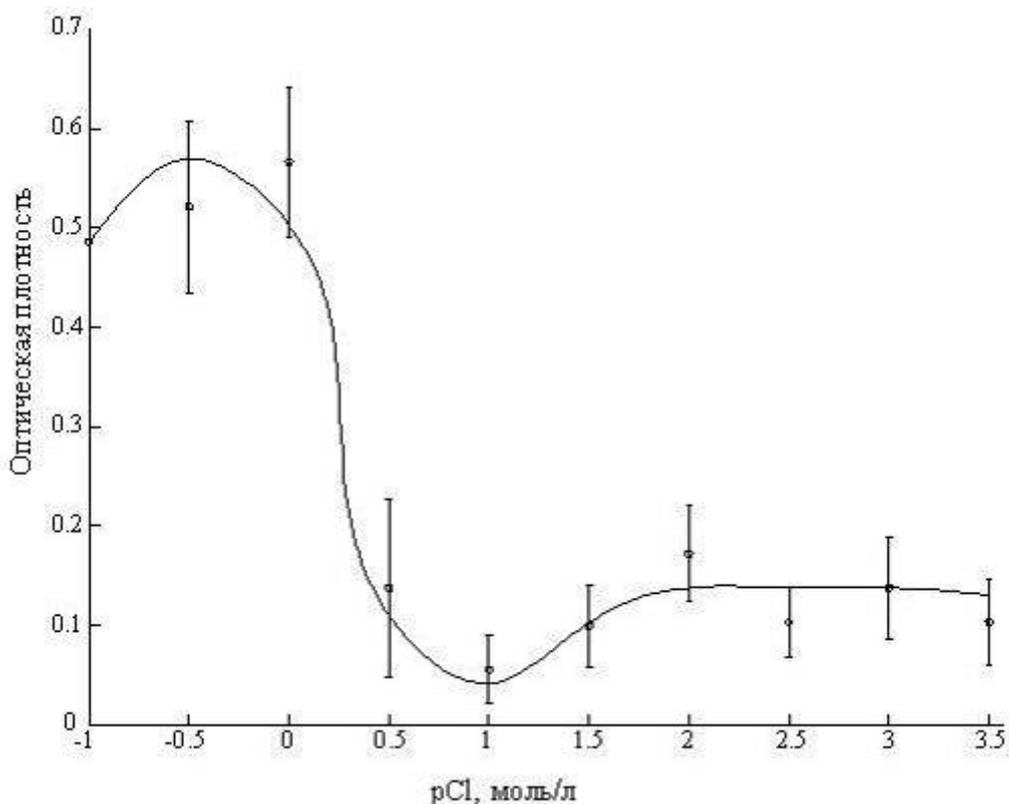


Рис. 2. Зависимость оптической плотности почернения от концентрации ионов хлора в растворе сенсibilизатора, полученном из нитрата висмута

Для изучения влияния сенсibilизатора на фотохимические свойства исследуемой композиции в большем интервале pCl был проведен второй эксперимент (рис. 2). В нем в качестве сенсibilизатора использовался одномолярный раствор нитрата висмута. Изменение концентрации ионов хлора в нем производилось таким же способом, как было указано ранее.

При использовании в качестве сенсibilизатора раствора нитрата висмута максимум оптической плотности почернения (0,55) наблюдается в области концентраций ионов хлора в растворе нитрата висмута в диапазоне pCl от -0,5 до 0 (рис. 2). Этот диапазон соответствует области максимальных значений оптической плотности почернения, выявленном в эксперименте, приведенном на рис. 1. Некоторое отличие форм кривых на рис. 1 и 2 объясняется влиянием нитрат-иона на протекание фотохимических процессов во втором случае.

В целом же поведение обеих зависимостей схоже: кроме совпадения областей максимальных значений оптической плотности почернения справа и слева от них на обоих графиках (рис. 1 и 2) наблюдается заметное ее уменьшение. Из рис. 2 следует, что увеличение pCl более 1,5 не ведет к заметному изменению формирующейся оптической плотности почернения.

Сравнивая экспериментальные результаты с полученной ранее номограммой распределения хлоридных комплексов можно отметить следующие закономерности.

Отсутствие изменений оптической плотности почернения при $pCl > 1,5$ можно связать с доминированием в растворе сенсibilизатора несвязанных с хлором ионов висмута Bi^{+3} .

Существующий максимум плотности оптического почернения соответствует преобладанию в растворе сенсibilизатора висмута в форме BiCl_5^{2-} , а также существующих при этих значениях pCl комплекса BiCl_4^- и BiCl_3 .

Существование выраженного максимума фоточувствительности композиции по-видимому обусловлено тем, что преобладание определённых хлоридных комплексов висмута создаёт наиболее благоприятные условия для протекания фотохимических превращений. Комплексы с малым количеством лигандов остаются устойчивыми при захвате дополнительных электронов, а комплексы с большим координационным числом несут значительный отрицательный заряд, препятствующий захвату фотоэлектрона.

Проведенные по описанной схеме исследования показали, что наибольшая светочувствительность в композиции ПВС-ZnO- BiCl_3 проявляется при доминировании в растворе сенсibilизатора комплексов BiCl_4^- и BiCl_5^{2-} .

1. D.S. Shtarev, K.S. Makarevich, V.N. Brui, I.Yu. Prosanov, *Proc. SPIE*, **5851**, 405-407, (2005).
2. D.S. Shtarev, I.Yu. Prosanov, A.A. Tsiganenko, *Proc. SPIE*, **6595**, 413-415, (2007).
3. Murasawa Sadao, Watanabe Mitsuru, *Patent* 5612156 Issued on March 18, (1997).
4. И.Ю. Просанов, Д.С. Штарев, К.С. Макаревич, С.В. Анисичкин, *Патент на изобретение*. 2269810.Ru. Бюл.изобр. **4**, 12, (2006).

ПОЛУЧЕНИЕ ТОЧНЫХ ГАУССОВСКИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ РЕШЕНИЙ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПАРАКСИАЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Киселёв А.П., Плаченев А.Б.*

Санкт-Петербургское отделение Математического института
им.В.А.Стеклова РАН, Санкт-Петербург, Россия

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
Россия

* Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия

Описывается простая общая процедура, позволяющая получать точные относительно неискажающиеся решения волнового уравнения на основе решений параболического уравнения. Рассмотрены примеры, в которых получающееся решение имеет вид гауссовых пучков с негармонической зависимостью от времени или гауссовски сосредоточенных пакетов с астигматизмом общего вида.

В последние годы возрос интерес к изучению точных решений волнового уравнения с негармонической зависимостью от времени. Эти нестационарные решения восходят, в сущности, к Бейтмену, получившему в начале XX века класс решений с произвольной функцией¹. Важную роль при получении таких решений играет связь между волновым уравнением и параболическим уравнением, в параксиальном

приближении описывающим решения уравнения Гельмгольца. В частности, в работах^{2,3} построены аналоги фундаментальной осесимметрической моды. Другой тип точных решений, осесимметрические волновые пакеты, гауссовски локализованные не только по поперечным пространственным переменным, но и по продольной переменной и по времени, построены в работе⁴. В настоящем докладе происходит обобщение обоих типов решений на случай, в котором зависимость от поперечных координат имеет вид, аналогичный параксиальным гауссовым пучкам со сложным астигматизмом⁵.

1. H.Bateman, *Proc. London Math. Soc.*, **7**, 70-89, (1909).
2. J.N.Brittingham, *Rev. Mod. Phys.*, **72**, №2, 545-591, (1983).
3. А.П.Киселев, *Изв. вузов. Радиофизика*, **26**, №5, 1014-1020, (1983).
4. А.Р.Киселев, М.В.Перел, *J. Math. Phys.*, **42**, №4, 1934-1955, (2000).
5. J.A.Arnaud, H.Kogelnik, *Appl. Opt.*, **8**, №8, 1687-1693, (1969).

LASER-INDUCED INCANDESCENCE OF CARBON MICROPARTICLES IN POLYMERIC MATRIXES

Stadnytskyi V.M., Garashenko V. V.

Taras Shevchenko Kyiv National University Glushkov Prosp., Build. 1, 03680
Kyiv, Ukraine

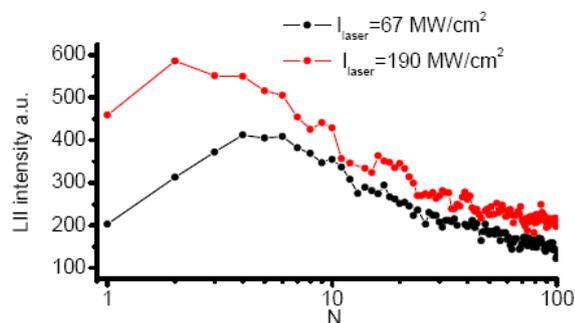
Laser-induced incandescence (LII) is a well known phenomenon in combustion products of methane, propane, ethanol, gasoline, diesel fuel and in water carbon black suspensions (CBS) and others.

In this work an effect of laser irradiation on epoxy suspensions is studied. Ablation-based method of bulk carbon is used for synthesizing epoxy suspensions. For the first time the epoxy suspensions are synthesized.

In our experiments we used a Q-switched YAG:Nd³⁺ - laser ($\lambda=1064\text{nm}$, $\tau_i=27\text{ns}$, $E\sim 65\text{MW/cm}^2$) for excitation.

The increase of intensity of LII is observed with the increase of laser irradiation dose – a “building-up” phenomenon (pic.1). Duration of the first LII pulse is almost one and a half less then following pulses. With the increasing of doze of laser irradiation, increasing of LII pulse duration is observed. This effect is not observed when low intensity of laser irradiation is used. The pyrolysis of border layer of the epoxy matrix occurs after laser-heating. The result of the pyrolysis is the increase of the effective radius of the absorption center. The increase of LII pulse duration confirms this assertion.

Also, dependence of the heated absorption center temperature on the doze of laser irradiation is investigated in this work. The temperature of the microparticles decreases with doze of laser irradiation.



Pic.1. LII intensity from doze of laser irradiation

The model is proposed, which interprets the majority of the observed experimental data. The model accounts for thermal destruction of epoxy molecules, which are in contact with the laser-heated carbon microparticles. Increasing of the effective radius and decreasing of temperature of the heated absorption center cause nonmonotonic behaviour of LII intensity with the increase of dose of the laser irradiation.

1. S.E. Zelensky, A.S. Kolesnik, A.V. Kopyshinsky, V.V. Garashchenko, K.S. Zelenska, V.M. Stadnytskyi, E.V. Shinkarenko, "Thermal emission of carbon microparticles in polymer matrices under pulsed laser excitation", *Ukr. J. Phys.* **54**, 983-988 (2009)
2. H. Bladh, On the Use of Laser-Induced Incandescence for Soot Diagnostics from Theoretical Aspects to Applications in Engines, doctoral dissertation, *printed at Media Tryck AB*, Lund, Sweden, – 2007, 1-130
3. H. Bladh, J. Johnsson On the dependence of the laser-induced incandescence (LII) signal on soot volume fraction for variations in particles size / H. Bladh, J. Johnsson, P.-E. Bengtsson // *Appl. Phys B* – 2007. – **90**, 109-125.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕРОДА В СТАЛЯХ И ЧУГУНАХ МЕТОДОМ ДВУХИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ермалицкая К.Ф.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В данной работе предложен метод двухимпульсной лазерной спектроскопии для определения концентрации углерода в сталях и чугунах. В основе данного метода лежат особенности взаимодействия сдвоенных лазерных импульсов, сдвинутых во времени друг относительно друга с поверхностью образца, окружающей атмосферой и абляционной плазмой.

Стали и чугуны являются наиболее распространенными конструкционными сплавами в промышленности, и одной из основных задач их количественного анализа является определение концентрации углерода, существенно влияющего на технические характеристики готового изделия. Применяемые в заводских лабораториях для этого методы включают в себя длительные процессы предварительной подготовки поверхности образца и измерения в атмосфере инертных газов, обычно аргона, что существенно удлиняет и удорожает процесс анализа. Решить все существующие при определении концентрации углерода в сталях и чугунах проблемы позволяет метод двухимпульсной лазерной спектроскопии, основанный на испарении вещества и возбуждении эмиссионных спектров сдвоенными лазерными импульсами, сдвинутыми во времени друг относительно друга. Использование сдвоенных импульсов по сравнению с одиночными при неизменной мощности и длительности излучения позволяет существенно повысить интенсивность спектральных линий элементов и снизить погрешность количественного анализа¹. Увеличение аналитического сигнала вызвано одновременным действием трех механизмов – взаимодействием второго импульса с первичной плазмой, испарением вещества с предварительно нагретой поверхности, и поступлением испаренных атомов в приповерхностную область с

повышенной температурой и пониженной плотностью частиц, образованную вследствие расширения первичной плазмы.

Исследования проводились на лазерном спектрометре LSS-1 (производства совместного белорусско-японского предприятия «LOTIS-ТII», г. Минск). В качестве источника испарения вещества образца и возбуждения спектров атомов использовалось излучение двухимпульсного Nd:YAG-лазера с активной модуляцией добротности. Основные параметры лазерного излучения: длина волны – 1064 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, длительность лазерного импульса на полувысоте – 15 нс. Энергия лазерного импульса $E_{имп}$ может изменяться в пределах от 10 до 60 мДж, временной интервал между сдвоенными лазерными импульсами Δt – от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс. Нулевой межимпульсный интервал соответствует одновременному воздействию на поверхность двух лазерных импульсов, что может рассматривать как одиночный лазерный импульс, мощность которого равна суммарной мощности сдвоенных импульсов. Все эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении.

Аналитические методики определения содержания углерода в сплавах основывались на построении градуировочных графиков зависимости интенсивности спектральной линии $\lambda_C=229,689$ нм от концентрации данного элемента в чугунах и сталях. Для этого использовались данные, полученные при двухимпульсной абляции стандартных образцов сталей (концентрация углерода – 0,2-1%) и чугунов (2,1-3,3 %). Экспериментально было определено, что максимальная интенсивность спектральной линии углерода $\lambda_C=229,689$ нм имеет место при межимпульсном интервале $\Delta t=1$ мкс дальнейшее увеличение временного сдвига между лазерными импульсами приводит к снижению аналитического сигнала. При нулевом межимпульсном интервала, т.е. при возбуждении спектров одиночными импульсами, интенсивность линии углерода находится на уровне фона и не может использоваться для аналитических целей – рис.1.

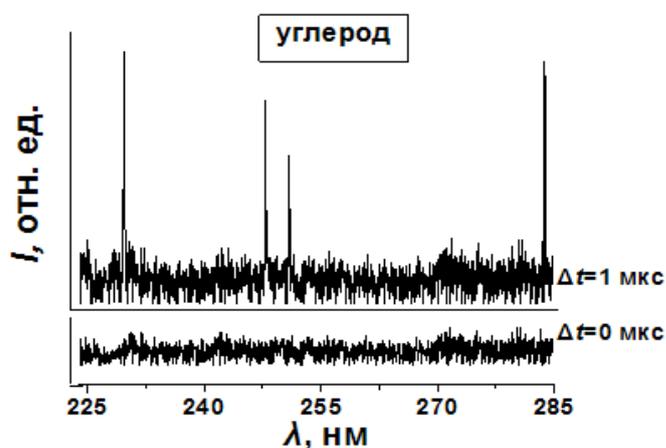


Рис. 1. Фрагмент спектра углерода, зарегистрированный при использовании одиночных ($\Delta t=0$ мкс) и сдвоенных ($\Delta t=1$ мкс) импульсов

Скорость распространения элементов в абляционной плазме определяется массой частицы; атомы углерода, как самые легкие среди остальных компонентов сталей, оказываются на переднем фронте парогазового облака и первыми взаимодействуют с атмосферой окружающего воздуха. В результате образуются молекулы CN и CO; интенсивность же спектральных атомных линий самого С при абляции образца ОЛИ находится на уровне фона. Использование сдвоенных лазерных импульсов для анализа сталей дает возможность проводить измерения концентрации углерода, а значит и

марки сталей, непосредственно в воздухе. Сопоставление литературных данных и результатов этого диссертационного исследования позволяет определить преимущественный механизм увеличения интенсивности спектральных линий углерода в абляционной плазме (рис.2).

При воздействии первого лазерного импульса в приповерхностной области образуется плотная горячая плазма, которая расширяется со скоростью в несколько раз превышающую скорость звука, выталкивая газы окружающей атмосферы. За ударной волной образуется объем с высокой температурой и пониженной плотностью частиц воздуха. Испаренный вторым импульсом углерод поступает в данный объем, где вероятность образования химических соединений с кислородом и азотом значительно ниже по сравнению с передним фронтом ударной волны. Уменьшение интенсивности спектральных линий углерода при значениях межимпульсных интервалов больше 1 мкс обусловлено диффузией газов окружающей атмосферы в остывающую приповерхностную область.

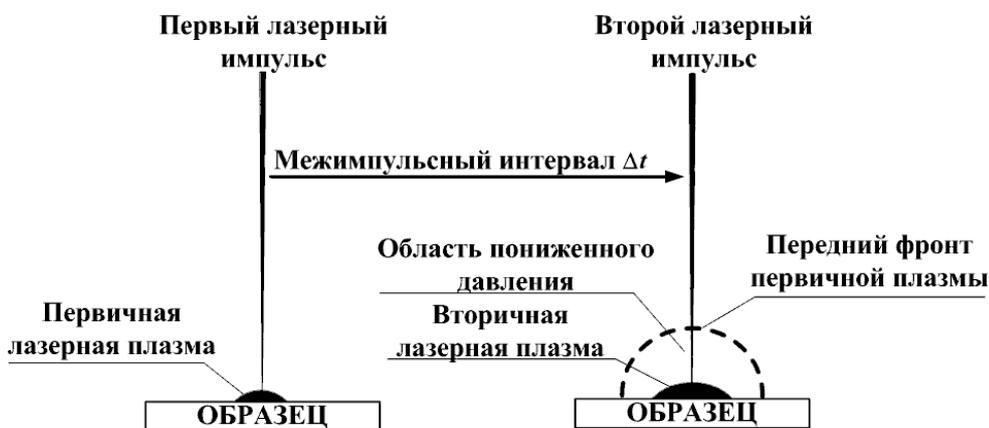


Рис. 2. Схема образования плазмы под воздействием сдвоенных лазерных импульсов

Градуировочные графики для определения концентрации углерода в чугунах и сталях методом двухимпульсной лазерной спектроскопии приведены на рис. 3.

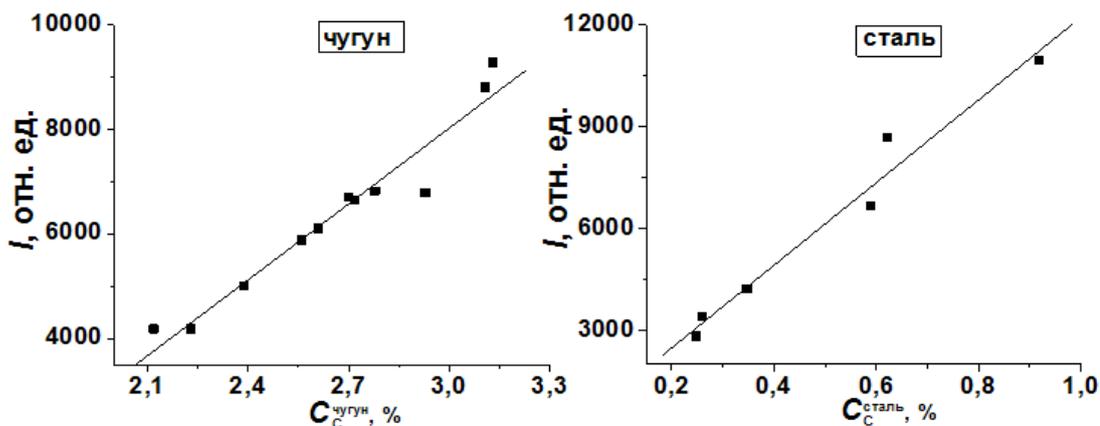


Рис. 2. Градуировочные графики для определения концентрации углерода в чугунах и сталях

1. К.Ф. Ермалицкая, *Вестник Бел. гос. ун-та*, Сер. 1, №2, 14-17, (2010).

ПРОБЛЕМА КОНТРОЛЯ РЕЖИМОВ ЛАЗЕРНОЙ ЗАКАЛКИ ДЕТАЛЕЙ МАШИН

Шилин А.Н., Медведев В.В.

Волгоградский государственный технический университет, Волгоград,
Россия

В работе рассмотрена проблема управления лазерной закалкой, приведена математическая модель распределения температур в зоне лазерного воздействия. Предложен концептуальный подход к управлению процессом лазерной закалки.

В течение последних десятилетий широкое распространение в машиностроении получили виды лазерной термической обработки деталей машин. Одним из основных является лазерное термическое упрочнение (лазерная закалка) без оплавления поверхностного слоя, применяемого с целью локальной обработки участков, работающих в условиях высоких контактных и динамических нагрузок. Это могут быть втулки и седла клапанов, кулачки распределительных валов, дорожки подшипников качения и т.д. Необходимым условием автоматизации технологического процесса лазерной закалки является оснащение технологического оборудования системами контроля, позволяющими управлять режимами термообработки в реальном времени. В настоящее время режимы выбираются экспериментально на основе металлографического анализа обработанных деталей. Единственной информацией о процессе является распределение температуры по поверхности детали и поэтому основной задачей разработки средств контроля является получение информации о режимах обработки по распределению температурного поля на поверхности детали.

Основной трудностью является определение экспериментального распределения температурного поля по глубине. В процессе обработки возникает взаимное движение источника излучения и обрабатываемой детали, поэтому наиболее естественным является применение средств бесконтактного контроля. Основная идея состоит в определении температурного распределения по глубине на основе распределения температуры по поверхности детали в зоне обработки (рис. 1).

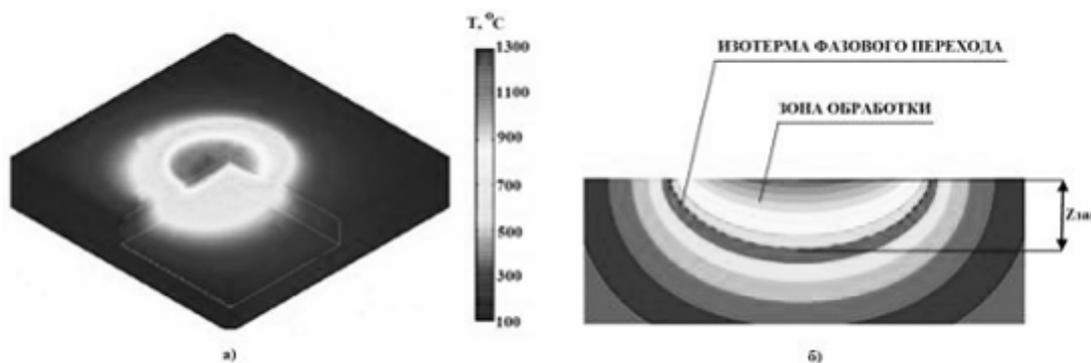


Рис.1. Распределение температурного поля: а) на поверхности детали; б) по глубине.

Математическая модель описания температурного распределения в полубесконечном теле от мгновенного сосредоточенного источника теплоты, рассмотренная в работе ¹, не может быть использована для описания процессов лазерного термического упрочнения, поскольку упрочнение чаще всего ведется не в сосредоточенном, а в расходящемся луче с целью исключения оплавления поверхности.

Использование такой модели позволяет получить адекватные оценки температур лишь на расстоянии, превышающем в 3...5 раз радиус r_n пятна лазерного излучения. Более адекватной является модель для нормально распределенного кругового источника теплоты, характерная для одномодового распределения интенсивности лазерного излучения. Распределение плотности мощности теплового источника по поверхности определяется следующим выражением:

$$q_n(r) = q_m e^{-kr^2} = A_{эф} E_m e^{-kr^2}, \quad (1)$$

где q_m – максимальная плотность мощности источника теплоты в центре пятна нагрева; E_m – максимальная плотность мощности лазерного излучения по оси симметрии; $A_{эф}$ – эффективный коэффициент поверхностного поглощения лазерного излучения материалом; r – радиальное расстояние; k – коэффициент сосредоточенности, характеризующий кривую нормального распределения.

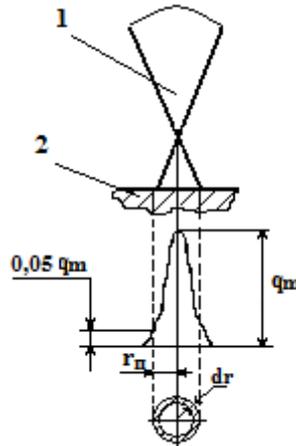


Рис. 2. Схема нормально распределенного кругового источника:
1 – лазерный луч; 2 – обрабатываемый материал.

После интегрирования выражения (1) по всей площади воздействия лазерного излучения получим:

$$q = \frac{\pi}{k} q_m. \quad (2)$$

За радиус пятна нагрева при расчетах принимается расстояние R , на котором плотность мощности будет составлять $0,05 q_m$ (рис. 2). В этом случае коэффициент сосредоточенности $k \approx 3/r_n^2$.

Для расчета температурного распределения в материале используют, рассмотренную в работе ¹ модель предельного квазистационарного температурного поля нормально кругового источника, перемещающегося со скоростью v по поверхности полубесконечного тела:

$$T(x, y, z) = \frac{q}{2\pi\lambda_T R} e^{-\frac{v(R+x)}{2a}}, \quad (3)$$

где λ_T – коэффициент теплопроводности обрабатываемого материала; a – коэффициент температуропроводности обрабатываемого материала.

В предельном состоянии подвижное температурное поле, связанное с источником теплоты, не изменяется со временем, а только перемещается с источником. Таким образом, варьирование температурного распределения на поверхности обрабатываемого материала входе обработки является условием для формирования управляющих воздействий с целью коррекции режимов обработки.

Структура оптико-электронной системы контроля температурных полей может предусматривать совмещение источника излучения с фокусирующим устройством и оптических сканирующих систем инфракрасного диапазона.

Как рассмотрено в работе ² проблема определения точного температурного распределения внутри материала заключается во множестве факторов, искажающих теоретическую картину, в число которых входят сложные зависимости коэффициентов теплопроводности и теплоемкости от температуры, что не позволяет рассматривать дифференциальное уравнение теплопроводности в линейной постановке. Кроме того, конечные размеры реальных деталей, учет теплоты фазовых переходов и нелинейность граничных условий еще более усложняют картину. Получение строгих решений возможно лишь с применением численных методов, либо их комбинацией с аналитическими. Из анализа следует, что получить аналитические зависимости распределения температур, точно описывающих экспериментальные данные не представляется возможным. Поэтому имея основные соотношения допустимо комбинировать методы детерминированных математических выражений и стохастические методы.

Перспективным инструментом для решения задач, подобных рассмотренной выше, являются нейрокompьютеры. В данной задаче роль нейрокompьютеров заключается в коррекции стохастических параметров, которые не могут быть описаны функциональными зависимостями. В настоящее время ведется развитие такого направления, как исследование связей между детерминированными зависимостями и стохастическими, описываемыми аппаратом нечетких множеств.

1. А.Г. Григорьянц, А.Н. Сафонов, *Лазерная техника и технология*, **6**, 32-34, (1988).
2. D. Kruse, H. Prekel, G. Goch, H.G. Walther, *Proc. Estonian Acad. Sci. Eng.*, **13**, 423-435, (2007).

ВЛИЯНИЕ СТРОЕНИЯ КОНЦЕВЫХ ГРУПП И ДЛИНЫ ЦЕПИ СПОРЯЖЕНИЯ ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ НА КОМПОНЕНТНЫЙ СОСТАВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СЛОЕВ

Старовойтов А.А., Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена изучению закономерностей влияния длины цепи сопряжения и строения концевых групп полиметиновых красителей на компонентный состав молекулярных слоев на стеклянных подложках.

Молекулярные слои полиметиновых красителей нашли применение в качестве фоточувствительных материалов для носителей информации, фотоэлектрических преобразователей в солнечных батареях, материалов нелинейной оптики.

При адсорбции на поверхности стекла симметричных катионных полиметиновых красителей $\text{Het}^+(-\text{CH}=\text{CH}-)_n-\text{CH}=\text{CH}-\text{Het}$ происходят стереоизомерные превращения молекул (образование различных *cis*-изомеров из *all-trans*-конфигурации молекулы) и их агрегация (димеры и J-агрегаты). Наличие различных по строению конфигураций молекул проявляется в уширении полосы поглощения слоя по сравнению с раствором, где преимущественно присутствует только *all-trans*-изомер. Спектроскопия поглощения молекулярных слоев из трех виниленовых рядов ($n = 1, 2, 3$) полиметинов показала зависимость изомерного состава слоя от поверхностной концентрации молекул, длины полиметиновой цепи сопряжения, строения и электронодонорности концевых групп.

Установлено, что удлинение цепи сопряжения приводит к уширению спектра поглощения слоя, за счет увеличения числа связей цепи, вокруг которых возможны стереоизомерные повороты фрагментов молекул, приводящие к образованию различных *cis*-изомеров. Асимметрия взаимодействия катионных молекул с отрицательными поверхностными зарядами подложки и межмолекулярные взаимодействия вызывают асимметрию внутримолекулярного распределения электронной плотности и, как следствие, изменение свободных энергий и равновесных концентраций разных стереоизомеров в слое. Степень такой асимметрии растет по мере увеличения электронодонорности концевых групп. Последняя характеризует степень смещения электронов с концевой группы на полиметиновую цепь и влияет на порядки связи этой цепи, что проявляется в спектральных характеристиках *cis*-изомеров.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ГЕРМАНИЕВЫХ ЛИНЗ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Илларионов А.И.,* Иванов М.С.**

*Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск,
Россия

**Забайкальский институт железнодорожного транспорта, Чита, Россия

Представлен расчёт величины сферической абберации различных германиевых линз в ИК области спектра. Компоненты сферической абберации различных линз определяются на основе анализа пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники.

В приборах напольной сигнализации на железнодорожном транспорте для регистрации теплового излучения нагретых букс применяются болометры полупроводникового типа БП-2 и БП-2М. Они относятся к тепловым приемникам и совмещают в своей конструкции приемник инфракрасного излучения и оптическую систему¹. Реальная оптическая система обладает абберациями различного рода, но отцентрированная содержит только сферическую абберацию. В болометрах типа БП-2 и БП-2М используется германиевая линза (Ge), которая не лишена сферической абберации. Исследование абберации Ge-линзы представляет актуальную задачу для анализа возможности уменьшения искажения ИК – сигнала, идущего от нагретой буксы.

В данной работе представлен новый способ исследования сферической абберации Ge – линз, основанный на АП – конверсии инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле. Пространственно-угловая структура второй оптической

гармоники ИК – излучения неодимового лазера, сфокусированного исследуемой линзой, на выходе из нелинейного кристалла представляет собой на плоскости три кривые, соответствующие коллинеарным взаимодействиям, векторным взаимодействиям в фокусе линзы на оптической оси системы и векторным взаимодействиям в кольцевом фокусе системы². По геометрическим характеристикам пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники в данном методе определяются углы падения основного излучения на нелинейный кристалл. По найденным углам падения с учётом геометрии оптической системы определяется величина сферической аберрации Ge-линзы. В работе приведены результаты исследования величины сферической аберрации для Ge-линз с различными геометрическими параметрами, в том числе Ge-линзы, используемой в болометрах БП-2 и БП-2М.

1. Е.Е. Трестман, С.Н. Лозинский, В.Л. Образцов, Автоматизация контроля буксовых узлов в поездах. М.: *Транспорт*, **352**, (1983).
2. V.I. Stroganov, A.I. Illarionov, Optical system aberration effect on the second harmonic generation, *Opt. Com.* **35**, №3, 454-461, (1980).

Секция 5 Оптика для биологии и медицины

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ КАЛЬЦИЯ СКАНИРУЮЩИМ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМ МИКРОСКОПОМ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ

Ершова А.В., Захаров Ю.Н.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

Зависимость яркости изображения флуоресцентной микроскопии от параметров индикатора и его накачки, характеристик оптической и электронной схем позволяет вычислять концентрацию ионов кальция исходя из измеряемой интенсивности флуоресценции, протокола загрузки объекта красителем и аппаратной функции микроскопа.

Современные лазерные конфокальные сканирующие микроскопы представляют собой фактически комплекс аппаратуры, включающий в себя, помимо осветителя и изображающей оптики, фотодетекторы, средства захвата и обработки изображения, сохранения его в цифровом виде. Получена аппаратная функция этого прибора как измерительного устройства - характеристика, которая устанавливает связь измеряемой на выходе устройства интенсивности изображения с истинным значением этой величины на его входе – интенсивностью флуоресценции из заданного фокального объема. Таким образом, интенсивность флуоресценции кальциевого индикатора, формирующей изображение при исследованиях активности тканей мозга, выражена через концентрацию ионов кальция, концентрацию красителя и аппаратные функции измерительной аппаратуры. Это позволяет вычислять концентрацию ионов кальция непосредственно во время проведения эксперимента, так как не требует апостериорного измерения флуоресценции индикатора при насыщении ионами кальция и полном освобождении от них каждой исследуемой клетки, что необходимо при использовании однодлинноволновых красителей [1], но убивает клетки или последовательном измерении на двух длинах волн для двухдлинноволновых, при использовании которых отдельной задачей является разделение излучения кальциевого индикатора и автофлуоресценции белков.

1. G. Grynkiewicz, M. Poenie, R. Tsien, *J. Biol. Chemistry.*, **260**, 3440-3450, (1985).

СТИМУЛИРОВАННАЯ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДИНАМИКА ПРОПУСКАНИЯ КОЖИ

Беликов А.В., Жолобова Е.П., Скрипник А.В., Струнина Т.В.
Национальный Исследовательский Университет Информационных
Технологий, Механики и Оптики, Санкт–Петербург, Россия

Исследовано пропускание кожи (in vitro) в ИК и видимой областях спектра до, во время и после воздействия излучения лазера на эрбиевом стекле.

Лазерное излучение широко используется в дерматологии и косметологии. Есть косметические процедуры, которые выполняются только лазерным или световым излучением [1]. В последние несколько лет чрезвычайно широко в дерматологии используется фракционная лазерная методика обработки кожи [2,3]. Фракционная методика заключается в облучении не всей, а только части (фракции) области биоткани, требующей лечения. В местах воздействия (фракциях) наблюдается локальная коагуляция (образуется коагуляционная колонка) и, как следствие, стимулируется рост новых клеток, при этом вся область, подвергшаяся обработке, не теряет своей анатомической функции. Облучённая область ткани спустя несколько дней после облучения замещается интактной тканью, которая содержит новый коллаген и лишена пигментов. Для фракционной обработки наиболее часто используют излучение твердотельных лазеров с длиной волны $1.4\div 1.6$ мкм, диодных лазеров, а также излучение эрбиевых лазеров с длиной волны 2.94 мкм. Механизм формирования коагуляционной колонки под действием лазерного излучения нуждается в уточнении. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию взаимосвязи порогов формирования коагуляционной колонки и деструкции кожи с её пропусканием до, во время и после воздействия лазерного излучения. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Для формирования коагуляционных колонок в коже *in vitro* использовались одиночные импульсы твердотельного лазера с активным элементом из стекла, активированного эрбием. Длина волны излучения была 1.54 мкм. Лазер работал в режиме свободной генерации, длительность импульса была 25 ± 1 мс. Излучение к биоткани доставлялось по оптическому кварц-кварцевому волокну с диаметром световедущей жилы 450 мкм. Плотность энергии лазерного излучения на поверхности кожи могла быть изменена от импульса к импульсу и достигала в максимуме 350 Дж/см². В эксперименте мы могли регистрировать падающий и прошедший через кожу лазерный импульс с длиной волны 1.54 мкм и с длиной волны 0.63 мкм. Анализируя отношение амплитуд прошедшего и падающего сигналов, мы могли наблюдать динамику пропускания кожи до, во время и после лазерного воздействия. После лазерного воздействия мы проводили гистохимическое исследование образцов с использованием LDH красителя. Результатом гистохимии были фотографии продольных разрезов коагуляционных и абляционных колонок, позволяющие соотнести динамику пропускания кожи с эффектами, стимулированными лазерным излучением в коже. Экспериментально определено, что коагуляционная колонка возникает при плотностях энергии выше 40 Дж/см², при этом формы падающего и прошедшего биоткань сигналов совпадают. Осциллограммы сигналов, регистрируемые при плотностях энергии, превышающих порог образования коагуляционной колонки, представлены на рис.2. При плотностях энергии $40\div 125$ Дж/см² мы фиксировали коагуляционные колонки в коже, при этом формы падающего и прошедшего сигналов отличались друг от друга. Основное отличие состоит в скорости нарастания переднего фронта. При плотностях энергии выше 125 Дж/см² мы фиксировали удаление биоткани, при этом пропускание кожи уменьшалось спустя $10\div 15$ мс после начала лазерного воздействия.

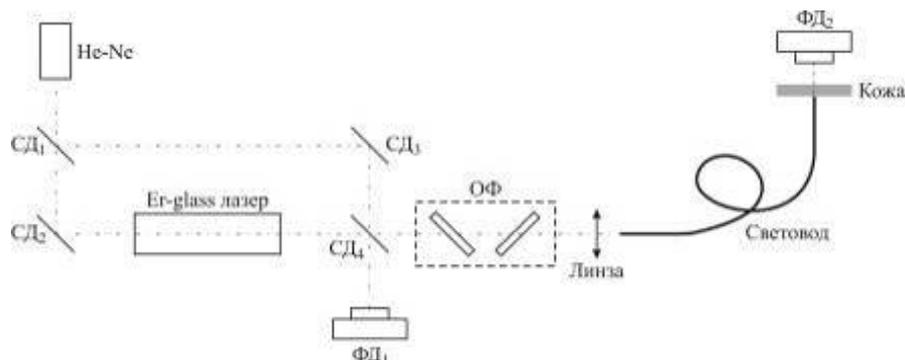


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

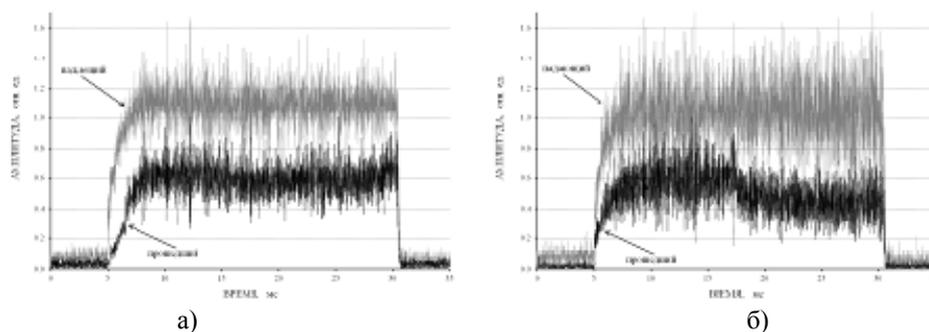


Рис. 2. Осциллограммы падающего и прошедшего через кожу *in vitro* сигналов на длине волны 1.54 мкм при плотностях энергии порядка 50 Дж/см² (а) и 320 Дж/см² (б)

1. Jih, M. H. and Kimyai-Asadi, A. 2008. Fractional photothermolysis: a review and update. *Semin Cutan Med Surg.* **27**:63-71.
2. Altshuler, G., Smirnov, M. and Yaroslavsky, I. 2005. Lattice of optical islets: a novel treatment modality in photomedicine. *Journal of Physics D-Applied Physics.* **38**:2732-2747.
3. Bedi, V. P., Chan, K. F., Sink, R. K., Hantash, B. M., Herron, G. S., Rahman, Z., Struck, S. K. and Zachary, C. B. 2007. The effects of pulse energy variations on the dimensions of microscopic thermal treatment zones in nonablative fractional resurfacing. *Lasers Surg Med.* **39**:145-155.

АБЛЯЦИЯ ТВЁРДЫХ ТКАНЕЙ ЗУБА МИКРОПУЧКАМИ ЭРБИЕВОГО ЛАЗЕРА

Беликов А.В., Скрипник А.В., Струнина Т.В., Шатилова К.В.
Национальный исследовательский университет информационных
технологий, механики и оптики, Санкт–Петербург, Россия

Исследовано влияние энергетических параметров TEM_{00} излучения YAG: Er лазера на геометрические параметры формируемых этим излучением в эмали и дентине микрократеров.

Современные стоматологические лазерные технологии не используют уникальную способность лазерного излучения формировать пучки чрезвычайно малых размеров – микропучки. Важное преимущество таких микропучков – их способность создавать на поверхности рельефные структуры (текстуры). Создание текстур

способствует росту адгезии пломбировочных материалов к твёрдым тканям зуба¹. Оптимизация текстуры для увеличения адгезии возможна за счёт изменения геометрии структурных элементов текстуры. В настоящей работе мы исследовали взаимосвязь между параметрами лазерного излучения и геометрическими параметрами микрократеров, которые создаются в эмали и дентине этим излучением.

В качестве источника лазерного излучения выступил одномодовый YAG: Er лазер ($\lambda=2.94$ мкм), работающий в режиме свободной генерации. Воздействие проводилось в неконтактном режиме. Для формирования микрократера применялся один импульс лазерного излучения. Исследование проводилось для энергии в импульсе E_p от 1 до 30 мДж. Мы измеряли: диаметр D_o , глубину h_o и объём V_o , а также оценивали эффективность удаления биоткани $\langle \mathcal{E} \rangle$. Наиболее глубокий микрократер был сформирован при энергии $E_p \sim 30$ мДж, причём его величина в дентине составила ~ 170 мкм, а в эмали ~ 125 мкм. Объём удалённого в этих условиях дентина ~ 0.0035 мм³, эмали ~ 0.0026 мм³. Наиболее эффективными оказались лазерные импульсы малых энергий. В частности, при $E_p \sim 1$ мДж для дентина: $D_o \sim 100$ мкм, $h_o \sim 45$ мкм, $V_o \sim 0.0003$ мм³, $\langle \mathcal{E} \rangle \sim 265$ мм³/кДж; для эмали: $D_o \sim 95$ мкм, $V_o \sim 0.0002$ мм³, $h_o \sim 45$ мкм, $\langle \mathcal{E} \rangle \sim 240$ мм³/кДж. Полученные результаты можно объяснить с позиции современной теории лазерной абляции.

1. A.V. Belikov, K.V. Shatilova, A.V. Skrypnik, *Proceeding of SPIE*, **7547**, 754705-1–754705-6, (2010).

ЦИФРОВОЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ВИДЕО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Демин В.В., Ольшук А.С.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия

Представлена методика цифрового голографического видео (ЦГВ), позволяющая кроме измерения размеров и формы биологических частиц анализировать их поведение путем определения траектории и скорости. Приведены экспериментальные результаты по использованию ЦГВ для исследования живого планктона в лабораторных условиях.

Информативность (определение размера, формы, координаты каждой частицы), бесконтактность и эффективность голографии в исследованиях биологических частиц известны¹⁻⁴. В случае цифровой голографии⁴ появляются дополнительные возможности: передача голограмм по линиям связи², запись цифрового голографического видео (ЦГВ). Последнее реализуется непрерывной (с частотой кадров используемой камеры) записью картины интерференции опорной и предметной волн, численным восстановлением изображения с каждого кадра (являющегося цифровой голограммой всего объема, содержащего частицы) и компоновкой восстановленных изображений в видеофильм⁴.

Если в каждом кадре ЦГВ восстанавливалось изображение одной и той же плоскости исследуемого объема, то полученный видеофильм последовательно отображает все частицы, проходившие через эту плоскость в разные моменты времени. «Привязав» плоскость восстановления к интересующей нас частице, то есть,

восстанавливая в каждом кадре ее резкое изображение в соответствующей плоскости, получают информацию о ее скорости, направлении движения и, как следствие, о характере и траектории движения. Пример ЦГВ приведен нами в Интернете по следующей ссылке: ftp://nfpk:nfpk@video.tsu.ru/geo/Video_GF_3.mpg.

Биологическим объектом в экспериментах настоящей работы являлся пресноводный (оз. Байкал, с. Листвянка) или морской (г. Абердин, Великобритания) зоопланктон, исследуемый в лабораторных и экспедиционных условиях.

Основные проблемы анализа ЦГВ связаны с разнообразием форм, размеров и сложным характером движения планктона. Для определения скорости и построения траектории планктонной частицы нами использовался центр тяжести (ЦТ) восстановленного изображения частицы. Тогда продольная координата определяется по расстоянию, где восстанавливается наиболее четкий контур частицы (достигнуто продольное разрешение 200 мкм), а поперечные координаты определяются положением ЦТ (в зависимости от качества изображения достигнута точность в 1-5 пикселей или 7.4-37 мкм). Пример построенной таким способом траектории планктонной особи *Epischura baicalensis*, приведен на рис. 1а. Соответствующее ЦГВ можно пронаблюдать по ссылке: <ftp://nfpk:nfpk@video.tsu.ru/geo/For3D.avi>.

Изображение частицы в разных кадрах ЦГВ может отличаться по форме и площади сечения, так как вследствие движения планктона могут изменяться его ракурсы (рис. 1б), и как следствие, изменяется положение ЦТ. В связи с этим в каждом кадре нами определялись координаты трех дополнительных точек (как правило, соответствующим характерным деталям частицы). Изменение координат дополнительных точек относительно ЦТ позволяет судить о вращательном движении частицы.

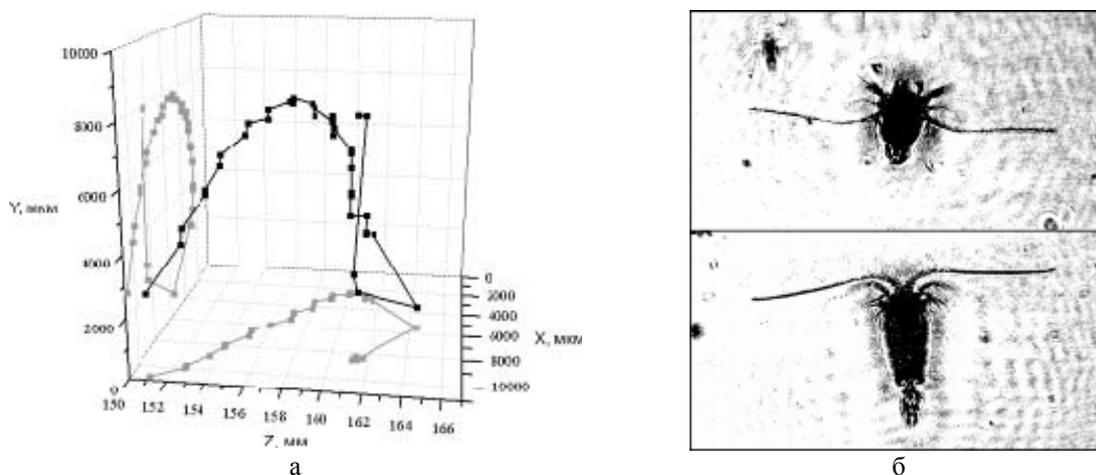


Рис. 1. а - траектория движения планктонной особи, построенная по данным ЦГВ; б - два ракурса одной и той же планктонной особи *Epischura baicalensis* на кадрах ЦГВ, соответствующих разным моментам времени

Другой способ уточнения координат частицы, использовавшийся в работе – двухракурсное голографирование. Эксперименты по регистрации ЦГВ живого планктона в лабораторных условиях подтвердили, что использование дополнительных характерных точек изображения, а также двухракурсное голографирование позволяют повысить точность определения координат частицы. Так, например, при голографировании в двух ракурсах продольная координата одного ракурса является поперечной для второго ракурса, что в экспериментах с планктоном позволило улучшить точность ее определения с 200 мкм до 37 мкм.

Работа осуществлялась в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 г.», государственный контракт П1736.

1. V.V. Dyomin, A.V. Makarov, I.G. Polovtsev, *Atmospheric and ocean optics*, **19**, No 4, 277-283, (2006).
2. D.W. Pfitsch, E. Malkiel, Y. Ronzhes, S.R. King, J. Sheng, J. Katz, *Proc. MTS/IEEE OCEANS*, 690-696, (2005).
3. H. Sun, D.C. Hendry, M.A. Player, J. Watson, *IEEE J. Ocean Eng.*, **32**, 373-382, (2007).
4. В.В. Демин, А.С. Ольшук, Е.Ю. Наумова, Н.Г. Мельник, *Оптика атмосферы и океана*, **21**, №12, 1089-1095, (2008).

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ПАТТЕРНОВ МЕТАБОЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НЕЙРО-ГЛИАЛЬНОЙ СЕТИ

Мухина И.В.* **, Митрошина Е.В.*, Коротченко С.А.***,
Ведунова М.В.***, Захаров Ю.Н.***

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

**Нижегородская государственная медицинская академия,
Нижний Новгород, Россия

Визуализация динамики кальциевых осцилляций в нейрон-глиальной сети путем регистрации флуоресценции специфических индикаторов показывает наличие спонтанной сетевой активности в виде паттернов, имеющих одинаковый характер осцилляций и синхронное переключение режимов генерации всех паттернов.

Для исследования принципов структурно-функциональной организации клеточных сетей мозга и выявления взаимосвязей между механизмами, ответственными за когнитивные функции нервной системы, необходим многофакторный анализ различных показателей обмена в нервной ткани. Определение особенностей динамики метаболических процессов различных веществ в тканях мозга позволяет провести тонкий анализ активности как нейронов, так и глии. В формирующихся нейронных сетях эти процессы приводят к развитию межнейронных связей и генерации спонтанной сетевой электрической активности, которую можно зарегистрировать внеклеточным отведением потенциалов, используя мультиэлектродные матрицы¹.

Оптический имиджинг является наиболее информативным методом при измерениях пространственного распределения характеристик объекта исследования. Информацию об изменении концентрации конкретных компонентов биологических тканей может дать характер флуоресценции либо самих исследуемых элементов, если они обладают собственной флуоресценцией, либо связанных с ними специфических красителей. Динамика внутриклеточной концентрации ионов кальция (кальциевые осцилляции), определяемая по изменению интенсивности или спектра флуоресценции введенных в тела или отростки клеток кальциевых индикаторов², служит надежным показателем функциональной активности не только нейронных, но и глиальных сетей.

Используя лазерную конфокальную сканирующую микроскопию с применением кальций-зависимого флуоресцентного красителя Oregon Green BAPTA 1 AM (OGB1)³ нами был исследован характер кальциевых осцилляций клеточных сетей мозга на различных стадиях онтогенеза культуры *in vitro*. В исследовании были использованы культуры диссоциированных клеток гиппокампа, полученных от 18-дневных эмбрионов белых беспородных мышей. Первичные культуры нервных клеток были выращены на мультиэлектродных матрицах¹, что позволяет сравнивать метаболическую активность, выражающуюся в виде кальциевых осцилляций, с электрической активностью клеток.

Регистрировались временные серии изображений поля флуоресценции красителей Sulphorhodamine 101 (SR101) как глиального маркера⁴, и OGB1 как индикатора свободного кальция. Последующая обработка полученных изображений заключалась в разделении спектров этих красителей в разные каналы регистрации для идентификации нейрональных и глиальных клеток и записи функции $F(t)$ средней интенсивности флуоресценции OGB1 выделенной области поля (совпадающей, как правило, с телом или частью отростка клетки) от времени. Интенсивность флуоресценции показывает зависимость концентрации ионов кальция от времени, свидетельствующую о метаболической активности клеток и их сетей. Анализ результатов хронических экспериментов показал, что длительные (порядка 10 с) спонтанные кальциевые импульсы в нейронах и клетках глии возникали лишь в культурах клеток с развитой системой отростков, формирующих морфологически развитые сети. На определенной стадии развития кальциевые осцилляции нейронов синхронизовались между собой и представляли паттерны с определенными картинками кальциевых осцилляций, совпадающих по времени появления с сетевыми пачками спайков нейронов.

В качестве примера на рис. 1 выделены поля нейронов, функции $F(t)$ которых подобны друг другу.

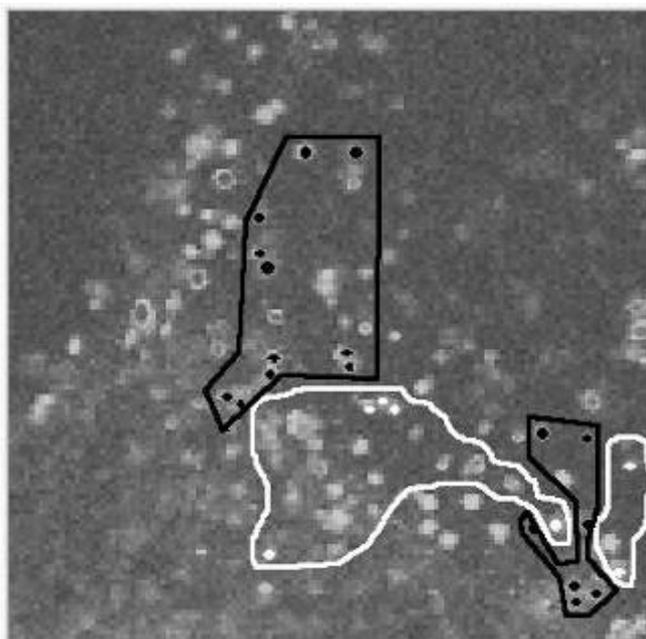


Рис. 1. Один из кадров временной серии динамики флуоресценции канала кальциевого индикатора

Ломаными черными кривыми обведены области, в которых нейроны имели одинаковые паттерны активности, представленные на рис. 2а (клетки, проявляющие наиболее заметную активность, выделены в них на рис. 1 черным цветом); плавными

белыми кривыми – области тех клеток, которые имели паттерны активности другого вида, представленные на рис. 2б (наиболее активные клетки этих полей на рис. 1 выделены белым).

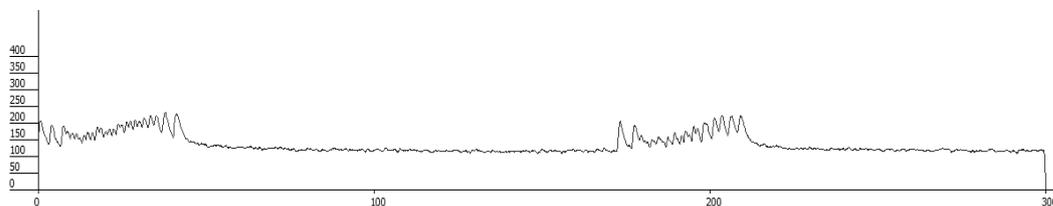


Рис. 2а. Зависимость интенсивности флуоресценции красителя OGB1 от времени $F(t)$, в виде пачечной активности

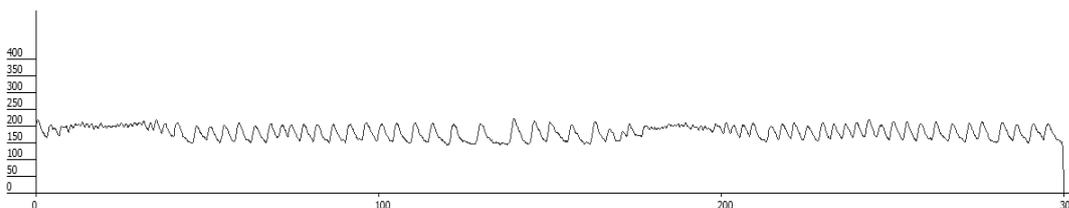


Рис. 16. Функция $F(t)$ в виде кальциевых осцилляций постоянной скважности

Таким образом, нейронную сеть морфо-функционально связанных клеток можно выявить путем оптического имиджинга кальциевой активности в диссоциированной культуре мозга и разделения общей спонтанной активности клеток на области, имеющие аналогичные паттерны, выделяя группы синхронно работающих клеток (клеток, проявляющих активность одного определенного вида). О наличии общей сети (связи между областями с различными паттернами) свидетельствует одновременность переключения режимов генерации кальциевых импульсов в различных паттернах метаболической активности нейронов. Обращает на себя внимание то, что глиальные клетки демонстрируют кальциевые сигналы, некоррелированные во времени между собой и с сигналами нейрональной сети.

1. И.В. Мухина, В.Б. Казанцев, Л.Г. Хаспеков, Ю.Н. Захаров, М.В. Ведунова, Е.В. Митрошина, С.А. Коротченко, Е.А. Корягина, *Современные технологии в медицине*, №1. 8-15, (2009).
2. Zaidi, M., Alam, A.S.M.T., Bax, C., Shankar, V., Bevis, P.J.R., Huang, C.L.-H., Pazianas, M., Moonga, B.S., *Methods in Molecular Biology*, **27**, 279-293. (1994).
3. Stosiek, C. et al. *Proc Natl Acad Sci U S A* **100**, 7319–7324, (2003).
4. Nimmerjahn A, Kirchhoff F, Kerr JN, Heimchen F, *Nat. methods*, **1**, 31-37

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Секция 1 Нелинейная оптика фемто- и аттосекундных импульсов

ВЗАИМООБМЕН ЭНЕРГИЕЙ ОСНОВНОЙ И УТРОЕННОЙ ПО ЧАСТОТЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Петрошенко П.А., Козлов С.А.

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

Проанализирована эволюция световой волны, содержащей лишь несколько колебаний поля, с поперечными размерами, сопоставимыми с центральной длиной волны излучения, в однородной изотропной нелинейной диэлектрической среде. Показано, что в результате самовоздействия такого предельно локализованного в пространстве волнового пакета может происходить эффективная генерация излучения на утроенных частотах и взаимобмен энергией между основными и утроенными по центральной частоте спектральными компонентами волнового пакета. Такой взаимобмен может происходить по квазипериодическому закону.

В работе [1] было показано, что динамика пространственно-временного спектра

$$g(z, k_x, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(z, x, t) e^{-ik_x x - i\omega t} dx dt, \quad (1)$$

электрического поля $E(z, x, t)$ двумерного пучка ТЕ-поляризованного излучения, которое распространяется в изотропной нелинейной диэлектрической среде, может быть описана уравнением

$$\frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot g + i \frac{\chi \omega^2}{4\pi^3 c} \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) \cdot$$

$$\cdot g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) \cdot g(m_x, \alpha - \beta) g(n_x, \beta) dm_x dn_x d\alpha d\beta = 0, \quad (2)$$

В (1, 2) z - направление распространения излучения, x - поперечная координата; t - время; k_x и ω - частоты пространственного и временного спектра; $n(\omega)$ - линейный показатель преломления среды, χ - нелинейная восприимчивость, характеризующая нелинейную часть поляризованности среды $P_{nl} = \chi E^3$, которая в [1] и в данной работе предполагается безинерционной из-за ее нерезонансной природы.

В настоящей работе уравнение (1), было использовано для выявления особенностей самовоздействия непараксиальных двумерных ТЕ-поляризованных волн, спектры которых лежат в области нормальной групповой дисперсии.

Пространственно-временное распределение волнового пакета на входе в среду рассматривали гауссовым

$$E(x, t) = E_0 e^{-\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cos(\omega_0 t),$$

дисперсию диэлектрической среды характеризовали соотношением

$$n(\omega) = N_0 + ac\omega^2,$$

которое хорошо описывает зависимость показателя преломления от частоты в области нормальной групповой дисперсии стекла.

На рис. 1 представлена динамика нормированного модуля спектральной плотности $g(z, k_x, \omega)$ импульса с $\omega_0 = 2,4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\frac{\tau}{T_0} = 2$, $\frac{\sigma}{\lambda_0} = 2$, где $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$,

$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$, пиковой интенсивностью на входе в среду $I = 1,5 \cdot 10^{13} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ в кварцевом

стекле с $N_0 = 1,450$, $ac\omega_0^2 = 0,007$, и коэффициентом нелинейного показателя

преломления кварцевого стекла $n_2 = 2,9 \cdot 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$ для разных расстояний, пройденных

волной в среде. На рис. 1. изображена зависимость нормированного модуля спектральной плотности $g(z, k_x, \omega)$ от ω при разных фиксированных значениях k_x .

Из рис. 1. видно, что при распространении волнового пакета в нелинейной среде происходит неоднородное уширение спектра как в красную, так и в синюю области. Это уширение на всех пространственных частотах более эффективно происходит в синюю область. Как видно из рисунка, наблюдается эффективная генерация высокочастотных спектральных компонент, утроенных по отношению к входному спектру. На первых стадиях распространения волнового пакета неоднородное уширение временного спектра происходит за счет энергии спектральных компонент в центральной части пространственно временного спектра на высоких пространственных частотах. Далее в процессе распространения импульса энергия спектральных компонент на высоких пространственных частотах в центральной части компенсируется энергией временного спектра на периферии основной части спектра при высоких и низких временных частотах.

На рис. 2. изображена зависимость отношений энергии высокочастотных компонент спектра, утроенных по отношению к входному спектру, к энергии компонент основной части спектра от расстояния, пройденного волновым пакетом в нелинейной среде. Из рис. 2 видно, что взаимный обмен энергией между основной и высокочастотными компонентами происходит по квазипериодическому закону. Наибольшее значение энергии высокочастотных спектральных компонент волнового пакета достигается после прохождения им расстояния в среде примерно равном $z = 25\lambda_0$.

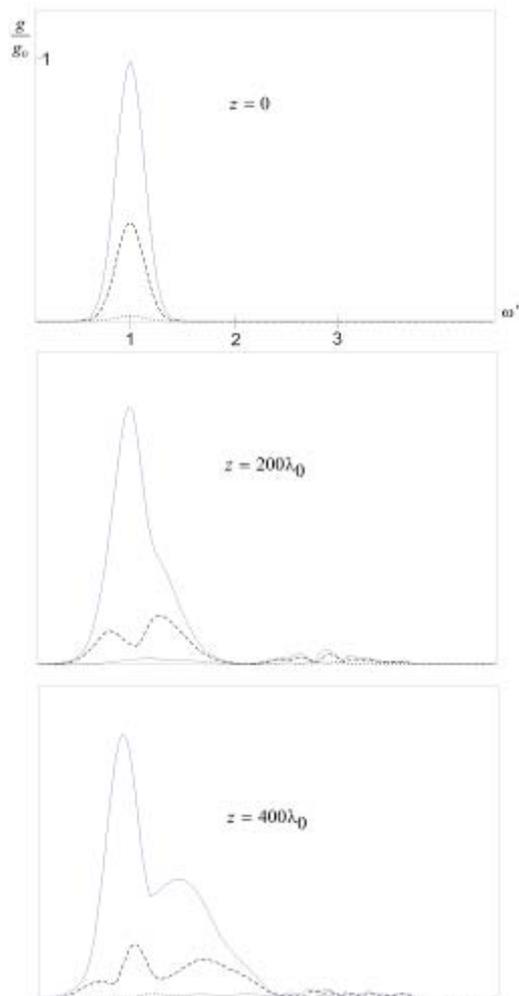


Рис. 1. Динамика временного спектра волнового пакета

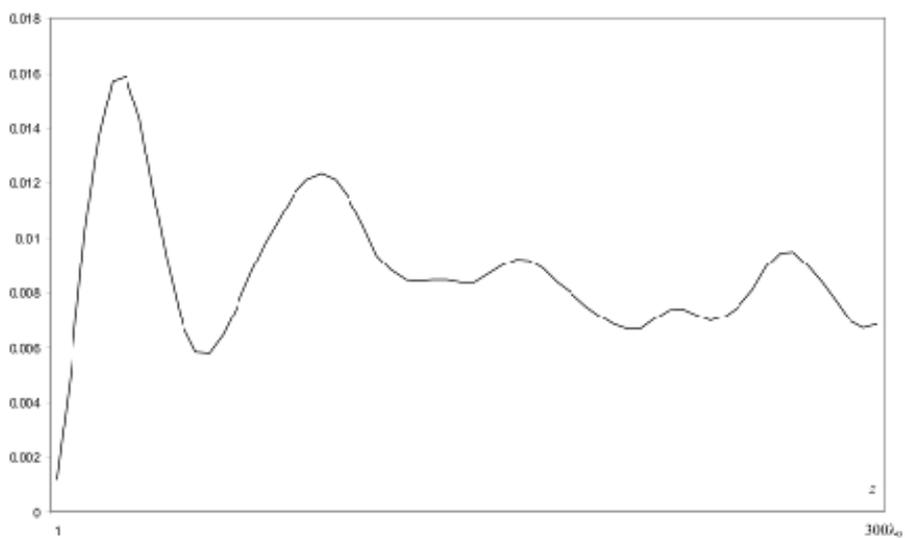


Рис. 2. Зависимость отношения энергии высокочастотных компонент спектра утроенных по отношению к входному спектру к энергии основной части спектра импульса от расстояния, пройденного импульсом в среде

1. С.А. Козлов, П.А. Петрошенко, *Письма в ЖЭТФ*, **76**, №4, 241–245 (2002).

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛНАХ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Буяновская Е.М., Козлов С.А.

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

Получено аналитическое решение уравнений динамики поля встречных плоских поперечно однородных световых волн из малого числа колебаний, взаимодействующих в диэлектрической среде с безынерционной кубической по полю нелинейностью. На его основе показано, что в средах, размеры которых меньше области взаимодействия, возможна генерация волн на комбинационных и смещенных частотах. Это явление эффективно только для импульсов из малого числа колебаний, поскольку проявляется на одном-двух колебаний поля.

В работе [1] нами были впервые выведены уравнения, описывающие динамику полей встречных плоских световых волн из малого числа колебаний при их взаимодействии в диэлектрических средах с безынерционной кубической нелинейностью вида:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + \frac{cg}{2N_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2) = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - \frac{cg}{2N_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $E_+(z, t)$ - поле волны, распространяющейся в положительном направлении оси z , $E_-(z, t)$ - волны, распространяющейся ей навстречу; t - время, c - скорость света в вакууме; N_0, a, b - параметры, характеризующие нерезонансную зависимость показателя преломления среды:

$$n^2 = N_0^2 + 2cN_0 a \omega^2 - 2cN_0 \frac{b}{\omega^2}$$

от частоты ω , $g = \frac{4\pi\chi}{c^2}$ - описывает нелинейность ее поляризационного отклика

$P_{nl} = \chi E^3$, χ - нелинейная восприимчивость среды.

В настоящей работе решение первого уравнения системы (5) было получено методом последовательных приближений Пикара, которое в новых переменных $z' = z$, $\tau = t - z$ имеет вид:

$$\begin{aligned} E_+^{(1)}(z', \tau) = & - \left[\frac{\partial}{\partial \tau} (E_+^{(0)}(\tau))^3 \right] (z' - z'_0) - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[(E_+^{(0)}(\tau))^2 \int_{z'_0}^{z'} E_-^{(0)}(\tau + 2z'') dz'' \right] - \\ & - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[(E_+^{(0)}(\tau)) \int_{z'_0}^{z'} (E_-^{(0)}(\tau + 2z''))^2 dz'' \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

где первое слагаемое в правой части соотношения характеризует самовоздействие светового импульса, распространяющегося от границы нелинейной среды z'_0 в положительном направлении оси z' , а второе и третье – взаимодействие встречных импульсов в нелинейной среде.

Полученное решение было проанализировано, для импульса с распределением поля на входе в область взаимодействия вида:

$$E_+^{(0)}(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_+^2}\right) \sin(2\pi\tau) \quad (3)$$

и встречной ему волны вида

$$E_-^{(0)}(z', \tau) = \gamma \exp\left(-\frac{(\tau + 2z')^2}{\tau_-^2}\right) \sin(2\pi\delta(\tau + 2z')) \quad (4)$$

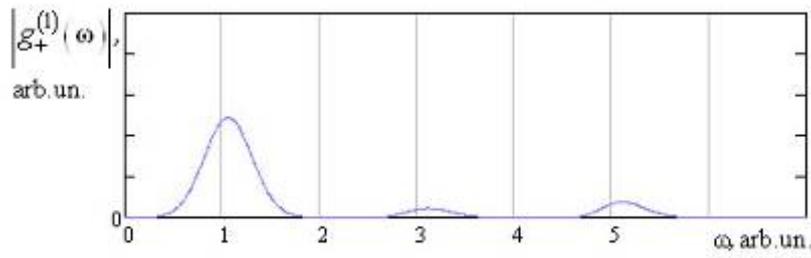
где $\gamma = \frac{E_{-0}}{E_{+0}}$; E_{+0} , и E_{-0} – исходные амплитуды взаимодействующих импульсов;

$\delta = \frac{T_{+c}}{T_{-c}}$; T_{+c}, T_{-c} – их центральные периоды колебаний, $\tau_+ = \frac{\tau_{+0}}{T_{+c}}$, $\tau_- = \frac{\tau_{-0}}{T_{+c}}$; τ_{+0}, τ_{-0} –

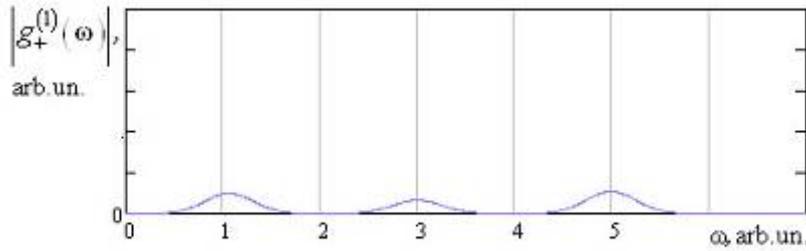
исходные длительности импульсов.

Было показано, что временная структура поля импульса из-за взаимодействия со встречным импульсом изменяется так, что больше всего смещаются во времени «нули» поля и не смещаются его экстремумы. «Центр тяжести» спектральной плотности при этом смещается в коротковолновую область. Важно, что эффективность этих явлений определяется энергией встречного импульса и не зависит от его длительности и спектральной структуры.

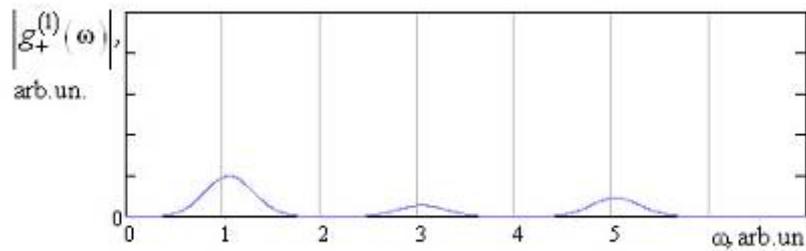
В средах, размеры которых меньше области взаимодействия, возможна генерация волн на комбинационных и смещенных частотах, возможна (см. рис. 1). При уменьшении длины нелинейной среды происходит «перекачка» энергии из первой «гармоники» в третью и пятую и по-прежнему наблюдается сдвиг максимума спектральной плотности в высокочастотную область. Важно, что при увеличении длины нелинейной среды до размеров, превышающих область взаимодействия сталкивающихся импульсов, генерации излучения на смещенных частотах уже не происходит. Явление генерации комбинационных и смещенных частот эффективно только для импульсов из малого числа колебаний, поскольку проявляется на одном-двух колебаниях поля.



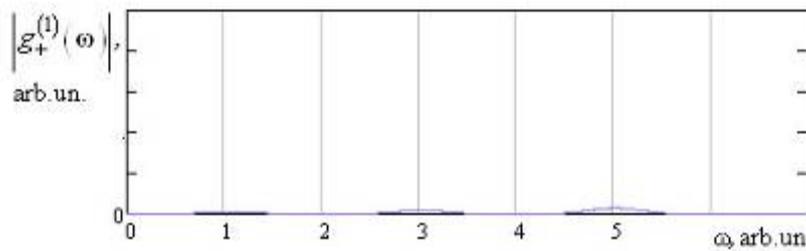
$$l_{nl} = 0.4$$



$$l_{nl} = 0.16$$



$$l_{nl} = 0.08$$



$$l_{nl} = 0.01$$

Рис. 1. Спектры итерационной добавки к полю импульса $E_+^{(1)}$, описывающей результат взаимодействия встречных волн для различных нормированных длин нелинейной среды $l_{nl} = z' - z'_0$ для случая

$$\gamma = 1, \delta = 2, \tau_+ = 1.5, \tau_- = 1.5, I = 10^{13} \text{ Вт/см}^2$$

1. Буяновская Е.М., Козлов С.А. Динамика полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах, *Письма в ЖЭТФ*, 2007, Т. **86**, В. 5-6, С. 349-353.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ПАРАКСИАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Корешков К.С., Козлов С.А.

Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных
Технологий, Механики и Оптики

Рассмотрено взаимодействие двух встречных параксиальных световых волн из малого числа колебаний при их столкновении в нелинейной диэлектрической среде. Получены аналитические выражения для спектра излучения, генерируемого при взаимодействии этих импульсов.

Световые импульсы из малого числа колебаний часто называют предельно короткими импульсами. К ним относят как пико- и субпикосекундные импульсы терагерцового диапазона спектра, так и аттосекундные импульсы ультрафиолетового. Оптика импульсов из малого числа колебаний представляет большой интерес как своими прикладными, так и фундаментальными задачами, причем особое внимание привлекает нелинейная оптика взаимодействия таких импульсов. Возможность увеличения интенсивности световой волны без оптического пробоя вещества приводит к качественному изменению как облика известных явлений нелинейной оптики, так и самой природы взаимодействия света с веществом, а кроме того позволяет наблюдать малозаметные при меньших интенсивностях нелинейные эффекты.

В большинстве опубликованных работ по нелинейной оптике импульсов из малого числа колебаний рассматриваются эффекты их самовоздействия. Работ же по нелинейному взаимодействию столь коротких импульсов на настоящий момент мало, и в основном они посвящены анализу столкновения сонаправленных волн в нелинейных средах.

В настоящей работе была поставлена задача рассмотреть взаимодействие двух встречных параксиальных соосных оптических волновых пакетов из малого числа колебаний с гауссовым пространственным и временным начальным профилем, отличающихся интенсивностью, центральной частотой и шириной пространственного и временного спектра, при их столкновении в нелинейной диэлектрической среде.

Для решения задачи был выбран спектральный подход. Динамика поля \vec{E} параксиальных световых волн с широким временным спектром, в том числе из малого числа колебаний, в нелинейной однородной и изотропной диэлектрической среде с безинерционной кубичной по полю нелинейностью может быть описана уравнением:

$$\Delta \vec{E} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} - 2 \frac{N_0}{c} b \vec{E} - \frac{\varepsilon_{nl}}{c^2} \frac{\partial^2 (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где N_0 , a , b – эмпирические константы, характеризующие дисперсию линейного показателя преломления среды

$$n^2(\omega) = N_0^2 + 2cN_0a\omega^2 - 2cN_0b\frac{1}{\omega^2}, \quad (2)$$

ε_{nl} – коэффициент нелинейной диэлектрической проницаемости, Δ – лапласиан, t – время, а c – скорость света в вакууме.

Для пространственно-временного спектра оптического излучения $\vec{G}(\omega, k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int \vec{E}(t, x, y, z) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt dx dy$, (3)

где ω , k_x , k_y – временная и пространственные частоты световых волн, z – направление, вдоль которого они распространяются, уравнение (1) принимает вид: $\frac{d^2 \vec{G}}{dz^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega) - (k_x^2 + k_y^2) \right) \vec{G} + \frac{\varepsilon_{nl} \omega^2}{c^2} S(G, \omega, k_x, k_y) = 0$, (4)

где

$$S(G, \omega, k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^6} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \vec{G}(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \\ \times \vec{G}(\omega', k'_x, k'_y) \times \vec{G}(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y$$

Спектральное уравнение удобно решать методом итераций, который позволяет свести это интегро-дифференциальное уравнение к системе однородных и неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений.

Будем искать решение (4) в виде ряда $G(z) = G_0(z) + \mu G_1(z) + \mu^2 G_2(z) + \dots$, где μ – параметр малости. Тогда уравнение (1.5) сводится к системе

$$\text{уравнений} \left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 \vec{G}_0}{dz^2} + (\omega^2 n^2(\omega) - k_x^2 - k_y^2) \vec{G}_0 = 0 \\ \frac{d^2 \vec{G}_1}{dz^2} + (\omega^2 n^2(\omega) - k_x^2 - k_y^2) \vec{G}_1 + S(G, \omega, k_x, k_y) = 0 \\ \frac{d^2 \vec{G}_2}{dz^2} + (\omega^2 n^2(\omega) - k_x^2 - k_y^2) \vec{G}_2 + S(G, \omega, k_x, k_y) + \dots = 0 \\ \dots \end{array} \right. \quad (5)$$

Решение первого (обыкновенного) дифференциального уравнения системы (5), рассматриваемое как нулевая итерация, находится элементарно и имеет вид $\vec{G}_0 = \vec{C}_1^{(0)} e^{ik_z z} + \vec{C}_2^{(0)} e^{-ik_z z}$, где $\vec{C}_1^{(0)}(k_x, k_y, \omega)$ и $\vec{C}_2^{(0)}(k_x, k_y, \omega)$ определяются из граничных условий, а $k_z = \sqrt{\omega^2 n^2(\omega) - (k_x^2 + k_y^2)}$. Поскольку мы рассматриваем параксиальное приближение, получим следующее выражение для k_z :

$$k_z = \omega n(\omega) \left(1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{2\omega^2 n^2(\omega)} \right)$$

В следующей итерации, учитывая нелинейность диэлектрической среды, можно получить выражения для пространственно-временного спектра излучения, генерируемого при столкновении встречных волновых пакетов на утроенных и комбинационных частотах. Решение второго (неоднородного) обыкновенного дифференциального уравнения системы (5) можно записать в виде: $\vec{G}_1 = \vec{C}_1 e^{ik_z z} + \vec{C}_2 e^{-ik_z z} + \vec{G}_{nl}(z)$, где $\vec{C}_1(\omega, k_x, k_y)$ и $\vec{C}_2(\omega, k_x, k_y)$ – постоянные интегрирования, получаемые при решении соответствующего однородного уравнения (можно положить равными нулю, поскольку их вклад в общее решение (4) уже учтен), $\vec{G}_{nl}(z)$ – частное решение неоднородного уравнения. Проинтегрировав, например, неоднородное уравнение методом вариации постоянных, это частное решение можно получить в виде:

$$\vec{G}_{nl}(z) = \vec{C}_1^{(1)}(z)e^{ik_z z} + \vec{C}_2^{(1)}(z)e^{-ik_z z}, \quad (6)$$

где коэффициенты $\vec{C}_1^{(1)}$ и $\vec{C}_2^{(1)}$ есть решение системы:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{C}_1^{(1)}(z)}{dz} = \frac{i}{2k_z} e^{-ik_z z} S(G_0, \omega, k_x, k_y) \\ \frac{d\vec{C}_2^{(1)}(z)}{dz} = \frac{-i}{2k_z} e^{ik_z z} S(G_0, \omega, k_x, k_y) \end{cases} \quad (7)$$

Для двух волновых пакетов определенного вида получены аналитические выражения для пространственно-временных спектров излучения кратных и комбинационных частот, генерируемого в результате взаимодействия в нелинейной среде двух таких волновых пакетов. Показано, что спектр генерируемого излучения нелинейно зависит от пространственных, временных и амплитудных характеристик излучения, входящего в среду.

1. С.А. Козлов, В.В. Самарцев. *Основы фемтосекундной оптики*. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009 – 292 с.
2. П.Г. Крюков. *Фемтосекундные импульсы*. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008 – 208 с.
3. М.А. Бахтин, С.А. Козлов. – *Опт. и Спектр.*, **98**, № 3, с. 425-430. (2005)
4. Е.М. Буяновская, С.А. Козлов. – *Письма в ЖЭТФ*, **86**, № 5, с. 439-453. (2007)
5. С.А. Козлов, С.В. Сазонов. – *ЖЭТФ*, **111**, в. 2, с. 404-418. (1997)
6. И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев. *Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУЗов*. М., Наука (ФизМатЛит), 1986 – 544 с.

ДИНАМИКА КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ ГЕТЕРОЯДЕРНЫХ МОЛЕКУЛ В ИНТЕНСИВНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСАХ

Попов А.М., Тихонова О.В., Харин В.Ю.

НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Проведено численное моделирование колебательной динамики модельной двухатомной гетероядерной молекулы в сильном лазерном поле. Обсуждается подавление диссоциационных процессов и свойства сформированного в режиме сильного поля квантовомеханического волнового пакета.

В настоящее время стала возможной генерация ультракоротких лазерных импульсов со сверхатомными интенсивностями. Динамика атомно-молекулярных систем в таких полях является мало исследованной и существенно отличается от традиционной, описываемой в рамках теории возмущений[1]. В этом случае сильное поле формирует так называемые “одетые” атомно-молекулярные системы[1,2]. Одно из наиболее интересных явлений, проявляющихся в сильных полях в случае молекул – стабилизация относительно процесса диссоциации, что до настоящего времени практически не изучалось. Колебательная динамика ядер молекулы в сильном поле существенно зависит от начального колебательного состояния молекулы. Поскольку

ионизация молекулярных систем интенсивными лазерными импульсами обычно сопровождается образованием молекулярных ионов в состоянии колебательного возбуждения, оказывается возможным изначально заселить целый набор колебательных состояний в молекулярной системе. При этом дальнейшая эволюция ядерной подсистемы в сильном поле определяется структурой сформировавшегося колебательного волнового пакета и принципиально отличается от режима слабых полей.

В представляемой работе исследована колебательная динамика двухатомных гетероядерных молекул в интенсивном лазерном поле в условиях начального колебательного возбуждения системы и проанализирована возможность подавления фотодиссоциации в режиме сильного поля. Получено численное решение нестационарного уравнения Шрёдингера для колебательных переходов молекулы на нижнем электронном терме в электродипольном приближении и рассмотрена динамика колебательных волновых пакетов для связанных колебательных состояний. Показано, что в слабом поле колебательная динамика молекулы определяется состояниями, входящими в колебательный волновой пакет, и их относительными фазами и коренным образом отличается от динамики молекулы в условиях сильного поля. Обсуждается возможность подавления диссоциации в сильном поле. Обнаружено формирование колебательного волнового пакета, устойчивого к диссоциации. Проанализирована роль рамановских переходов V и Λ – типа между колебательными состояниями в наблюдаемых эффектах сильного поля.

1. Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов, *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением*, М.: Физматлит, (2001).
2. N.P.Poluektov, M.V.Fedorov, *Zh. Eksp. and Theor. Phys.*, **90**, № 5, 794 – 804, (2000).

О ПРЕОБРАЗОВАНИИ СПЕКТРА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Бугай А.Н, Халяпин В.А.*

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

*Калининградский государственный технический университет,
Калининград, Россия

Аналитически и численно исследована перестройка спектра двухкомпонентного импульса, распространяющегося в одноосном кристалле при учете квадратичной, кубической нелинейностей и вынужденного комбинационного рассеяния.

Перестройка частоты лазерного излучения является одной из актуальных задач лазерной физики. Предельно короткие импульсы обладают очень широким спектром, поэтому здесь можно ожидать выполнения соответствующих условий синхронизма одновременно для нескольких частот и разных типов взаимодействий¹.

Используемый в работе модельный подход основан на системе уравнений² для полей обыкновенной E_o и необыкновенной E_e составляющих импульса, распространяющегося в нелинейном кристалле с одноосной анизотропией:

$$\frac{\partial E_{o,(e)}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(a_{2o,(e)} E_e E_{o,(e)} + b_{2(e)} E_{(e)}^2 + a_{3o,(e)} E_{e,(o)}^2 E_{o,(e)} + b_{3o,(e)} E_{o,(e)}^3 \right) + \Lambda_{o,(e)} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(E_{o,(e)} \int_{-\infty}^{\tau} \sin \theta d\tau' \right) - \delta_{o,(e)} \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + \sigma_{o,(e)} \int_{-\infty}^{\tau} E_{o,(e)} d\tau' = 0, \quad (1)$$

где $\theta = \mu \int_{-\infty}^t (\chi_o E_o^2 + \chi_e E_e^2) dt'$.

Для выявления ключевых особенностей протекающих процессов использовалось приближенное решение уравнений для спектров импульсов, обобщающих соответствующее уравнение³ для изотропной среды. Из асимптотических решений найдены частоты, на которых спектральные плотности компонент имеют максимум. Рассмотрены случаи, когда спектры составляющих импульса лежат в областях нормальной и аномальной групповой дисперсии, а также при перекрытии характерных частот колебательных молекулярных мод. Исследованы режимы формирования обыкновенно-необыкновенного суперконтинуума.

В общем случае указанная система нелинейных волновых уравнений решалась с помощью численного моделирования. Результаты моделирования подтверждают правильность аналитических результатов.

1. П.Г. Крюков, *Фемтосекундные импульсы*, М.: Физматлит (2008).
2. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский, *ЖЭТФ*, **123**, 1160, (2003).
3. V.G. Bespalov, S.A. Kozlov, Yu.A. Shpolyanskiy, T.A. Walmsley, *Phys. Rev. A*, **66**, 013811 (2002).

ЭВОЛЮЦИЯ СРЕДНИХ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ПРОЗРАЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Капойко Ю.А., Козлов С.А.

СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Получены аналитические выражения, описывающие динамику средних параметров импульсов из малого числа колебаний в прозрачных оптических средах. Показано, что для гауссовых на входе в среду импульсов эти выражения принимают вид элементарных функций. Доказано соответствие полученных выражений известным в предельном случае квазимонохроматического излучения.

Эволюция электрического поля E импульса с континуумным спектром, попадающим в диапазон прозрачности оптической среды, может быть описана уравнением

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 \vec{E}}{\partial t^5} - \dots = 0, \quad (1)$$

где z – направление распространения волны, t – время, N_0 , a_n – константы, характеризующие дисперсию показателя преломления оптической среды вида

$$n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c \omega^2 + a_2 \cdot c \omega^4 + \dots \quad (2)$$

В работе показано, что выражение (2) при $a_n=0$ ($n \geq 3$) описывает показатель преломления кварцевого стекла с точностью $\Delta < 10^{-4}$ в диапазонах нормальной (610-990 нм), нулевой (1050-1590 нм) и аномальной (1180-1620) групповой дисперсии.

Скорость движения центра тяжести импульса определяется соотношением ¹

$$\frac{d\langle t \rangle}{dz} = \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} tE \left(\frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 E}{\partial t^5} \right) dt, \quad (3)$$

где $\langle t \rangle = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{+\infty} tE^2 dt$ – момент распределения поля E первого порядка, W –

энергия импульса. В настоящей работе показано, что выражение (3) является интегралом движения уравнения (1), поэтому в (3) можно заменить распределение поля E на входное и получить для гауссова импульса

$$E = E_0 \cdot e^{-t^2/t_0^2} \sin(\omega_0 t), \quad (4)$$

где E_0 – предельная амплитуда его колебаний, t_0 – длительность импульса, ω_0 – центральная частота; выражение вида

$$\begin{aligned} \frac{d\langle t \rangle}{dz} = \frac{1}{c} \left[N_0 + 3\Delta n_{discn,1} \cdot \frac{1 + \omega_0^2 t_0^2 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}}{\omega_0^2 t_0^2 \left(1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2} \right)} \right] + \\ + \frac{1}{c} \left[5\Delta n_{discn,2} \cdot \frac{3 + 6\omega_0^2 t_0^2 + (\omega_0^2 t_0^2)^2 - 3e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}}{(\omega_0^2 t_0^2)^2 \left(1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2} \right)} \right], \quad (5) \end{aligned}$$

где $\Delta n_{discn,i} = a_i \omega_0^{2i} c$, $i=1,2$.

В предельном случае $t_0 \rightarrow \infty$, соответствующем квазимонохроматическому излучению, выражение (5) переходит в

$$\lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{d\langle t \rangle}{dz} = \frac{1}{c} (N_0 + 3\Delta n_{discn,1} + 5\Delta n_{discn,2}), \quad (6)$$

что соответствует известным результатам ².

Если определить длительность импульса как квадратный корень из центрального момента распределения поля E второго порядка ¹

$$\tau = \langle \Delta t^2 \rangle^{1/2} = \left[\frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} (t - \langle t \rangle)^2 E^2 dt \right]^{1/2}, \quad (7)$$

то выражение для квадрата среднеквадратичной длительности можно привести к виду

$$\tau^2 = \tau_0^2 + \left(d\langle t^2 \rangle / dz \right)_0 z + Dz^2, \quad (8)$$

где $D = 1/2 d^2 \langle t^2 \rangle / dz^2 - (d \langle t \rangle / dz)^2$ – скорость дисперсионного расплывания.

Можно показать, что

$$\frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} = \frac{2N_0^2}{c^2} - \frac{4N_0}{Wc} \int_{-\infty}^{\infty} t E A dt - \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 A B dt - \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 E \left(a_1 \frac{\partial^3 B}{\partial t^3} - a_2 \frac{\partial^5 B}{\partial t^5} \right) dt, \quad (9)$$

где $A = a_1 \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - a_2 \frac{\partial^5 E}{\partial t^5}$, $B = \frac{-N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + A$. Выражение (9), также как и (3),

является интегралом движения (1), поэтому для гауссова входного импульса (4) можно получить

$$\begin{aligned} D = & \{ e^{-\omega_0^2 t_0^2} [-30N_0 t_0^4 a_2 - 6N_0 t_0^6 a_1 - 2850c a_2^2 - 36c t_0^4 a_1^2 - 540c t_0^2 a_1 a_2] + \\ & + e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} [5700a_2^2 c + 1080t_0^2 a_1 a_2 c + 60N_0 a_2 t_0^4 + 72t_0^4 a_1^2 c + 12N_0 t_0^6 a_1 + \\ & + 72a_1^2 c \omega_0^2 t_0^6 + 6N_0 a_1 \omega_0^2 t_0^8 + 60B_0 t_0^6 a_2 \omega_0^2 + 1620t_0^4 a_1 a_2 c \omega_0^2 + 11400t_0^2 a_2^2 c \omega_0^2 + \\ & + 30c t_0^8 a_1 a_2 \omega_0^6 + 5400t_0^4 a_2^2 c \omega_0^4 + 10N_0 t_0^8 a_2 \omega_0^4 + 480t_0^6 a_2 c \omega_0^4 a_1 + 25c t_0^2 a_2^2 \omega_0^8 + \\ & + 9c t_0^8 a_1^2 \omega_0^4 + 700c t_0^6 a_2^2 \omega_0^6] + [-2850a_2 c - 6N_0 t_0^6 a_1 - 30N_0 a_2 t_0^4 - 36t_0^4 a_1^2 c - \\ & - 72a_1^2 c \omega_0^2 t_0^6 + 6N_0 a_1 \omega_0^2 t_0^8 - 60N_0 t_0^6 a_2 \omega_0^2 - 1620t_0^4 a_1 a_2 c \omega_0^2 - 11400t_0^2 a_2^2 c \omega_0^2 - \\ & - 540t_0^2 a_1 a_2 c - 1000t_0^6 a_2^2 c \omega_0^6 - 18a_1^2 c \omega_0^4 t_0^8 - 6300t_0^4 a_2^2 c \omega_0^4 - 10N_0 t_0^8 a_2 \omega_0^4 - \\ & - 60t_0^8 a_1 a_2 c \omega_0^6 - 660t_0^6 a_1 a_2 c \omega_0^4] \} / \{ c t_0^8 \left(-1 + e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} \right)^2 \} \end{aligned} \quad (10)$$

В предельном случае

$$\lim_{t_0 \rightarrow \infty} D = -\frac{N_0}{c} (10a_2 \omega_0^4 + 6a_1 \omega_0^2) - 50a_2^2 \omega_0^8 - 60a_1 a_2 \omega_0^6 - 18a_1^2 c \omega_0^4. \quad (11)$$

1. В. С. Барсуков, В. Б. Карасёв, С. А. Козлов, Ю. А. Шполянский, *Оптические и лазерные технологии*, 11-17 (2001).
2. Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, 323 (1996).

УЛЬТРАБЫСТРАЯ КИНЕТИКА ЗАПОЛНЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПОЛУПРОВОДНИКОВ A_2B_6 : ВЛИЯНИЕ ТОНКИХ ОБОЛОЧЕК И НЕКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКРУЖЕНИЯ

**Баранов А.В., Орлова А.О., Стаселько Д.И., Тихомиров* С.А.,
Буганов* О.В., Макаров Е.А.**

Research Center “Optical Informational Technologies” Saint-Petersburg State
University for Information Technologies, Mechanics, and Optics, Birzhevaya
liniya, 12, Saint-Petersburg 199034 Russia,

*Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Nezalezhnasti
Ave. 70, 220072 Minsk, Belarus

Уникальные физические свойства полупроводниковых наночастиц (квантовых точек, КТ) вызывают особый интерес благодаря эффектам размерного квантования, приводящим к существенной зависимости оптических характеристик КТ от их размеров [1]. Особый практический интерес представляют устройства на основе КТ, работающие при комнатных и более высоких температурах. Вместе с тем большая часть исследований КТ, включая динамику квантовых переходов в них, была выполнена при температурах ниже 77 К, где характерные времена эволюции элементарных возбуждений составляют порядка 10-100 пс. Рост температуры приводит к увеличению электрон-фононных взаимодействий и сокращению времен эволюции, что требует использования фемтосекундной техники типа «накачка-зондирование». По мере уменьшения размеров частиц фундаментальное значение приобретает также взаимодействие КТ с окружающей средой, важным фактором которого является наличие тех или иных переходных тонких оболочек, регулирующих обменные процессы на границах раздела.

Объектами измерений, проводимых нами при 300 К, были КТ CdSe/ZnS с диаметром 2.5 нм (длина волны фундаментального перехода 520 нм), растворенные в четыреххлористом углероде, и нанокристаллы CdSSe в стеклянной матрице с длиной волны перехода 550 нм. Для возбуждения образцов использовалось излучение 390 нм второй гармоники фемтосекундного титансапфирового лазера с длительностью импульсов 150 фс и энергией в импульсе до 50 мкДж. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 250 мм, диаметр пучка на образце составлял около 1 мм. Пробный пучок суперконтинуума (400-1200 нм) фокусировался под углом 12^0 в середину пучка накачки. Диапазон изменения задержек пробного излучения относительно излучения накачки составлял от -2 до 100 пс. Так как энергия возбуждающих фотонов (3,2 эВ) заметно превосходит энергию фундаментального перехода нанокристаллов ~ 2.26 эВ, оказывается возможным изучать наиболее быстрые стадии первичных переходных процессов в нанокристаллах, связанные с генерацией горячих носителей и их термализацией.

Полученные эволюционные зависимости изменений оптической плотности изученных образцов КТ в различных спектральных диапазонах обнаружили ряд характерных особенностей как в спектральной области, соответствующей фундаментальному переходу ансамбля нанокристаллов (510-530 нм), так и, особенно, в области переходов из возбужденных состояний в вышележащие (540-1200 нм). В

первом случае наблюдается просветление, связанное с опустошением основного состояния за счет быстрой генерации носителей, заселяющих высокоэнергетические состояния нанокристаллов, которое затем быстро (за единицы пс) исчезает благодаря быстрой внутризонной релаксации носителей. В то же время, наблюдение наведенного поглощения из возбужденных состояний обнаружило весьма существенную роль влияния окружающей КТ среды, проявившуюся в резком (от долей до единиц пс) замедлении релаксационных процессов на стадиях генерации и термализации неравновесных носителей при помещении КТ в раствор CCl_4 , характеризующийся значительно более высокими значениями поляризуемости электронной и ядерной подсистем по сравнению со стеклянной матрицей.

1. А.И. Екимов, А.А. Онущенко. *ФТП*, **10**(7), 1215 (1982).

“КОМПЛЕКСНЫЙ ИСТОЧНИК” В ВЕЩЕСТВЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Тагирджанов А.М., Благовещенский А.С.,* Киселев А.П.**

* СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

** ПОМИ РАН, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматривается комплексифицированная функция Грина трехмерного уравнения Гельмгольца, изучавшаяся во многих работах (см.³) в качестве непараксиальной модели гауссова пучка. Мы изучаем ее особенности в вещественном пространстве и асимптотическое поведение.

Мы рассматриваем функцию Грина трехмерного оператора Гельмгольца, комплексифицированную посредством сдвига координаты источника на комплексную постоянную, $G_* = e^{ikR_*} / R_*$, $R_* = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - ia)^2}$. Данная функция была предложена^{1,2} в качестве точного непараксиального решения уравнения Гельмгольца во всем пространстве, имеющего поперечную гауссову локализацию. Позже аналогичные построения были проведены в двумерном случае.

Функция R_* имеет ветвление на окружности $\{x^2 + y^2 = a^2, z = 0\}$. Мы фиксируем ветвь корня, вводя разрез в комплексной плоскости подкоренного выражения. Оказывается, что G_* удовлетворяет неоднородному уравнению Гельмгольца

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) G_* = F,$$

с некоторой функцией источника F в правой части. Функция F является обобщенной функцией, сосредоточенной на многообразии на единицу меньшей размерности, и зависит от выбора разреза.

Наша цель состоит в изучении как функции F , так и решения G_* при различных выборах разреза. Рассмотрены двумерный и трехмерный случаи.

1. Измestьев А.А., *Изв. вузов. Радиофизика.*, **13**, №9, 1380-1388, (1970).
2. Deschamps G.A., *Electron. Lett.*, **7**, №23, 684-685, (1971).
3. Киселев А.П., *Опт. и спектроск.*, **102**, № 4, 661-681, (2007).
4. Felsen L.B., *Symp. Mat., Ist. Nazionale di Alta Matematica*, **18**, 40-56, (1976).

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА

Мохнатова О.А., Путилин С.Э., Беспалов В.Г., Козлов С.А.

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

В работе представлены результаты эксперимента по отражению высокоинтенсивного фемтосекундного импульса от передней грани нелинейного кристалла, которые дополняют ранее полученную теоретическую модель отражения параксиального излучения с широким спектром. Показано, что при отражении излучения от передней грани кристалла происходит генерация излучения на утроенной частоте, которое регистрируется в отраженном пучке вместе с излучением основной частоты. Получено сечение пространственного распределения пучков по максимальному значению амплитуды отраженного излучения.

В работе [1] была построена теоретическая модель отражения высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса от диэлектрического кристалла с кубической нелинейностью, также было проведено численное моделирование полученных зависимостей.

Пусть поле падающего под малым углом α излучения имеет вид:

$$E_{inc}(t, x, y) = E_0 \cdot e^{-\left(\frac{t - \frac{x\alpha}{v}}{\tau_0}\right)^2} \cdot e^{-\left(\frac{x}{\rho_0}\right)^2} \cdot e^{-\left(\frac{y}{\rho_0}\right)^2} \cdot \sin\left(\omega_0\left(t - \frac{x\alpha}{v}\right)\right), \quad (1)$$

где ρ_0 – поперечный размер пучка, τ_0 – длительность импульса, предполагаемая немногим большей центрального периода колебаний $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$, ω_0 – центральная частота, v – фазовая скорость импульса в линейной среде, E_0 – амплитуда.

Соответственно, спектр падающего импульса (2) имеет вид:

$$G_{inc}(\omega, k_x, k_y) = G_0 e^{-\left(\frac{\rho_0\left(k_x - \alpha\frac{\omega}{v}\right)}{2}\right)^2} e^{-\left(\frac{\rho_0 k_y}{2}\right)^2} \left[e^{-\left(\frac{\tau_0(\omega + \omega_0)}{2}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\tau_0(\omega - \omega_0)}{2}\right)^2} \right], \quad (2)$$

где $\tilde{G}_{inc} = \frac{E_0}{2i} \tau_0 \rho_0^2 \pi^{3/2}$.

Тогда согласно формуле, выведенной в [1], спектр импульса, отраженного на утроенной частоте, имеет вид

$$G_{3\omega_0}(\omega, k_x, k_y) = -\frac{gcS}{3(n_1 + n_2)} = \frac{F}{n_1 + n_2} \times \tilde{G}_{3\omega_0} e^{\left(\frac{\rho_0}{\sqrt{3}} \frac{(k_x - \frac{\omega}{v})}{2}\right)^2} e^{\left(\frac{\rho_0}{\sqrt{3}} \frac{k_y}{2}\right)^2} \left(e^{\left(\frac{\tau_0}{\sqrt{3}} \frac{(\omega + 3\omega_0)}{2}\right)^2} - e^{\left(\frac{\tau_0}{\sqrt{3}} \frac{(\omega - 3\omega_0)}{2}\right)^2} \right), \quad (3)$$

где $\tilde{G}_{3\omega_0} = \frac{\tilde{G}_{inc}}{4 \cdot 3^{3/2}}$, $F = \frac{g}{3} cE_0^2 = \frac{2}{3} \tilde{n}_2 I$ – описывает нелинейность отражающей среды

(здесь I – интенсивность падающего излучения, $g = \frac{6\pi\chi}{cN_0}$ – описывает безынерционную

нелинейность поляризационного отклика $P_{nl} = \chi E^3$, χ – нелинейная восприимчивость среды, c – скорость света).

Коэффициент F формулы (3) при параметрах эксперимента ($I = 4 \cdot 10^{12}$ Вт/см²) для кристалла LiF ($\tilde{n}_2 = 9 \cdot 10^{-17}$ см²/Вт) равен $2.4 \cdot 10^{-4}$.

В данной статье приведены результаты эксперимента по отражению сверхкоротких высокоинтенсивных импульсов от кристалла фтористого лития.

В экспериментах была использована лазерная фемтосекундная система на кристаллах титан-сапфира с усилением chirпованного импульса с пиковой мощностью 30 ГВт. На выходе системы излучение имело следующие параметры: длительность 40 фс, средняя мощность до 75 мВт, энергия одиночного импульса до 1,5 мДж, частота повторения 50 Гц.

Излучение от фемтосекундной системы, пройдя линзу L (рис. 1) с фокусным расстоянием 51 см, попадало на переднюю грань кристалла фтористого лития (LiF) Ст. Чтобы избежать влияния излучения, отраженного от задней грани, кристалл был наклонен относительно падающего луча (угол падения составлял 5,5°), а область взаимодействия была максимально приближена к матовой боковой грани кристалла. Фокальная плоскость линзы была расположена в 6 см за передней гранью кристалла. Плотность мощности была близка к энергии пробоя и составляла, по нашим оценкам, 4ТВт/см².

Отраженное от кристалла излучение проходило через фильтры F - УФС1 суммарной толщиной 10 мм. За фильтрами на линейный транслятор с шаговым двигателем MTS был установлен спектрограф ASP100 SD. Работа шагового двигателя линейного транслятора и спектрографа управлялись при помощи компьютера PC. Ширина входной щели спектрометра составляла 12 мкм, и с помощью линейного транслятора можно было провести сканирование с шагом 250 мкм в плоскости падения, получив сечение пространственного распределения отраженного пучка.

На рис. 2 представлен спектр отраженного от передней грани кристалла LiF излучения в максимуме для утроенной частоты (расстояние по оси x 4,75 мм).

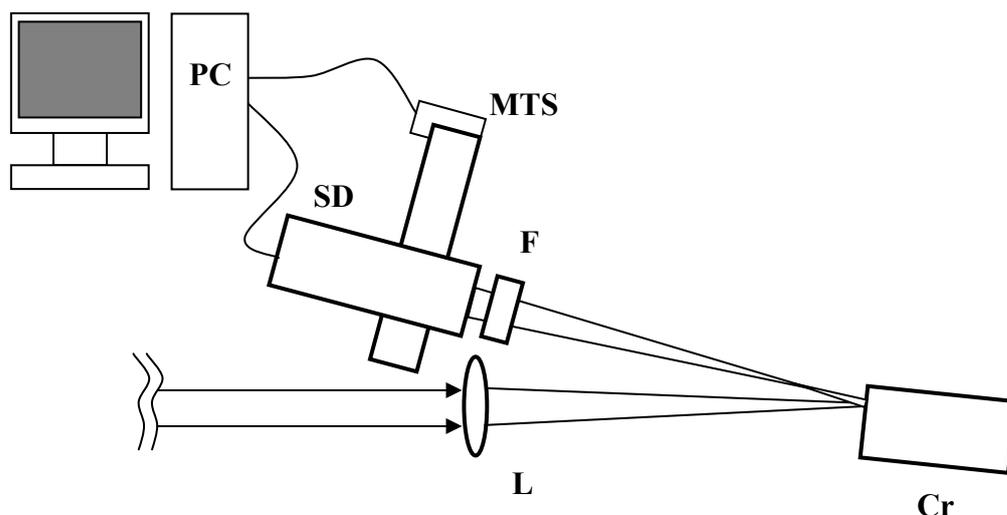


Рис. 1. Схема экспериментальной установки, L – линза, Cr – кристалл LiF, А – фильтры, SD – спектрограф ASP-100, MTS – линейный транслятор с шаговым двигателем, PC – персональный компьютер.

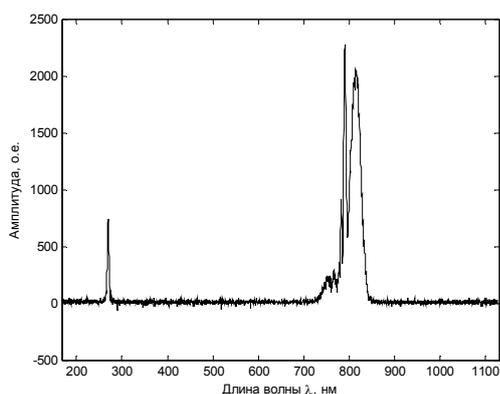


Рис. 2. Спектр отраженного излучения.

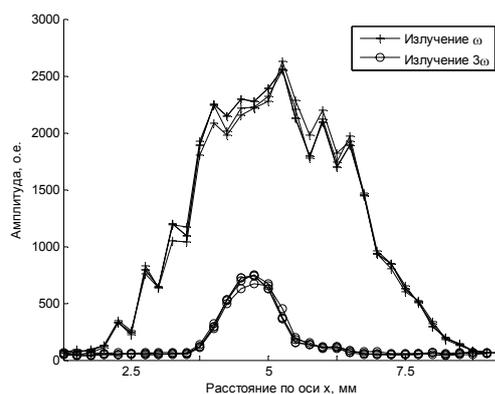


Рис. 3. Сечение в плоскости падения пространственного распределения отраженного излучения.

На рис. 3 представлено сечение пространственного распределения излучения, отраженного от кристалла LiF в плоскости падения. Для излучения основной частоты и утроенной частоты представлены по три экспериментальных кривые, хорошо согласующиеся между собой. Отклонения от гауссовского распределения, хорошо видное для основной гармоники, следует отнести к имеющимся дефектам на использованных нами фильтрах. Пятно отраженного на утроенной частоте излучения в три раза уже пятна отраженного излучения основной частоты. Это связано с меньшей длиной волны сгенерированного при отражении излучения на утроенной частоте и с тем, что размер области генерации меньше размера взаимодействия, т. к. эффект имеет пороговый характер.

Учитывая пропускание УФ-фильтров, можно сказать, что эффективность генерации излучения на утроенной частоте при отражении фемтосекундного лазерного пучка составляет примерно 10^{-4} относительно падающего излучения. Что совпадает со сделанными выше теоретическими оценками и подтверждает возможность достаточно эффективной генерации импульсов на комбинационных частотах, в том числе с длительностями, существенно меньшими длительности волны накачки.

1. Мохнатова О.А., Козлов С.А. Изменение пространственно-временных спектров импульсов предельно коротких длительностей при нелинейном параксиальном отражении от диэлектриков. – В кн.: Труды IV Международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2005", 2005, Санкт-Петербург, с.84-85.

СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ПЛАЗМЫ ГЕНЕРИРУЕМОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ

Соколова Е.Б.*, Ильин А.А.*, Голик С.С.*****

* Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
Владивосток, Россия

** Тихоокеанский океанологический институт ДВО РАН,
Владивосток, Россия

*** Дальневосточный государственный университет,
Владивосток, Россия

Исследована временная динамика эмиссионных линий Ca, Mg, Na при фемтосекундном пробое солевых растворов с длительностями импульса 50 фс и 650 фс. Определены характерные времена спада интенсивности линий и фона, и соотношение пределов обнаружения данных элементов.

В работе были исследованы спектрально-временные характеристики фемтосекундной плазмы пробоя на поверхности солевых растворов NaCl, MgSO₄ и CaCl₂. Экспериментальная установка состояла из фемтосекундного Ti:sapphire лазерного комплекса, генерирующего импульсы на длине волны 800 нм с энергией 1,1 мДж. В ходе исследования использовались импульсы длительностью 50 и 650 фс. Генерация фемтосекундной плазмы производилась на поверхности данных растворов, помещенных в оптически-прозрачную стеклянную кювету общим объемом порядка 6 мл, излучения фокусировалось линзой фокусом 100 мм. Регистрация эмиссионных спектров осуществлялась с помощью ICCD камеры, сопряженной с персональным компьютером. Исследование проводилось в спектральных диапазонах, в которых наблюдались наиболее интенсивные линии MgII – 274, CaII – 393 и NaI – 589 нм. Выбор данных элементов вызван тем, что эти элементы входят в состав морской воды.

По результатам данного исследования была проверена применимость теории, описывающей процесс рекомбинации электронов в наносекундной плазме в работе ¹ по отношению к процессам, протекающим при формировании фемтосекундного пробоя на поверхности исследуемых проб.

Значение спектрального разрешения в нашей предыдущей работе ² по созданию наносекундного пробоя на поверхности солевых растворов не позволяло разрешить дуплеты Mg, Ca и Na, что вносило небольшую ошибку в характерные времена спада.

В работе рассмотрена динамика интенсивности разрешенных линий дуплетов ионов MgII, CaII и атомарной линии NaI. Показано, что временная зависимость интенсивности линий ионов от максимального значения аппроксимируется экспоненциальной зависимостью имеющей одно характерное время спада, а для линий

атома и сплошного спектра – два значения времени. Максимальное значение интенсивности линии для Mg соответствует $t_d(50\text{фс})=10\text{нс}$ и $t_d(650\text{фс})=15\text{нс}$, для Ca - $t_d(50\text{фс})=1\text{нс}$ и $t_d(650\text{фс})=6\text{нс}$, а для Na - $t_d(50\text{фс})=2\text{нс}$.

Величина отношения интенсивности к фону затухает медленнее интенсивности линий в результате быстрого спада интенсивности сплошного спектра. В отличие от интенсивности линии величина SBR для Na затухает медленнее, чем для ионов Ca и Mg на всем временном интервале от 0нс до 90нс, самый быстрый спад наблюдается у SBR (Mg) – Рис.1.

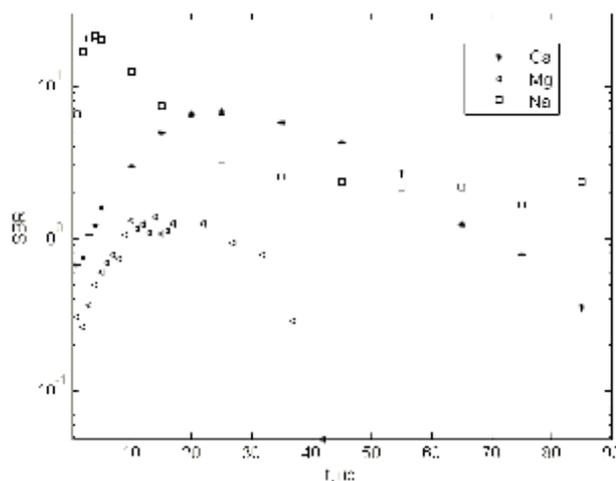


Рис.1. Временная зависимость отношения интенсивности линии к интенсивности сплошного спектра

Проведена оценка пределов обнаружения элементов, используя интегральное по времени отношение интенсивности линии к фону. Оценка показала, что минимально-обнаружимая концентрация Na и Ca ниже, чем у Mg.

В результате вышеполученных спектрально-временных характеристик фемтосекундной плазмы пробоя на поверхности солевых растворов был сделан вывод, что эффективность анализа увеличивается при возбуждении лазерными импульсами длительности импульса 650фс.

1. J. Ben Ahmed, Z. Ben Lakhdar, G. Taieb, *Laser Chemistry*, **Vol. 20(2-4)**, pp. 123-134, 2002.
2. А. П'ин, О. А. Букин, А.В. Bulanov, I.G. Nagornyi, S. S. Golik, E. N. Baulo, *Atmospheric and Oceanic Optics*, **V22**, No. 5, pp. 551-555, 2009.

Секция 2 Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия

РЕЗОНАНСНОЕ ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В КРИСТАЛЛЕ ЗАКИСИ МЕДИ

Семенова Л.Е., Прохоров К.А., Пашинин П.П.

Учреждение Российской академии наук

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

Представлен анализ резонансного гиперкомбинационного рассеяния света на оптических фононах для кристалла закиси меди. Рассмотрены различные механизмы рассеяния. С учетом вкладов 4-х экситонных серий выполнена оценка частотной зависимости сечения рассеяния.

Гиперкомбинационное рассеяние (ГКР) света является нелинейным оптическим процессом, при котором в результате взаимодействия двух квантов подающего излучения с элементарными возбуждениями среды происходит рождение одного кванта рассеянного света. Однофононное ГКР описывается в 4-м порядке теории возмущений. В условиях близости удвоенной частоты возбуждающего излучения к ширине запрещенной зоны полупроводника гиперкомбинационное рассеяние света обычно рассматривают как следующую последовательность процессов: поглощение двух падающих фотонов с частотой ω_L , рождение фонона и излучение фотона рассеянного света (ω_S).

Экспериментальные исследования резонансного ГКР проводились для CdS, ZnSe и TiO_2 ¹⁻⁴. При этом в CdS и ZnSe наблюдалось рассеяние только на продольных оптических фононах, а в кристалле рутила, в котором запрещен однофотонный дипольный переход, было обнаружено ГКР как на LO, так и на TO фононах. Это отличие объясняется в рамках экситонной модели, в соответствие с которой только рассеяние на LO фононах можно описать с помощью двухзонной модели, учитывая только дипольно-разрешенные переходы. Если же в кристалле однофотонный дипольный переход запрещен, то резонансное ГКР связывают с двухфотонным переходом в экситонное состояние *s*-типа. В этом случае рождение TO фонона сопровождается межзонным переходом электрона на более высокую зону проводимости или дырки на более глубокую валентную зону. Внутризонное фрелиховское взаимодействие экситона с LO фононом приводит к переходу в *p*-экситон, дипольный переход из которого в основное состояние является слабо-запрещенным⁵.

Таким образом, в полупроводниках с разрешенным и запрещенным дипольным переходом за резонансное увеличение сечения ГКР ответственны различные механизмы рассеяния. В связи с этим особый интерес представляет исследование резонансного гиперкомбинационного рассеяния света в кристалле закиси меди, на краю поглощения которого наблюдаются четыре экситонные серии. При этом переходы в *s*-экситонные состояния желтой и зеленой серий, образованные электроном с нижней зоны проводимости и дыркой с верхней валентной зоны, расщепленной в результате

спин-орбитального взаимодействия, запрещены в дипольном приближении. В то же время дипольные переходы разрешены для выше лежащих экситонов голубой и синей серий⁶. Следовательно, в зависимости от области возбуждения в ГКР будут доминировать различные механизмы рассеяния.

В Cu_2O было обнаружено гиперкомбинационное рассеяние света на Γ_{12}^- фононах при двухфотонном возбуждении в окрестности 1S ортоэкситона желтой серии⁷, но о детальных экспериментальных исследованиях резонансного ГКР в этом кристалле не сообщалось.

Представленная работа посвящена теоретическому исследованию гиперкомбинационного рассеяния света на LO фононах в широкой частотной области. В качестве промежуточных виртуальных состояний учитываются экситоны Ванье, а экситон-решеточное взаимодействие рассматривается через механизм внутризонного фрелиховского рассеяния. Вклады от дипольно-разрешенных экситонов голубой и синей серий описываются в рамках двухзонной модели. Им соответствует последовательность промежуточных состояний s - p - s . В случае дипольно-запрещенных экситонов желтой и зеленой серий свой вклад в рассеяние вносят последовательности p - s - p , допускающие слабо-запрещенные дипольные переходы в экситоны p -типа.

Наряду с описанным выше “резонансным” ГКР в данной работе учитывалась также и “нерезонансная” последовательность процессов: поглощение фотона возбуждающего излучения ($\hbar\omega_L$), рождение фонона, поглощение другого фотона ($\hbar\omega_L$) и излучение фотона рассеянного света ($\hbar\omega_S$). В этом случае для аналогичных механизмов рассеяния, которым соответствуют цепочки промежуточных состояний s - p - s и p - s - p , вблизи резонанса с экситонными состояниями оказывается только рассеянное излучение.

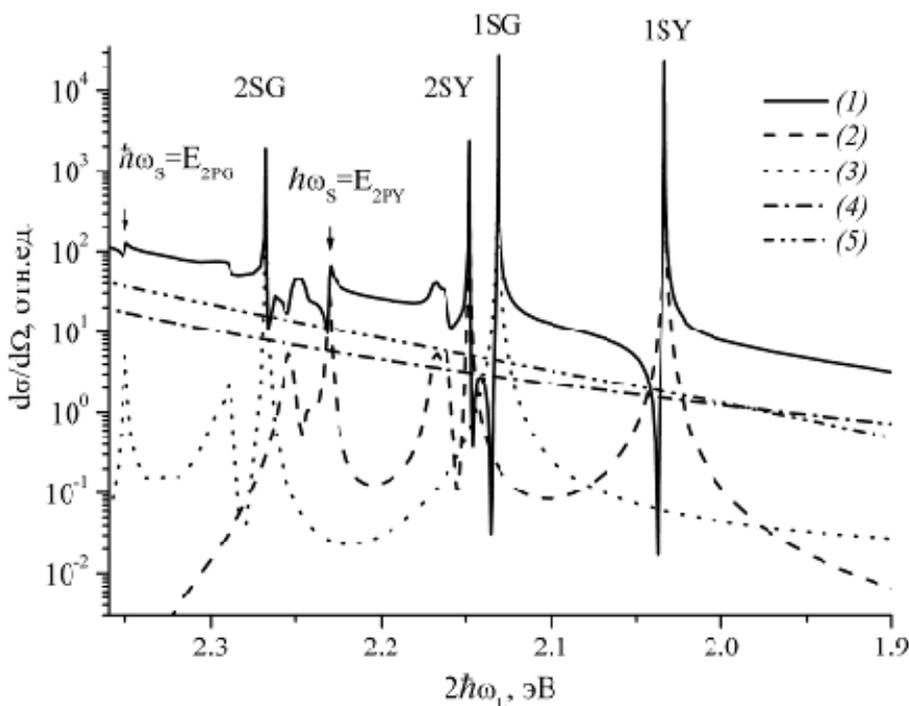


Рис. 1. Поперечно сечение ГКР на LO фононах (1) в Cu_2O

Из теории двухфотонного поглощения известно, что двухфотонное возбуждение s -экситона может описываться также в рамках трехзонной модели⁸. В связи с этим для желтой и зеленой серий учитывался также механизм рассеяния, который описывается следующей последовательностью процессов: (1) поглощение фотона и дипольно-разрешенный переход электрона с более глубокой валентной зоны на нижнюю зону проводимости; (2) поглощение другого фотона, сопровождаемое дипольным переходом дырки с более глубокой зоны валентности на верхнюю; (3) рождение фонона и внутризонный переход в p -экситонное состояние; (4) излучение фотона и слабо-запрещенный дипольный переход в основное состояние.

С учетом как “резонансного”, так и “нерезонансного” процессов вычислена частотная зависимость поперечного сечения ГКР на LO фононах (665 см^{-1}) для геометрии рассеяния $z(x'x'y)x$, где x' направлена вдоль [110]. В этом случае правила отбора разрешают экситонам всех четырех серий принимать участие в гиперкомбинационном рассеянии света. Результаты представлены на рис. 1, на котором также показаны относительные вклады желтой, зеленой, голубой и синей экситонных серий (кривые (2), (3), (4) и (5), соответственно). Как видно из рисунка, основную роль в ГКР играют экситоны голубой и синей серий. Но на частотной зависимости четко прослеживаются пики, соответствующие двухфотонным резонансам с 1S и 2S экситонами желтой и зеленой серий.

Работа выполнена при государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (грант № НШ-3675.2010.2).

1. V.A. Maslov, K.K. Ondriash, Yu.N. Polivanov, K.A. Prokhorov, L.E. Semenova, Yu.L. Chuzavkov, *Las. Phys.*, **6**, 132-143 (1996).
2. K. Inoue, K. Yoshida, F. Minami, Y. Kato, *Phys. Rev. B*, **45**, 8807-8810 (1992).
3. K. Inoue, F. Minami, Y. Kato, K. Yoshida, K. Era, *J. Cryst. Growth.*, **117**, 738-741 (1992).
4. K. Watanabe, K. Inoue, F. Minami, *Phys. Rev. B*, **46**, 2024-2033 (1992).
5. Л.Е. Семенова, К.А. Прохоров, *ЖЭТФ*, т. **123**, № 5, 1048-1058 (2003).
6. Е.Ф. Гросс, *УФН*, **76**, №3, 433-466 (1962).
7. S. Kono, N. Naka, M. Hasuo, S. Saito, T. Suemoto, N. Nagasawa, *Sol. State Commun.*, **97**, 455-458 (1996).
8. R. Loudon, *Proc. Phys. Soc.*, **80**, 952-961, (1962).

FEATURES OF LIGHT SCATTERING BY NONLINEAR CRYSTAL WITH INCOMMENSURATELY STRUCTURE

Ivanova S.V.

P.N. Lebedev Physical Institute of RAS

Moscow, Russia

There were observed correlation of temperature changes of intensity in the Raman spectra and central peak with temperature transformation of nano-domain structures in crystal of barium sodium niobate that studied in the range of 20 – 800°C.

The temperature changes of the intensity in spectra, obtained from Raman experiments, on nonlinear ferroelectric crystal of barium sodium niobate ($\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$, BSN) are studied

in the temperature range of 20 – 800°C. The results show that the curves of light scattering intensity in spectra depend on temperature, direction of growth of crystal, direction and polarization of the laser beam. In our previous work¹ has been studied correlation between the temperature behavior of elastic light scattering under illumination by laser beam and results of structural investigations of these crystals^{2,3} in range of 20-300C.

In the present work has been discovered difference in behavior of the intensity of Raman lines and central peak in Raman spectra on conditions of experiment and history of samples. When the temperature is raised from room temperature to T_c , on the temperature curves of intensity in maximum of modes and central peak were observed anomalies at temperatures of 200, 300, 500 and 560°C. It was discovered the correlation of the behavior of light scattering intensity in our experiments with temperature evolution of nano-domain incommensurate structures in lattice of crystal at crystallographic investigations of BSN²⁻³.

The ferroelectric crystal barium sodium niobate, which has tetragonal tungsten bronze type of structure, there are interesting material from its actual or potential technical applications based on its outstanding nonlinear optical and electro-optical properties and on the systems of phase transitions and incommensurately structures, which are very interesting from the point of view of basic physics. At room temperature the crystal is orthorhombic (mm2). Above T_0 (300°C) is quadratic (4mm). The paraelectric-ferroelectric transition occurs at 560°C (T_c).

Using crystals were grown by Czochralsky method parallel and perpendicular to the ferroelectric c-axis of crystal in MSU at the Department of Physics. The samples of size of about 3x4x5 mm oriented along the crystallographic axis were placed in a focused light beam ($\lambda=514.5$ nm, $P=30-300$ mW.) of argon ion and helium–neon (633.0 nm) lasers. The transverse diameter of the light spot was about 20 μ m. The direction of the laser beam in different experiments was parallel or perpendicular to the optical ferroelectric axis of crystal. The crystal was mounted in an oven that had four windows. Raman spectra were investigated using the spectrometer DFS-12.

1. S.V. Ivanova, *International Journal of NANOSCIENCE*, **3**, 815-818. (2004).
2. S. Mori, N. Yamamoto, Y. Koyama, Y. Uesu, *Phys. Rev. B* **52**, 6158-6161, (1995).
3. J. M. Kiat, G Calvarin, J. Schneck, *Phys. Rev. B* **49**, 776-785, (1994).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ПРОЦЕССА КЛАСТЕРИЗАЦИИ В МЕТАНОЛЕ В ОБЛАСТИ ВАЛЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ О-Н ГРУППЫ

Погорелов В.Е., Дорошенко И.Ю., Шаблинскас В.* , Балявичус В.*
Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев,
Украина

*Вильнюсский университет, Вильнюс, Литва

Зарегистрирована температурная зависимость спектров инфракрасного поглощения метанола, изолированного в аргоновых матрицах, в области валентных колебаний гидроксильной группы. Прослежен процесс трансформации мономеров в кластеры большего размера.

Явление кластерообразования и структура частично упорядоченных жидкостей, к которым относятся простые спирты с их кластерной структурой, представляют

огромный интерес для современного научного сообщества. Метанол, который является простейшим органическим соединением, способным к формированию водородной связи, - это очень простая и удобная модель для исследования подобных молекулярных систем. Актуальность проблем, связанных с алкогольными кластерами, их структурой и, в частности, с механизмом формирования диффузной полосы в колебательных спектрах жидких спиртов, отражена в большом количестве экспериментальных, теоретических и комбинированных работ, опубликованных в последнее время¹⁻⁷.

Причина формирования кластерной структуры в простых спиртах – это межмолекулярная водородная связь. Известно, что спектры жидких спиртов отличаются от спектров газовой фазы отсутствием колебательной полосы, соответствующей колебаниям свободной гидроксильной группы с частотой около 3660 см⁻¹. Вместо этого регистрируется широкая диффузная полоса, смещенная на 300-350 см⁻¹ в сторону низких частот. Но структура и механизмы формирования этой полосы до сих пор остаются нерешенными проблемами.

С целью решения поставленной задачи было решено зарегистрировать колебательные спектры отдельных молекул и кластеров метанола, без влияния на них окружения. Получить такие спектры позволяет метод изоляции молекул и кластеров в охлажденных матрицах инертных газов.

Фурье-спектры инфракрасного поглощения метанола, изолированного в аргоновой матрице, были зарегистрированы в лаборатории инфракрасной Фурье-спектроскопии на физическом факультете Вильнюсского университета в Литве. Спектры регистрировались в спектральном интервале от 500 до 5000 см⁻¹ с помощью Фурье-спектрометра IFS 113 производства Bruker с разрешением 1 см⁻¹. Для улучшения отношения сигнала к шуму проводилось многократное накопление (выполнялось 128 сканов для каждого спектра). Соотношение числа молекул спирта к числу атомов аргона составляло 1:1000. Для того чтобы выявить изменения в ИК спектрах, обусловленные изменением конформаций кластеров и ростом числа ассоциированных молекул спиртов, после каждого повышения температуры образца, способствовавшего снижению жесткости аргоновой матрицы, следовало понижение температуры до 10 К, после чего поводилась запись спектра. Это позволило, в частности, при анализе эффектов уширения полос поглощения исключить из рассмотрения температурный фактор.

Основное внимание было уделено спектральной области от 3000 см⁻¹ до 3800 см⁻¹, то есть области валентных колебаний гидроксильной группы. Еще с конца 1930-х годов известно, что именно валентные колебания гидроксильной группы наиболее чувствительны к формированию водородной связи между молекулами⁸. Частота колебаний О-Н группы является индикатором существования, а также силы межмолекулярной водородной связи.

Спектры инфракрасного поглощения метанола, изолированного в аргоновой матрице, были зарегистрированы при различных температурах от 10 К до 50 К. Из полученной температурной зависимости зарегистрированных спектров видно, что при повышении температуры аргоновой матрицы форма и положение спектральных полос кардинально меняются. При самой низкой температуре наблюдается интенсивная полоса поглощения с частотой 3667 см⁻¹, интенсивность которой с повышением температуры матрицы снижается. Эта полоса соответствует колебаниям свободной гидроксильной группы, указывая на преобладание мономеров метанола при этой температуре. Одновременно со снижением интенсивности мономерной полосы, растут интенсивности полос, которые в литературе, как правило, относят к колебаниям

связанных гидроксильных групп, что говорит о присутствии димеров, тримеров, тетрамеров и кластеров большего размера. Такое преобразование структуры объясняется тем, что с повышением температуры аргонная матрица размягчается, ее полости увеличиваются, и это дает возможность молекулам метанола занимать более выгодное с энергетической точки зрения положение, т.е. агрегироваться в кластеры. При температуре 45-50 К в спектре регистрируется широкая полоса с частотой около 3300 см^{-1} , аналогичная той, которую мы наблюдаем в спектре жидкого метанола.

1. D.Bulgarevich, Y.Horikava, T.Sako, *J. of Supercritical Fluids*, **46**, 206-210, (2008).
2. X.Wu, Y.Chen, T.Yamaguchi, *J.Mol.Spectr.*, **246**, 187-191, (2007).
3. F.H.Tukhvatullin, V.E.Pogorelov, A.Jumabaev, H.Hushvaktov, A.Absanov, A.Shaymanov, *J.Mol.Struct.*, **881**, 52-56, (2008).
4. V.Pogorelov, A.Yevglevsky, I.Doroshenko, L.Berezovchuk, Yu.Zhovtobryuch, *Superlattices and microstructures*, **44**, N 4-5, 571-576, (2008).
5. J.P.Perchard, F.Romain, Y.Boutellier, *Chem.Phys*, **343**, 35-46, (2008).
6. E.Fileti, M.Castro, S.Canuto, *Chem.Phys.Lett.*, **452**, 54-58, (2008).
7. K.Bloch, C.P.Lawrence, *J.Phys.Chem. B*, **114**, 293-297, (2010).
8. R.M.Badger, S.H.Bauer, *J.Chem.Phys.*, **5**, 839-851, (1937).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЛИНЕЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА В СРЕДЕ

Гладуш М.Г.*, Лемеза А.М.***, Кузнецов Д.В.***

*Институт спектроскопии Российской академии наук, Троицк, Россия

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

***ФГУП «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Троицк, Россия

Представлено последовательное обобщение теории резонансного взаимодействия лазерного излучения с квантовой системой в среде на случай многоуровневой конфигурации ее энергетических уровней. Произведен расчет спектров резонансной флуоресценции и поглощения пробного сигнала в зависимости от интенсивности лазерной накачки.

В настоящей работе представлено последовательное обобщение теории резонансного взаимодействия лазерного излучения с квантовой системой на случай произвольной конфигурации ее энергетических уровней. Разработан ряд алгоритмов расчета зависимости полной интенсивности и спектров резонансной флуоресценции от интенсивности возбуждающего излучения.

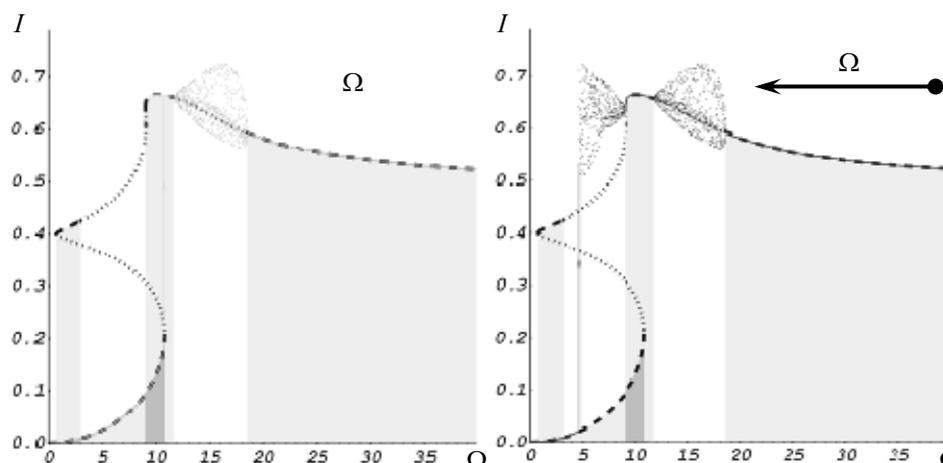


Рис. 1 Зависимость относительной интенсивности флуоресценции плотного ансамбля трехуровневых атомов в V-конфигурации энергетических уровней от частоты Раби (пунктирными кривыми показаны устойчивые ветви, штрихами отмечены неустойчивые ветви, точками отмечены результаты интегрирования системы нелинейных уравнений для трехуровневой схемы, направление изменения частоты Раби указано стрелками).

В рамках разработанных подходов были рассчитаны гистерезисные зависимости полной интенсивности резонансной флуоресценции от частоты Раби для плотного ансамбля трехуровневых атомов V-конфигурации. Были выявлены новые закономерности влияния локального поля на динамику населенностей многоуровневых атомов и их спектральные характеристики, включая спектры резонансной флуоресценции. Так при изменении интенсивности накачки полная интенсивность флуоресцентного излучения демонстрирует мультистабильный характер. Отмечены области значений интенсивности накачки, в которых, при постоянной во времени амплитуде возбуждающей волны, реализуется автоколебательное распределение частиц по возбужденным состояниям (см. рис. 1). Вычисленный старший показатель Ляпунова в интервалах частот Раби соответствующих автоколебательному поведению интенсивности флуоресценции имеет нулевое значение $\Lambda_{\max}=0$, что соответствует появлению в фазовом пространстве аттрактора типа предельного цикла (см. рис. 2).

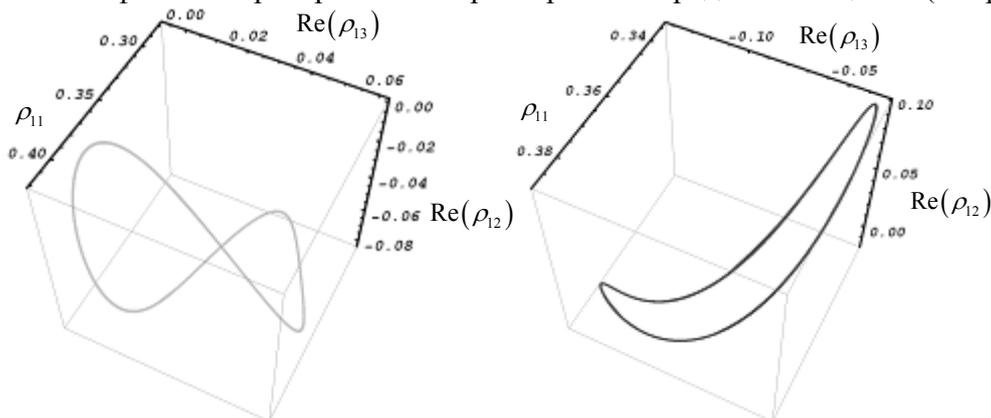


Рис. 2 Фазовые портреты динамики трехуровневого атома, представленной на рис. 1

Такими образом, обобщенная теория локального поля для многоуровневых атомных систем с произвольной конфигурацией энергетических уровней позволила проанализировать поведение ансамбля трехуровневых атомов с V-конфигурацией энергетических уровней и показать, что наряду с явлением внутренней

(безрезонаторной) оптической бистабильности реализуются «безрезонаторные» автоколебания населенности атомных уровней.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОДИФИКАЦИЙ ИЗОТАКТИЧЕСКОГО ПОЛИПРОПИЛЕНА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

**Ген Д.Е., Прохоров К.А., Николаева Г.Ю., Сагитова Е.А.,
Пашинин П.П., Шклярук Б.Ф.* , Антипов Е.М.***

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

*Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва,
Россия

В работе исследуются спектры комбинационного рассеяния (КР) α , γ и смектической модификаций изотактического полипропилена (ПП).

Изотактический ПП является полиморфным полимером и может кристаллизоваться в трех модификациях: α , β и γ , которые имеют соответственно моноклинную, гексагональную и орторомбическую кристаллическую решетку¹. Кроме того, существует смектическая модификация, в которой макромолекулы изотактического ПП сохраняют, как и во всех модификациях, конформацию спирали 3_1 , но не объединены в трехмерную кристаллическую решетку. В литературе такая модификация часто сопоставляется с псевдогексагональной кристаллической решеткой².

Из всех форм изотактического ПП наиболее важное практическое значение имеет α -ПП. Он является наиболее термодинамически устойчивым, относительно недорогим, нетоксичным, хорошо обрабатываемым и повторно перерабатываемым полимером, и при этом имеет хорошие механические свойства и другие эксплуатационные характеристики. α -ПП образуется при кристаллизации ПП из расплава или раствора при атмосферном или несколько повышенном давлении.

γ -Модификация изотактического ПП образуется при специфических условиях, например, при кристаллизации под высоким давлением³. Поэтому эта модификация ПП является относительно малоисследованной. В образцах промышленного ПП содержание γ -модификации, как правило, мало. Однако многие перспективные материалы, например, статистические сополимеры пропилена с олефинами, наряду с α -модификацией изотактического ПП, содержат и заметное количество γ -модификации⁴. Поскольку эксплуатационные характеристики полимерного материала зависят от процентного содержания и структуры всех его составляющих, то актуальной является задача развития методов исследования γ -модификации изотактического ПП. Целью нашей работы является попытка решения этой задачи методом спектроскопии КР.

Спектроскопия КР – высокоинформативный, удобный и неразрушающий метод исследования структуры различных материалов. Как правило, спектры КР полимеров чувствительны к изменениям в химическом составе, конформационному и фазовому порядку, способу упаковки молекул и другим практически важным структурным характеристикам материала.

В данной работе исследуются спектры КР двух пленок изотактического ПП, приготовленных авторами работы³ при давлениях 0.1 и 300 МПа и постоянной скорости охлаждения 2 град./мин. Оба образца имели одинаковую степень

кристалличности – 70%, однако в первом случае кристаллическая фаза состояла из чистой α -модификации, а во втором – из чистой γ -модификации. Такие образцы впервые исследуются методом спектроскопии КР. Способ получения, данные рентгеноструктурного анализа и дифференциальной сканирующей калориметрии для исследуемых образцов подробно описаны в работе³. Третий исследуемый образец – смектическая модификация изотактического ПП, был изготовлен прессованием при 200°C с последующей закалкой в воде.

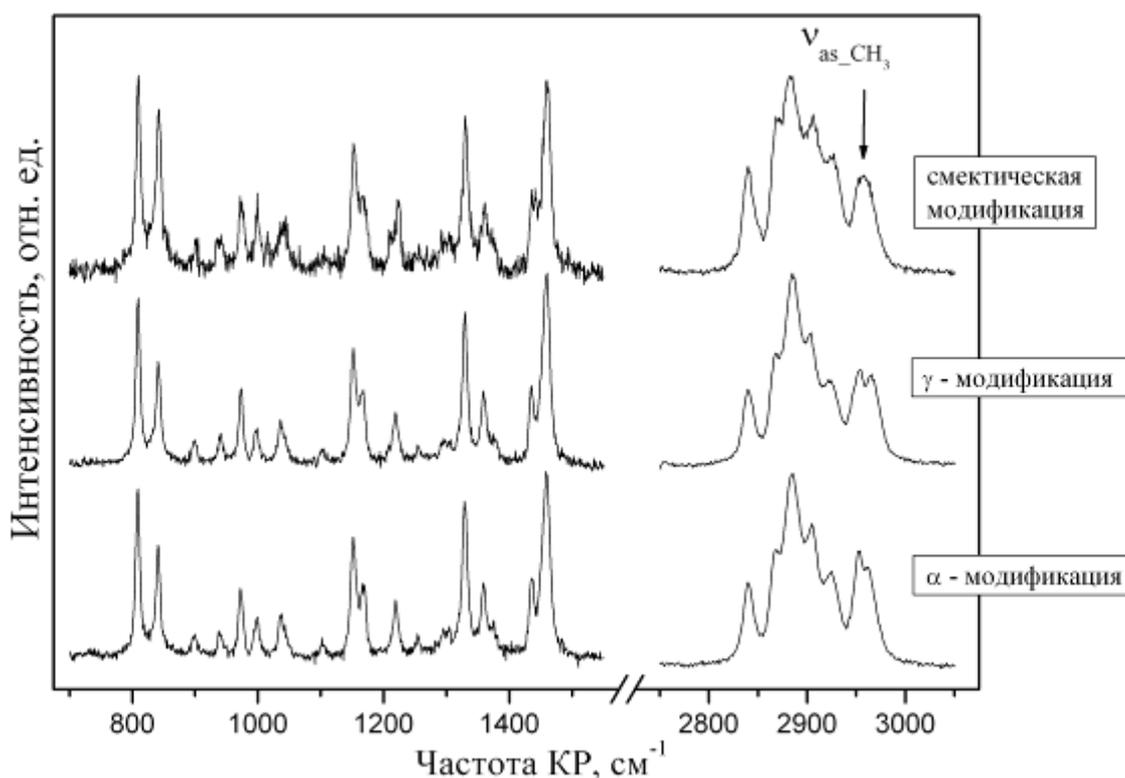


Рис. 1. Спектры КР α , γ и смектической модификаций изотактического ПП

Спектры КР были записаны при комнатной температуре при рассеянии на 90° со спектральным разрешением 5 см^{-1} при возбуждении спектров лазерным излучением с длиной волны 488 нм.

На Рис. 1 представлены спектры КР изучаемых образцов изотактического ПП. Спектры КР α - и γ - модификаций оказались очень похожими. Заметные отличия в интенсивности и положениях максимумов линий наблюдались только для дублета линий, отвечающих асимметричным валентным колебаниям CH_3 групп (Рис. 2).

Спектр смектической модификации изотактического ПП отличался от спектров исследуемых кристаллических модификаций (Рис. 1). Так, в спектре смектической модификации интенсивность линии с максимумом около 809 см^{-1} , отвечающей колебаниям макромолекул в кристаллической фазе изотактического ПП⁵, оказалась ниже по сравнению с интенсивностью линии с максимумом около 841 см^{-1} , отвечающей колебаниям макромолекул в спиральной конформации в аморфной фазе ПП⁵. Эти линии используются для анализа фазового состава изотактического ПП⁵. В то же время, дублет линий, отвечающих асимметричным валентным колебаниям CH_3 групп, в спектре смектической модификации ПП не разрешился при используемых условиях регистрации (Рис. 2).

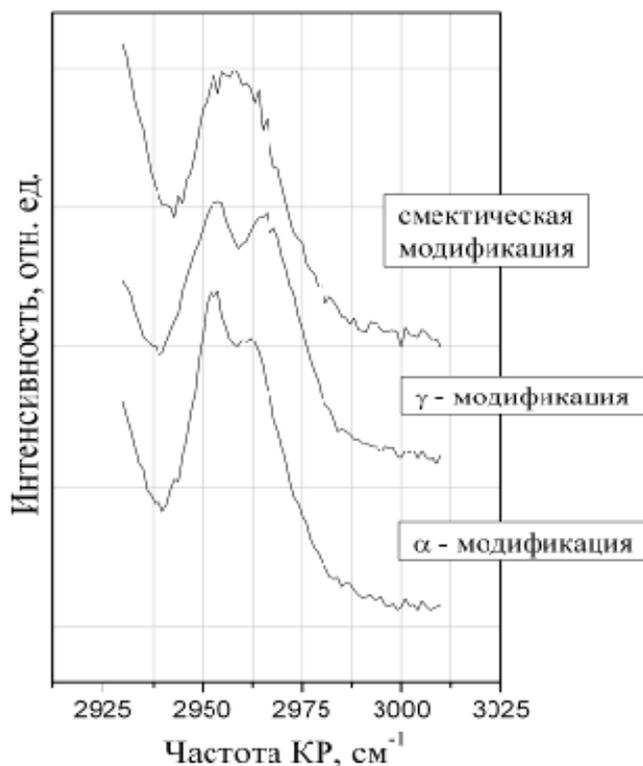


Рис. 2. Спектры КР α , γ и сметической модификаций изотактического ПП в области асимметричных валентных колебаний CH_3 групп

Таким образом, в работе показано, что, несмотря на схожесть спектров КР α - и γ -модификаций изотактического ПП, для их идентификации может быть использована область асимметричных валентных колебаний CH_3 групп.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (N 08-02-00909-а) и частично финансируется Грантом Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-3675.2010.2).

1. S. Bruckner, S.V. Meille, V. Petraccone, B. Pirozzi, *Prog. Polym. Sci.*, **16**, 361-404, (1991).
2. J.M. Chalmers, H.G.M. Edwards, J.S. Lees, D.A. Long, M.W. Mackenzie, H.A. Willis, *J. Raman Spectrosc.*, **22**, 613-618, (1991).
3. Б.Ф. Шклярчук, В.Е. Древаль, В.А. Бочарова, В.Г. Куличихин, В.Н. Кулезнев, Е.М. Антипов, *Высокомолекулярные Соединения А*, **46**, 988-996, (2004).
4. П.М. Недорезова, А.В. Чапурина, А.А. Ковальчук, А.Н. Клямкина, А.М. Аладышев, В.А. Оптов, Б.Ф. Шклярчук, *Высокомолекулярные соединения Б*, **52**, 121-131, (2010).
5. A.S. Nielsen, D.N. Batchelder, R. Pyrz, *Polymer*, **43**, 2671-2676, (2002).

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ СМЕСЕЙ ПОЛИЭТИЛЕНА И ПОЛИПРОПИЛЕНА ПО СПЕКТРАМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

К.В. Водопьянов* ** , К.А. Прохоров , Е.А. Сагитова** ,
Г.Ю. Николаева** , Ю.А. Лебедев*** , Е.М. Антипов*** ,
П.П. Пашинин****

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

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

***Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, Москва,
Россия

Обсуждаются возможности спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) для количественного определения структурных характеристик смесей полиэтилена (ПЭ) с полипропиленом (ПП): относительного содержания компонент смеси, фазового и конформационного составов их макромолекул.

Эксплуатационные свойства полимеров зависят от достаточно большого числа структурных характеристик этих материалов, например, относительного содержания кристаллических и аморфных фаз, конформационного состава и ориентации макромолекул и т.д. Целенаправленное изменение условий синтеза уже используемых в промышленности полимеров, например, изотактического ПП и ПЭ¹, позволяет получать новые и недорогие материалы с заранее определенным набором эксплуатационных характеристик. В тоже время актуальной является задача извлечения информации о максимальном количестве структурных характеристик полимера с помощью одного единственного метода исследования. Спектроскопия КРС позволяет неразрушающим способом в режиме реального времени изучать структуру кристаллических и аморфных фаз полимеров, минуя этап специальной подготовки образцов. Она широко используется для количественного анализа конформационного состава и степени кристалличности гомополимеров ПЭ и ПП. Однако в современной научной практике этот метод до сих пор не применялся для количественного анализа тех же характеристик в смесях ПЭ/ПП.

Таким образом, для фундаментальной науки и практики актуальной является задача количественного анализа структуры смесей ПЭ/ПП методами спектроскопии КРС.

Были исследованы спектры КРС серии смесей ПЭ/ПП с различным относительным массовым содержанием ПЭ и изотактического ПП. Образцы смесей ПЭ/ПП были изготовлены в виде пленок методом механического смешения в расплаве ПЭ и ПП с последующим прессованием. Спектры КР были зарегистрированы при использовании спектрометра Jobin Yvon U1000 со спектральным разрешением 5 см^{-1} . В качестве источника возбуждения использовался аргон-криптоновый лазер, длина волны возбуждающего излучения составляла 488 нм.

На Рис. 1 показаны спектры КРС смесей ПЭ/ПП с относительными содержаниями ПЭ и ПП — 75:25 и 23:77, а также спектры гомополимеров ПЭ и ПП в диапазоне $600\text{-}1600 \text{ см}^{-1}$.

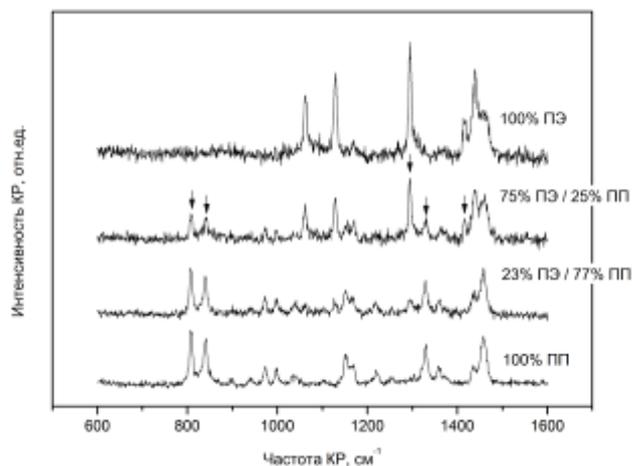


Рис. 1. Спектры КР смесей ПЭ/ПП с различным содержанием ПЭ и ПП

Гомополимеры ПЭ и ПП рассматривались как смеси ПЭ/ПП с предельными относительными содержаниями ПЭ и ПП — 0:100 (для ПП) и 100:0 (для ПЭ).

Обнаружено, что спектры КРС смесей ПЭ/ПП содержат, по крайней мере, пять линий, позволяющих количественно охарактеризовать структуру смеси. Эти линии обозначены на Рис. 1 стрелками. Показано, что интегральные интенсивности этих линий могут быть использованы для определения следующих структурных характеристик смеси: относительного содержания компонентов смеси, содержания орторомбической кристаллической фазы ПЭ и моноклинной кристаллической фазы изотактического ПП, конформационного состава макромолекул ПЭ. Установлено, что для расчета этих характеристик по спектрам КРС могут быть использованы методики, предложенные в работах 2-3 для чистых гомополимеров ПЭ и изотактического ПП.

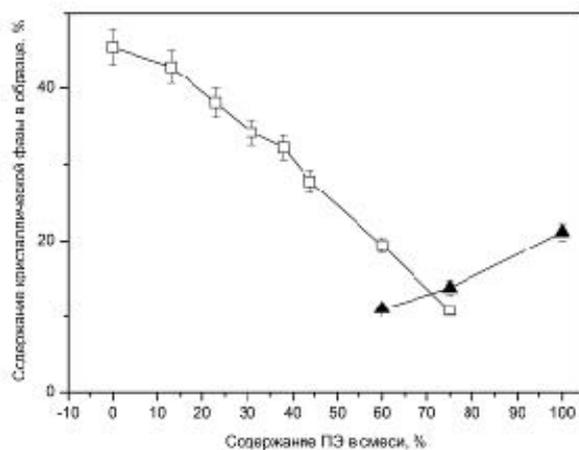


Рис. 2. Зависимости степени кристалличности ПП (квадратные символы), степени кристалличности ПЭ (треугольные символы)

По методикам, описанным в работах 2-3, были рассчитаны зависимости степени кристалличности ПЭ и ПП в смесях как функции массового содержания ПЭ (Рис. 2).

Установлено (Рис. 2), что образование орторомбической кристаллической фазы ПЭ начинается при содержании ПЭ в смеси 60%.

Таким образом, спектроскопия КР может быть эффективно использована в качестве неразрушающего метода, позволяющего проводить количественный структурный анализ смесей ПЭ/ПП.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (N 09-02-00587-a) и частично финансируется Грантом Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-3675.2010.2).

1. Попов А.А., Руссак А.В., Гладилин М.П., Заиков Г.Е., *Высокомолекулярные соединения*, серия А, **28**, №5, стр. 1083-1087 (1986).
2. G.R. Strobl, W. Hagedorn, *J. Polym. Sci.: Polym. Phys. Ed.*, **16**, 1181-1193 (1978).
3. A.S. Nielsen, D.N. Batchelder, R. Pyrz, *Polymer*, **43**, pp. 2671–2676 (2002).

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОЙ МОДИФИКАЦИИ КРИОКРИСТАЛЛОВ МЕТОДАМИ ВУФ-СПЕКТРОСКОПИИ

Близнюк О.Н., Масалитина Н.Ю., Огурцов А.Н.

Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт", Харьков, Украина

Предложен люминесцентно-кинетический метод контроля радиационно-индуцированной модификации структурного состояния атомарных криокристаллов, позволяющий оптическую регистрацию образования новой дефектной фазы в образцах.

Проблема модификации свойств материалов, индуцированной релаксацией электронных возбуждений, является одной из центральных проблем оптики твердого тела, радиационной физики и радиационной химии¹. Автолокализация электронных возбуждений, приводящая к модификации оптических свойств кристаллов, является как предметом фундаментальных исследований конверсии энергии электронной подсистемы в локальную перестройку кристаллической решетки вокруг центра локализации, так и прикладных разработок радиационных технологий модификации материалов². Особо следует отметить класс ван-дер-ваальсовых кристаллов, среди которых модельными являются атомарные криокристаллы инертных элементов (кристаллы ксенона, криптона, аргона и неона), технологическое использование которых только начинается в настоящее время, но оптические характеристики радиационно-индуцированных неупругих процессов в которых уже достаточно подробно исследованы методами ВУФ-спектроскопии³.

Облучение атомарных криокристаллов электронными и фотонными пучками приводит к образованию точечных дефектов по Френкелю вследствие автолокализации экситонов и дырок. Экспериментальное исследование процессов подпорогового дефектообразования, вследствие возбуждения электронной подсистемы атомарных криокристаллов методами низкотемпературной аналитической ВУФ-люминесценции с временным разрешением, позволило определить детали микроскопических механизмов формирования дефектных состояний в данных системах³. В последнее время были проведены эксперименты по селективному фотовозбуждению атомарных ван-дер-ваальсовых кристаллов с использованием синхротронного излучения на станции SUPERLUMI Международного синхротронного центра HASYLAB в Гамбурге

(Германия)⁴, результаты которых позволили построить кинетическую модель низкотемпературного процесса образования френкелевской пары, стимулированного автолокализацией электронных возбуждений⁵.

В настоящей работе на основе этой модели предлагается люминесцентно-кинетический аналитический метод неразрушающего контроля структурного состояния образца, с помощью которого анализируются экспериментальные свидетельства формирования новой дефектной фазы в кристалле, и предлагается аналитическое описание кинетики формирования такой фазы.

На начальном этапе селективного облучения ВУФ-фотонами рост интенсивности характеристических полос люминесценции отражает накопление стабильных точечных дефектов в кристаллической решетке образцов, которые образуются в результате возбуждения и автолокализации экситонов в последовательной процессе $E + T \leftrightarrow MTE \rightarrow D$, где E – мобильное электронное возбуждение (свободный экситон), которое локализуется на центре захвата T и формирует метастабильный возбужденный локальный центр MTE ⁵. Радиационный распад короткоживущего MTE -центра либо возвращает решетку в исходное состояние, либо формирует постоянный дефект D (пару Френкеля). Кинетика разгорания характеристической люминесценции в условиях стационарного облучения может быть описана выражением $I(t) = I_0 + K \cdot t \cdot (L + t)^{-1}$, где $I_0 = I(0)$ – интенсивность характеристической люминесценции образца в начальный момент времени; K – значение $(I(t) - I_0)$ при $t \rightarrow \infty$; $L \sim n_{ENT}(n_{MTE})^{-1}$ константа, специфическая для данного образца, n – концентрация⁵. Компьютерная обработка дозовых кривых для кристаллов ксенона и неона позволила определить значения этих констант $K_{Xe} = 1600$ cps, $K_{Ne} = 600$ cps, $L_{Xe} = 2,4 \cdot 10^3$ с, $L_{Ne} = 1,4 \cdot 10^4$ с.

После продолжительной экспозиции, когда в образце накопится критическая концентрация точечных дефектов, n_D , автолокализация экситонов вблизи существующих дефектов будет стимулировать не формирование нового дефекта, а агрегацию уже существующих дефектов в процессе $MTE + D \rightarrow DD$. Кинетика затухания характеристической люминесценции в этом случае может быть описана выражением $I(t) = K \cdot L' \cdot (L' + t)^{-1}$, где $L' \sim n_{MTE} n_D (n_{DD})^{-1}$. Компьютерная обработка дозовых кривых позволила для частного случая криокристаллов ксенона определить значение этой константы $L' = 4,8 \cdot 10^3$ с.

Таким образом, впервые продемонстрировано оптическое детектирование процесса образования новой дефектной фазы в атомарных криокристаллах. Предложенный люминесцентно-кинетический метод неразрушающего контроля структурного состояния образца позволяет проводить качественный и количественный анализ и сертификацию ван-дер-ваальсовых атомарных криокристаллов, что является необходимым условием для сравнения данных экспериментов с различными образцами.

1. N. Itoh, A.M. Stoneham, *Materials Modification by Electronic Excitation*, Cambridge University Press (2001) 520 p.
2. А.Н. Огурцов, *Модификация криокристаллов электронными возбуждениями* (монография), Харьков, НТУ "ХПИ" (2009) 368 с.
3. A.N. Ogurtsov, *Advances in Spectroscopy of Subthreshold Inelastic Radiation-Induced Processes in Cryocrystals*, In: *Spectroscopy of Emerging Materials*, Kluwer Academic Publishers, 45–56 (2004).
4. N.Yu. Masalitina, O.N. Bliznjuk, A.N. Ogurtsov, *HASYLAB Annual Report*, 879–880 (2007).

5. A.N. Ogurtsov, N.Yu. Masalitina, O.N. Bliznjuk, *Low Temp. Phys.*, **33**, 591 (2007).

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ R22 ПЕРЕХОДА $10^0 0-00^0 1$ МОЛЕКУЛЫ CO_2

Аршинов К.И., Аршинов М.К., Невдах В.В.*

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Белоруссия

*Белорусский национальный технический университет, Минск, Белоруссия

Измерены ненасыщенные коэффициенты поглощения в чистом CO_2 при давлениях 1 и 100 Торр в диапазоне температур 296–700К на линии R22 перехода $10^0 0-00^0 1$. Определены вероятность излучательного перехода и коэффициент столкновительного самоуширения линии. Обсуждаются их температурные зависимости.

Цель настоящей работы – с помощью стабилизированного по частоте перестраиваемого CO_2 -лазера измерить температурные зависимости ненасыщенных коэффициентов поглощения (КП) в чистом CO_2 в диапазоне температур 296–700К при давлениях 1 и 100 Торр, обеспечивающих соответственно доплеровский и лоренцевский контура линии поглощения R22 перехода $10^0 0-00^0 1$ и определить её спектроскопические параметры. Выбор линии поглощения обусловлен тем, что вкладом в КП на её центральной частоте, который дают линии поглощения других, вышележащих переходов молекулы CO_2 , при рассматриваемых в работе давлениях и температурах, можно пренебречь¹.

Выражение для КП на центральной частоте ν_0 любой линии перехода $10^0 0-00^0 1$ молекулы CO_2 в общем случае может быть представлено в виде

$$\alpha(\nu_0) = N A_{mn} \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} g_m Q_V^{-1} Q_{Rm}^{-1} [e^{(-E_n/kT)} - e^{(-E_m/kT)}] F(0), \quad (1)$$

где N – плотность молекул CO_2 ; A_{mn} – вероятность спонтанного излучения; $Q_{Rm} = kT/2hcB_m$ – вращательная и $Q_V = [1 - e^{(-\frac{1997K}{T})}]^{-1} [1 - e^{(-\frac{960K}{T})}]^{-2} [1 - e^{(-\frac{3380K}{T})}]^{-1}$ – колебательная статистические суммы молекулы CO_2 , соответственно; $E_n = E_{100} + B_n J(J+1)$ и $E_m = E_{001} + B_m C_1(J)$ – энергии рассматриваемых уровней; $E_{100} = 1388.3 \text{ см}^{-1}$ и $E_{001} = 2349.3 \text{ см}^{-1}$; J – вращательное квантовое число уровня $10^0 0$; $B_n = 0.39018783 \text{ см}^{-1}$ и $B_m = 0.38714044 \text{ см}^{-1}$ – вращательные постоянные; $g_m = 2J-1$ – вырождение уровня m и $C_1 = J(J-1)$ – для линий P-ветви; $g_m = 2J+3$ и $C_1 = (J+1)(J+2)$ – для линий R-ветви; $F(0)$ – форм-фактор в центре линии поглощения.

Известно, что линия поглощения молекул CO_2 имеет столкновительно-уширенный контур с шириной $\Delta\nu_L$ при давлениях углекислого газа $p > 50$ Торр и форм-фактор в центре такой линии дается выражение

$$F_L(0) = 2/\pi\Delta\nu_L. \quad (2)$$

Зависимость столкновительной ширины спектральной линии молекулы CO_2 $\Delta\nu_L$ от температуры газа T для чистого CO_2 представляется в виде

$$\Delta\nu_L = \gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2} p (300K/T)^n, \quad (3)$$

где $\gamma_{CO_2-CO_2}$ – столкновительная ширина линии поглощения за счет столкновения молекул CO_2 между собой при давлении 1 Торр и температуре 300К или коэффициент столкновительного самоуширения. Показатель степени n в (3) зависит от характера взаимодействия сталкивающихся молекул и для линий перехода $10^0-00^0_1$ имеет величины, которые по разным данным² находятся в диапазоне от 0.5 до 1.

Результаты измерений КП в чистом углекислом газе α_D при давлении $p=1$ Торр, соответствующем доплеровскому контуру линии поглощения, и α_L при давлении $p=100$ Торр, соответствующем лоренцевскому контуру, в диапазоне температур 296–700К представлены на рисунках 1-а и 1-б, соответственно.

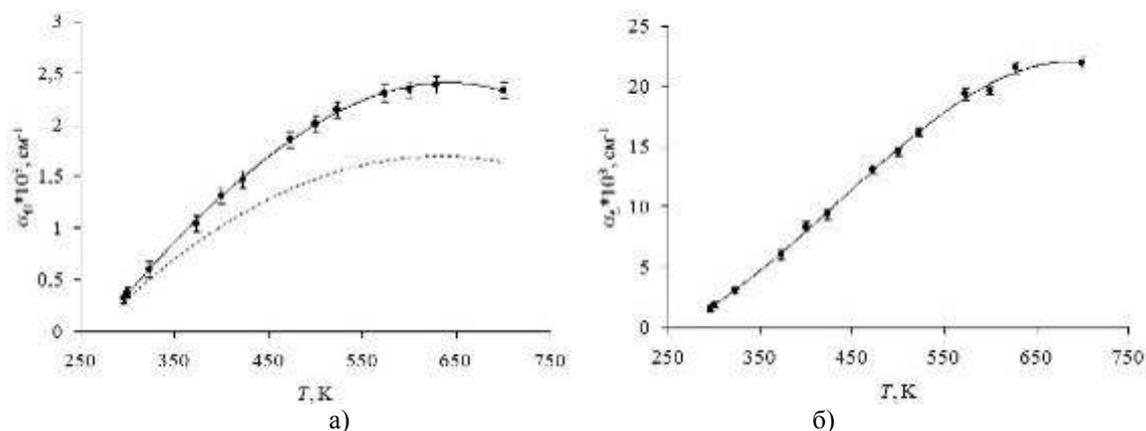


Рис. 1 Температурная зависимость коэффициента поглощения на линии R22 перехода 1000-0001 молекулы CO_2 в чистом CO_2 : а) α_D при давлении $p=1$ Торр: ● – эксперимент; ---- расчет; б) α_L при давлении $p=100$ Торр: ● – эксперимент

Коэффициенты столкновительного самоуширения $\gamma_{CO_2-CO_2}$ определялись двумя способами: 1) по измеренным значениям КП α_L при $p=100$ Торр из выражений (1)–(3) и 2) по измеренному отношению КП α_D/α_L при давлениях 1 и 100 Торр по формуле

$$\gamma_{CO_2-CO_2} = \frac{2\alpha_D}{\pi\alpha_L p_D F_D(0)}, \quad (4)$$

где $F_D(0) = \frac{1}{v_0} \sqrt{\frac{Mc^2}{2\pi kT}}$ – значение форм-фактора в центре линии с доплеровским

контуром, c – скорость света, k – постоянная Больцмана, M – масса молекулы CO_2 .

Определенные первым способом значения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$ представлены треугольниками на рисунке 2. Штриховая линия на этом рисунке – это температурная зависимость (3) с $n=0.9$, полученная методом наименьших квадратов по этим экспериментальным данным.

Значения коэффициента $\gamma_{CO_2-CO_2}$, полученные вторым способом, представлены кружками на этом же рисунке 2. Сплошная линия представляет температурную зависимость (3) с показателем степени $n=0.35$, также полученную методом наименьших квадратов по экспериментальным данным.

Очевидно, что причиной получения двух зависимостей $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$ с различными значениями показателя n является температурная зависимость КП при давлении CO_2 1 Торр – $\alpha_D(T)$ (см. рисунок 1-а), используемого во втором способе.

На рисунке 1-а штриховой линией представлена температурная зависимость КП, рассчитанная для этого давления по формуле (1) с использованием полученного при

$T=296$ К значения коэффициента Эйнштейна $A_{mn}=0.192$ с⁻¹. Видно, что различие между измеренной и рассчитанной зависимостями КП увеличивается с ростом температуры. Такое поведение можно было бы объяснить вкладом в измеряемые КП поглощений на линиях, расположенных выше горячих переходов, контуры которых перекрываются с линиями основных переходов. Однако, оценки показывают, что при $T=700$ К и $p=1$ атм для используемой линии $10R22$ этот вклад составляет $\sim 0.2\%$. При давлении CO_2 1 Торр, при котором измерялся КП α_D , вклад линий горячих переходов в величину измеренного поглощения практически неощутим и из (1) и (4) следует, что единственной причиной полученного расхождения может быть только зависимость коэффициента Эйнштейна A_{mn} от температуры³. Возможность такой зависимости детально обсуждается в докладе.

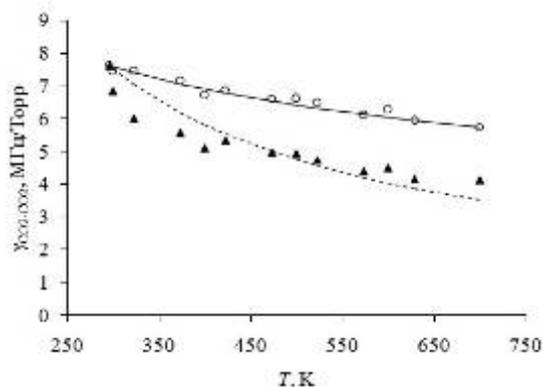


Рис. 2 Температурные зависимости коэффициента $\gamma_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}$ для линии $R22$ перехода $10^0 0-00^0 1$ молекулы CO_2 , полученные двумя способами: \blacktriangle – по измеренным α_L , \circ – по измеренным α_D/α_L , сплошная линия – $n=0.35$; штриховая линия – $n=0.9$

1. К.И. Аршинов, М.К. Аршинов, В.В. Невдах, М. Перен, А. Софьяни, В.В. Яснов, *Журн. прикл. спектр.*, **74**, № 6, 810-815, (2007).
2. О.В. Ачасов, Н.Н. Кудрявцев, С.С. Новиков, Р.И. Солоухин, Н.А. Фомин, *Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах*, Мн.: Наука и техн., 37-42, (1985).
3. К.И. Аршинов, М.К. Аршинов, В.В. Невдах, *Сб. науч. статей. Лазерная и оптико-электронная техника*, Вып. 11 / Отв. ред. И.С. Манак.–Мн.: Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, 113-121, (2008).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВЫХ ЯМ НА ОСНОВЕ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Горн Д.И., Войцеховский А.В., Ижнин И.И.*

Томский государственный университет, Томск, Россия

*НПО «Карат», Львов, Украина

В работе предложена методика расчёта спектральных характеристик структур КРТ с одиночными квантовыми ямами. Проведены расчёты оптических характеристик структур КРТ с нановключениями, а также результаты их экспериментального исследования.

Создание высокоэффективных фотоприёмных (ФП) и излучающих приборов на основе наноструктур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ), работающих в средней и дальней инфракрасных (ИК) областях ($\lambda \approx 3\text{—}5$ мкм) спектра излучения, является актуальной задачей в настоящее время¹⁻⁶.

Таким образом, целью данной научной работы была разработка методики расчёта спектральных характеристик наногетероэпитаксиальных структур на основе КРТ со значениями состава $x \sim 0,2\text{—}0,4$.

Расчёты зонных диаграмм гетероэпитаксиальных структур КРТ, необходимые для получения спектральных характеристик, определялись путём численного решения уравнения Пуассона методом конечных разностей с применением метода квазилинеаризации. Расчёты проводились с учётом зависимости электронного сродства от состава КРТ, которая была получена нами ранее⁸. Особенностью предложенной расчётной модели является также учёт свойств внешних границ варизонных слоёв, который производится исходя из положения уровня локальной электронейтральности материала КРТ¹³.

Расчёт спектра люминесценции для подобной структуры проводился с использованием модели Ван Русбрека-Шокли⁷. Спектральный коэффициент поглощения рассчитывался в рамках модели Кейна⁴.

Положение уровней размерного квантования в исследуемых структурах определялось при помощи решения уравнения Шрёдингера для случая прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины. Обоснованность приближения прямоугольной ямы объясняется следующим. Концентрация основных носителей заряда в моделируемой структуре предполагалась не высокой (населённость первого уровня размерного квантования электронов $N_1 = 10^{10}$ см⁻²), и, следовательно, изгиб энергетических зон вблизи дна ямы был небольшим.

Результаты расчётов, представленные в данной работе, вполне согласуются с расчётными данными, представленными в^{4,5}.

В работе проведены расчёты интенсивности фотолюминесценции для структур КРТ с широкими квантовыми ямами (50 нм) и с составом в яме $x = 0,35$. Проведено сравнение расчётных данных с экспериментальными, показано, что описанная в работе методика расчёта оптических характеристик КЯ даёт результаты, вполне соотносящиеся с экспериментом. Также рассчитаны спектральные зависимости коэффициента поглощения при межподзонных переходах электронов $1 \rightarrow 2$ в зоне проводимости и межзонных переходах между различными подзонами размерного квантования электронов и дырок для структур с множественными квантовыми ямами $\text{Hg}_{0.73}\text{Cd}_{0.27}\text{Te}/\text{Hg}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}\text{Te}$.

Расчёты подтверждают перспективность материала КРТ, как основы для развития инфракрасной оптоэлектроники, главным образом, за счёт развития теории и технологии наноструктур на основе КРТ.

Данные расчёты могут стать основой для проектирования светоизлучающих и фотоприёмных устройств средней и дальней областей ИК-диапазона, являющихся основой элементной базой для таких областей науки и техники, как ночное видение, тепловизионная техника, зондирование атмосферы, экологический мониторинг, беспроводная оптическая связь, оптоволоконная связь и т.д.

Работа поддерживалась проектом АВЦП рег. № 2.1.2/6551

Хотелось бы выразить благодарность сотрудникам ИФП СО РАН г. Новосибирска Ю.Г. Сидорову, С.А. Дворецкому, В.С. Варавину, Н.Н. Михайлову, М.В. Якушеву за выращивание гетероструктур КРТ методом МЛЭ.

1. Рогальский А. Инфракрасные детекторы: Пер. с англ. / Под ред. А. В. Войцеховского. – Новосибирск: Наука, 2003. – 636 с.
2. Физические основы полупроводниковой ИК фотоэлектроники. Современные тенденции, новые материалы / А.В. Любченко, Е.А. Сальков, Ф.Ф. Сизов. – Киев: Наук. думка, 1984. – 256 с.
3. Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, М.В. Якушев, И.В. Сабина И.В.. Молекулярно-лучевая эпитаксия твёрдых растворов кадмий-ртуть-теллур на «альтернативных подложках», *ФТП*, **35**, № 9, 1092—1101 (2001).
4. А.М. de Paula, С.Р.М. de Oliveira. Interband and intersubband absorption in HgCdTe multiple quantum wells, *Physical Review B*, **59**, № 15, 10158—10164 (1999).
5. E. Bangert, P. Boege, V. Latussek, G. Landwehr. The optical absorption coefficient of HgTe—CdTe superlattices – theory and experiment, *Semicond. Sci. Technol* **8**, 99—101 (1993).
6. Ю. Г. Сидоров, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, М. В. Якушев, В. С. Варавин, В. В. Васильев, А. О. Сусяков, В. Н. Овсяк. Конструирование и выращивание фоточувствительных структур на основе КРТ МЛЭ для ИК-фотоприемников, *Прикладная физика*, № **5**, 108-114 (2000).
7. Van Roosbroeck W., Shockley W.. Photon-radiative recombination of electrons and holes in germanium, *Phys. Rew.* **94** (6), 1558—1560 (1954).
8. Горн Д.И., Несмелов С.Н., Войцеховский А.В., Коханенко А.П. Расчёт зонных диаграмм варизонных структур КРТ с учётом изменения электронного сродства при изменении состава, *Изв. вузов: Физика* № **9/3**, 134—137 (2008).

ВЛИЯНИЕ ИЗОТОП-ЗАМЕЩЕНИЯ O^{16} НА O^{18} НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $(La_{1-x}Pr_x)_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ ($0 \leq x \leq 1$)

Телегин А.В., Милехин А.Г.*/**, Сухоруков Ю.П.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

**Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия

С помощью ИК-фурье-спектроскопии и комбинационного рассеивания света исследовано влияние изотоп-замещения O^{16} – O^{18} на фононные спектры плёнок $(La_{1-x}Pr_x)_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ ($0 \leq x \leq 1$).

Гигантский изотопический сдвиг температуры Кюри в манганитах лантана впервые был открыт Zhao и др.¹ Замещение ионов кислорода O^{16} на изотоп O^{18} в манганитах $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ приводит к снижению температуры ферромагнитного перехода более чем на 20 К, что обусловлено усилением электрон-фононного взаимодействия. Более сильный изотоп-эффект можно ожидать в легированных манганитах лантана, в которых наряду с магнитным имеет место зарядовое упорядочение, сопровождающееся искажением решетки. Это должно найти отклик в оптических свойствах таких материалов. Однако детального изучения влияния изотоп-эффекта на оптические свойства пленок с разным уровнем легирования до настоящего времени не проводилось.

Целью данной работы было изучение фононного спектра в изотоп-замещенных по кислороду (O^{16} – O^{18}) эпитаксиальных пленках манганитов лантана. Объектами

исследования являлись составы с изовалентным замещением лантана $(\text{La}_{1-x}\text{Pr}_x)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($x=0, 0.25, 0.5, 0.75, 1$) в ориентации (001) и толщиной 300 нм, выращенные методом химического осаждения из паров металлоорганических соединений (МОСVD) на подложке SrTiO_3 . Фононный спектр пленок был изучен методом ИК-спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеивания света (КРС). ИК-спектры отражения исследованы с помощью фурье-спектрометра Bruker IFS-113v в спектральном интервале $100\text{--}800\text{ см}^{-1}$ с разрешением 2 см^{-1} . Спектры КРС изучены в геометрии обратного рассеяния света с помощью спектрометра Horiba T64000. Образцы облучались возбуждающей линией Ar^+ лазера $\lambda=496.54\text{ нм}$ мощностью $P=20\text{ мВт}$.

На Рис.1а представлены спектры отражения пленок $(\text{La}_{1-x}\text{Pr}_x)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, измеренных при комнатной температуре. Наблюдаются три линии при $550, 400$ и 200 см^{-1} , которые связаны соответственно с колебаниями Mn иона внутри кислородного октаэдра, колебаниями ионов Mn и O в направлении перпендикулярном к плоскости колебаний других O ионов, и с «внешними» колебаниями катионов (La/Ca/Pr) относительно кислородного октаэдра MnO_6 .² Наблюдаемые в спектрах линии достаточно широкие, что, возможно, обусловлено нестехиометрией пленок по кислороду и/или влиянием подложки. Рост концентрации ионов Pr не приводит к появлению новых линий или сдвигу существующих в спектрах отражения пленок. Рост интенсивности линий при 400 и 550 см^{-1} предположительно отражает искажение геометрии октаэдра MnO_6 за счет уменьшения среднего радиуса катиона в A-позиции. Спектры отражения пленок с изотоп-замещением повторяют форму спектра незамещенных пленок для всех концентраций ионов Pr, т.е. геометрия октаэдра MnO_6 меняется слабо, что не согласуется с данными по КРС (Рис. 2). На Рис. 1б представлены спектры КРС пленок $(\text{La}_{1-x}\text{Pr}_x)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, измеренные при комнатной температуре. В спектрах можно выделить три линии при 240 см^{-1} , 650 см^{-1} и 450 см^{-1} . С ростом концентрации ионов Pr линия при 240 см^{-1} уширяется и смещается в область больших частот. При $x\geq 0.5$ разрешается дополнительная линия при 280 см^{-1} , но пропадает линия в области 650 см^{-1} , что может быть связано с изменением структурного и магнитного упорядочения в пленках $\text{Pr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($x=1$) и

$\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ($x=0$)^{4,5}. Частоты наблюдаемых мод в спектрах КРС пленок с изотоп-замещением сдвинуты в низкочастотную область на $10\text{--}15\text{ см}^{-1}$ относительно соответствующих значений для незамещенных пленок. Сдвиг мод при изотоп-замещении свидетельствует о том, что они связаны с колебаниями атомов кислорода. Как известно из литературы³, изотоп-замещение приводит к смещению частоты фононной моды, отвечающей за кислородные колебания, на величину порядка $(m_{\text{O}16}/m_{\text{O}18})^{-1/2} \approx 6\%$ ³, где $m_{\text{O}16}$ и $m_{\text{O}18}$ массы ионов изотопов кислорода. В нашем случае сдвиг линий мод составляет $\sim 5\%$, что соответствует степени замещения кислорода $\sim 80\%$, совпадающей с расчетной величиной⁶.

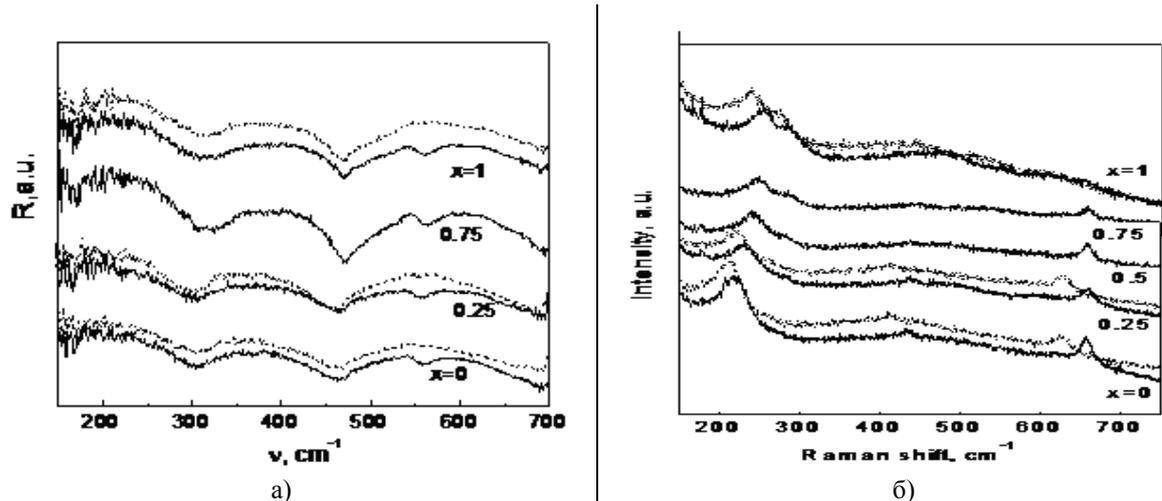


Рис. 1. а) Спектры отражения пленок $(La_{1-x}Pr_x)_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ с $x=0, 0.25, 0.75$; б) Спектры рамановского сдвига пленок без изотоп-замещения (сплошные линии) и с изотоп-замещением O^{16} на O^{18} (пунктирные линии)

Таким образом, в работе был изучен фонный спектр пленок $(La_{1-x}Pr_x)_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ ($0 \leq x \leq 1$) с изотоп-замещением O^{16} на O^{18} . Получено, что сдвиг фонных мод в спектрах КРС при замещении ионов La^{3+} ионами Pr^{3+} и при изотоп-замещении связан с искажением геометрии кислородного октаэдра MnO_6 . Показано, что методы КРС являются более эффективным инструментом для оценки эффективности изотоп-замещения и уровня легирования в пленках манганитов.

Работа выполнена при поддержке программы ОФН РАН № 09-Т-2-1013, совместной программы УрО и СО РАН № 09-С-2-1016, на оборудовании Научно-Образовательного Комплекса при Новосибирском государственном университете.

1. Guo-meng Zhao, M.B. Hunt, and H. Keller, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 955 – 958, (1997).
2. K.H. Kim, J.Y. Gu, H.S. Choi et.al., *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1877 (1996).
3. M.N. Iliev, V.G. Hadjiev, A.P. Litvinchuk et.al., *Phys. Rev. B.*, **75**, 064303 (2007).
4. E. Dagotto, *Springer-Verlag, Berlin, October*, (2002).
5. M. Ziese, *Rep.Prog.Phys.*, **65**, 143–249, (2002).
6. O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul, N.A. Babushkina et.al., *Aust. J. Phys.*, **52**, (1999).

СПЕКТРОСКОПИЯ И ФОТОПРЕОБРАЗОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ИНДОЛИНОВЫХ СПИРОСОЕДИНЕНИЙ

Хамчуков Ю.Д.

Институт технической акустики национальной академии наук Беларуси,
Витебск, Беларусь

Исследованы свойства спектров поглощения и люминесценции изотропных и ориентированных твердых растворов фотохромных индолиновых спиросоединений, фотофизика и кинетика их фотопревращений. Установлена корреляция фотохромных параметров, свойств возбужденных состояний и внешней среды.

Использование фототропных свойств растворов молекулярных соединений для создания элементов памяти и средств отображения информации давно привлекают внимание к свойствам молекул индолиновых спиросоединений¹⁻⁷. В последнее время в связи с ростом возможностей динамической спектроскопии, нелинейной оптики наблюдается рост интереса к свойствам индолиновых спиросоединений, использованию их в различных технических устройствах⁸⁻¹⁰. Между тем основа такого интереса – фотохромные свойства растворов определяются свойствами вибронных, электрон-фононных, колебательных возбуждений фотохромных примесных центров и процессами релаксации их энергии¹¹⁻¹³. Поэтому, как получение новой информации о свойствах этих возбуждений, так и корреляция спектральных, фотофизических и фотохромных свойств интересны для спектроскопии и фотохимии¹⁴⁻²⁵.

Для ряда молекул индолиновых спиропиранов, спирооксазинов определены характеристики спектров поглощения и люминесценции, измерены их дихроизм, поляризационные спектры люминесценции, зависимости поляризации от длины волны испускания, времена жизни возбужденных состояний, квантовые выходы фосфоресценции, квантовые выходы фотоокрашивания, зависимости спектральных и фотофизических характеристик от полярности и температуры растворителей. На основании полученных и литературных данных определены квантовые выходы разрыва химической спиро-связи, стабилизации изомеров открытой формы молекул спиросоединений.

Для молекулы родоначальника ряда фотохромных индолиновых антраценоспирооксазинов проведено теоретическое и экспериментальное исследование колебательных спектров.

1. Heiligman-Rim, Hirshberg J., Fisher E., *J.Phys.Chem.*, **66**, №2, 2465-2470, (1962)
2. Bercovici T., Heiligman-Rim., Fisher E., *Mol. Photochem.*, **1**-№1, 23-55, (1969)
3. Becker R.S., Dolar E., Balke D.E., *J.Chem.Phys.*, **50**, №1, 239-244, (1969)
4. Reeves D.A., Wilkinson F., *Chem.Soc.Far. Trans.*, **69**, №9, 1381 – 1390, (1973)
5. Барачевский В.А., Лашков Г.И., Цехомский В.А. *Фотохромизм и его применение*, М.:Химия, 280, (1977)
6. Холманский А.С., Кунавин Н.И., Зубков А.В., Дюмаев К.М., *ЖФХ*, **56**, №11, 2794-2798, (1982)
7. Холманский А.С., Дюмаев К.М., *Успехи химии*, **56**, №2, 241-264, (1987)
8. Коноров С.О., Сидоров-Бирюков Д.А., Бугар И., Хорват Д. мл., Хорват Д., Желтиков А.М., *Письма в ЖЭТФ*, **78**, №4, 281-285, (2003)
9. Фролов А.К., Гостев Ф.Е., Шелаев И.В., Шиенок А.И., Зайченко Н.Л., Кольцова Л. С., Барачевский В.А., Саркисов О.М., *Хим.физ.*, **26**, №1, 10-21, (2007)
10. Барачевский В.А., Карпов Р.Е., *Химия выс.энерг.*, **41**, №3, 226-238, (2007)
11. Мак Глин, Т. Адзуми, М. Киносита. *Молекулярная спектроскопия триплетного состояния*. М.:Мир, 448, (1972)
12. Гайсенек В.А., Саржевский А.М. *Анизотропия поглощения и люминесценции многоатомных молекул*, Минск: Университетское, 318, (1986)
13. Соловьёв К.Н., Борисевич Е.А., *УФН*, **175**, №3, 247-270, (2005)
14. Хамчуков Ю.Д., Лучина В.Г., Маревцев В.С., Любимов А.В., Черкашин М.И., Градюшко А.Т., *ЖПС*, **48**, №4, 561- 566, (1988)
15. Лучина В.Г., Хамчуков Ю.Д., Маревцев В.С., Градюшко А.Т., Любимов А.В., Черкашин М.И., *ЖПС*, **50**, №3, 398- 401, (1989)

16. Хамчуков Ю.Д., Градюшко А.Т., Лучина В.Г., Маревцев В.С., Любимов А.В., Черкашин М.И., *ЖПС*, **52**, №.5, 768-773,(1990)
17. Лучина В.Г., Хамчуков Ю.Д., Градюшко А.Т., Маревцев В.С., Любимов А.В., Хамчуков Ю.Д., Черкашин М.И., *Хим.физ.* **9**, №. 2, 218-223, (1990)
18. Лучина В.Г., Маревцев В.С., Недошивин В.Ю., Хамчуков Ю.Д., Любимов А.В., Черкашин М.И., *Хим.физ.*, **9**, N8, 1060-1066,(1990)
19. Сычев И.Ю., Лучина В.Г., Маревцев В.С., Власенко Т.Я., Хамчуков Ю.Д., Черкашин М.И., *Изв.АН СССР, сер. хим.*, №10, 93-98,(1992)
20. Лучина В.Г., Сычев И.Ю., Маревцев В.С., Хамчуков Ю.Д., Т.Я.Власенко, М.И.Черкашин, *Изв.АН СССР, сер. хим.*, №1,99-106,(1992)
21. Хамчуков Ю.Д., Лучина В.Г., Маревцев В.С. *Изв.РАН, сер.хим.*, №6, 1143-1146,(1997)
22. Sychev I.Yu., Khamchukov Yu.D., Marevtsev V.S., Zaichenko N.L., Anishenko E.V., *Proc. SPIE*, **3347**, 195-199,(1997)
23. Сычев И.Ю., Хамчуков Ю.Д., Маревцев В.С., Зайченко Н.Л., Барачевский В.А., Чудинова Г.К., Строкач Ю.П. Стебунова Л.В., *Научная и прикладная фотография*, **45**, №2, 61-66, (1997)
24. Маревцев В.С, Хамчуков Ю.Д., Зайченко Н.Л., Барачевский В.А., *Изв.РАН, сер.хим.*, №5, 946-949,(1997)
25. Хамчуков Ю.Д., Сычев И.Ю., Маревцев В.С. , Шашков С.Н., *ЖПС*, **72**, №5, 576-581, (2005)

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ МОНОКРИСТАЛЛА ГЕРМАНАТА СВИНЦА И ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ КР

Хамчуков Ю.Д.

Институт технической акустики национальной академии наук Беларуси,
Витебск, Беларусь

Для пластины монокристалла германата свинца исследованы спектры поглощения в ИК области и спектры КР при возбуждении излучением генерации газовых непрерывных лазеров. Предложена интерпретация спектров в интервале обертонов и составных частот, аномально интенсивные полосы спектров КР интерпретированы проявлением интерференции излучения спектров КР и излучения линий генерации, отраженных от нерабочей части штрихов решёток спектрометра.

С помощью полосовых и интерференционных фильтров подавлять излучение линий "паразитной" генерации лазеров при регистрации спектров КР полностью невозможно¹⁻³. Таким образом, излучение линий паразитной генерации и излучение возбуждающей КР линии попадает на щель спектрометра и внутрь: на решётки и зеркала. Поэтому исследованы спектры КР пластины кристалла германата свинца при возбуждении излучением гелий-неоновых и аргоновых лазеров с различным модовым составом генерируемого излучения³⁻⁵. Также зарегистрированы спектры пропускания в средней ИК области спектра от этого же образца. Предложена интерпретация колебательных спектров германата свинца в области обертонов и составных частот. Интенсивность аномально интенсивных полос спектра КР интерпретирована

интерференцией излучения, дифрагировавшего от рабочих и нерабочих граней эшелетта⁴⁻⁷.

1. Ландсберг Г.С. *Оптика*, Москва, 105, 198-209, (1976)
2. Пейсахсон И.В. *Оптика спектральных приборов*, Ленинград, 16-23, (1975)
3. Демтредер В., *Лазерная спектроскопия. Основные принципы и техника эксперимента*, 144-145, 244-252, (1985)
4. Справочник по лазерам, **1**, Москва, 28, (1978)
5. Хамчуков Ю.Д., Клубович В.В., Мясоедов А.В., Шашков С.Н., *ЖПС*, **66**, №2, 220-226, (1999)
6. Muller-Lierheim W., Suski T., Otto H.H., *Phys. St. Sol. (B)*, **80**, 31-41, (1977)
7. Князев А.С., Мона В.Г., Пашков В.М. и др., *ФТТ*, **17**, 2425-2427, (1975)

СПЕКТРЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖЁННОГО ОТ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛАХ

Хамчуков Ю.Д.

Институт технической акустики национальной академии наук Беларуси,
Витебск, Беларусь

Исследованы спектры поглощения в ИК области нанопорошков гидроксилфосфатов металлов и спектры отражённого излучения от поверхности тонких покрытий из этих порошков на поверхности поглощающих подложек. Установлены корреляции в свойствах спектров и структуры материала покрытий.

Отражение оптического излучения от поверхности тонких поглощающих покрытий на поглощающих подложках создает условия для возникновения ППВ на границах раздела в частотных областях, где $\varepsilon_1 \varepsilon_2 \leq 0$ и для усиления поглощения таких волн на частотах колебаний фононов материала покрытий¹. Таким образом наличие поглощения фононов в материале тонких покрытий¹, особенности их поглощения, вызванные структурами материала покрытий, спектральными характеристиками подложек должны проявляться в спектрах отраженного излучения. Исследованы спектры отраженного излучения в средней ИК области от покрытий из гидроксилфосфатов металлов на оптически активных подложках и установлены корреляции свойств спектров и структуры материала покрытий²⁻⁵.

1. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. Под ред. Аграновича В.М, Миллса Д.Л., Москва, 528, (1985)
2. Хамчуков Ю.Д., Клубович В.В., Шашков С.Н., Бобровский В.В., Егоров В.Д., Островский Л.Н., *ЖПС*, т. **62**, 1995, N1, с.171-177
3. Хамчуков Ю.Д., Клубович В.В., Шашков С.Н., Бобровский В.В., Островский Л.Н., *ЖПС*, **63**, №1, 52-59, (1996)
4. Suvorova E.I., Khamchukov Yu.D., Philippe a. Buffat, *Key Engin. Mater.*, **254-356**, 891-894, (2004)

5. Хамчуков Ю.Д., Бобровский В.В., Шашков С.Н., Сычев И.Ю. *ФизХОМ*, №5, 5-10, (2005)
6. Хамчуков Ю.Д., Клубович В.В., Бобровский В.В., Сычев И.Ю., Суворова Е.И., Клечковская В.В., *ФизХОМ*, 2, 38-43, (2006)

СПЕКТРАЛЬНО-СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ НА ОСНОВЕ ДИГИДРОКСИБЕНЗОЛОВ И ИХ ДЕЙТЕРОАНАЛОГОВ

**Ксенофонов М.А., Бобкова Е.Ю., Васильева В.С., Островская Л.Е.,
Умрейко Д.С.**

НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ,
Минск, Республика Беларусь

Проведены теоретические расчеты нормальных колебаний фенола, дигидроксибензолов и их дейтероаналогов в газовой фазе и кристаллическом состоянии в рамках модели квазиизолированной молекулы. Проанализировано строение кластера фенол–вода, спектроскопически исследованы олигомерные продукты конденсации дигидроксибензолов с формальдегидом, выявлен механизм формирования молекулярной структуры полимера.

Проведено комплексное исследование спектрально-структурных и энергетических характеристик модельных соединений, обладающих характерными свойствами реальных полимерных материалов на основе фенола и его производных (дигидроксибензолов) в конденсированном состоянии, используя метод изотопозамещения (дейтерирования). Изучены объекты по мере их усложнения – от простейшего фенола до полимерной матрицы.

Методом матриц GF Вильсона проведен расчет колебательных спектров фенола и его дейтероаналога в газовой фазе. Проведены теоретические расчеты частот и форм нормальных колебаний (НК) и проанализированы распределения потенциальной энергии (РПЭ) по естественным координатам фенола и дигидроксибензолов в кристаллическом состоянии в рамках модели квазиизолированной молекулы. Аналогичные расчеты выполнены для дейтероаналогов данных соединений, что позволило провести надежное отнесение колебаний в спектрах кристаллической фазы. Показано, что существенным образом РПЭ меняется для колебаний со значительным вкладом координат $q(\text{CO})$, $\alpha(\text{COH})$, $\tau(\text{OH})$. Установлены высокохарактеристичные колебания, которые можно использовать в качестве аналитических при исследовании фенольных полимеров и смесей на основе одно- и двухатомных фенолов.

Проведен совместный расчет частотных характеристик и интенсивностей полос поглощения дигидроксибензолов по классической валентно-оптической схеме и квантовохимическим методом МР3. Определены интегральные интенсивности в экспериментальных спектрах поглощения и уточнены электрооптические параметры (ЭОП) путем решения обратных электрооптических задач (ОЭЗ). Оценена характеристичность НК по интенсивности и предложена методика их применения в практических целях.

На основе квантово-химических *ab initio* и DFT расчетов в приближении B3LYP/cc-pVDZ проанализировано строение слабосвязанного кластера толан–вода,

моделирующего взаимодействие последней с фенолами. Определены относительные энергии его устойчивых конформаций, а также энергии связывания мономерных фрагментов. Рассчитаны частоты и интенсивности колебаний мономерных компонентов и трех устойчивых конформаций кластера. Определено влияние положения фрагмента НОН на характер спектра. Показано, что водородная связь О–Н...π, соединяющая фрагмент НОН с тройной связью С≡С, имеет признаки несобственной. Для всех трех конформаций кластера установлены полосы, которые имеют наибольшую интенсивность в области ниже 600 см⁻¹ и могут служить аналитическими признаками образования комплекса.

Исследованы спектральными методами олигомерные продукты конденсации дигидроксibenзолов с формальдегидом. Теоретический анализ спектров алкилрезорциновых олигомеров путем расчетов различных замещенных резорцина, а также димеров на его основе и сравнение его результатов с данными по ИК, КР спектрам позволили выявить ряд спектральных критериев (уменьшение интенсивности ИК полосы 1150 см⁻¹, появление КР полосы 785 см⁻¹, увеличение числа ИК полос в области 200–100 см⁻¹), на основании которых можно судить о присутствии в составе олигомера метилрезорциновых фрагментов с различной степенью замещения и различным взаимным положением заместителей. В рамках метода MNDO проведены квантовохимические расчеты энергетически выгодных конформаций димерных фрагментов полимерной цепи. Проведены модельные расчеты колебательных спектров димеров с различной взаимной ориентацией фрагментов, позволившие выявить отклонения реальных конформаций в олигомере от энергетически выгодных.

Исследованы образцы полимерной матрицы пенопластов, полученных при различном молярном соотношении формальдегида и алкилзамещенных резорцинов. Показано, что молекулярная структура полимера формируется за счет образования мостиков между фенольными ядрами, в качестве которых выступают метиленовые и диметиленэфирные группировки и зависит от соотношения мономеров. Установлены спектральные критерии (наличие полосы поглощения при 685 см⁻¹, относящейся к внеплоскостным колебаниям связей С–С кольца у фенола, резорцина и 5-метилрезорцина; изменение интенсивности полосы поглощения при 1060 см⁻¹, отвечающей за колебания СН₂–О–СН₂ групп), позволяющие судить о наличии свободного фенола в полимере, а также о соотношении мономеров, вариация которого позволяет менять концентрацию в пенопласте диметиленэфирных мостиков. Показано, что по сложной полосе в области 1600 см⁻¹ (валентные колебания связей С–С кольца), представляющей суперпозицию двух полос, можно судить о составе полимера. При этом низкочастотная составляющая характеризует долю сшитого полимера, а высокочастотная – долю олигомерных продуктов реакции.

ПРИМЕНЕНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АНИЗОТРОПИИ АНСАМБЛЕЙ МОЛЕКУЛ

**Красильников М.Б., Рождественский О.И., Смолин А.Г.,
Васютинский О.С.**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

В последние годы во всем мире проявляется большой интерес к исследованию анизотропии выстраивания, создаваемой в ансамблях молекул посредством управляемого по поляризации, частоте и длительности импульсного лазерного излучения [1]. Эти исследования важны для лазерной химии, молекулярной спектроскопии, а также могут быть востребованы в нанотехнологиях. Для количественного определения анизотропии, создаваемой в молекулярной среде, были разработаны соответствующие экспериментальные методики. Так, недавно в работе [2] был предложен и применен метод определения выстраивания осей линейных молекул, основанный на наблюдении поляризации излучения комбинационного рассеяния, а также была предложена интерпретация этого метода на основе классического подхода. В этой работе анизотропия распределения осей молекул описывалась параметром $\langle \cos^2(\Theta) \rangle$.

В настоящей работе развито квантово-механическое описание метода детектирования анизотропии в ансамблях линейных молекул на основе комбинационного рассеяния с использованием аппарата неприводимых представлений матрицы плотности. Получено общее выражение для интенсивности и поляризации излучения комбинационного рассеяния для произвольной геометрии эксперимента. В частности, получена и проанализирована зависимость интенсивности рассеянного излучения от углового распределения осей молекул. Показано, что в экспериментах по исследованию анизотропии молекулярных ансамблей с помощью комбинационного рассеяния существенный вклад в сигнал вносят не только члены пропорциональные $\langle \cos^2(\Theta) \rangle$, но также и члены пропорциональные $\langle \cos^4(\Theta) \rangle$, которые необходимо учитывать для корректной интерпретации экспериментальных данных. Предложен набор экспериментальных геометрий, позволяющий подробно исследовать анизотропию молекулярных ансамблей и определять полный набор соответствующих параметров. Предлагаемая методика может быть также применена для исследования фотохимических реакций, приводящих к анизотропии в распределениях осей молекулярных фотофрагментов.

1. V.Renard, M.Renard, A.Rouzee, S.Guerrin, H.R.Jauslin, B.Lavorel, and O.Faucher, *Phys. Rev.*, **A70**, p.033420, 2004
2. V.Renard, M.Renard, S.Guerrin, Y.T.Pashayan, B.Lavorel, O.Faucher, and H.R.Jauslin, *Phys. Rev. Letters* **90**, p.15, 2003.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ РУБИДИЯ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ **Вартанян Т.А., Леонов Н.Б., Серёдкин И.Н.**

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Создана экспериментальная установка для исследования взаимодействия атомов рубидия с поверхностью сапфира. Осуществлена настройка длины волны излучения непрерывного полупроводникового лазера на резонансный переход в атоме рубидия. Получены спектры поглощения паров рубидия с естественным содержанием изотопов.

Взаимодействие атомов с поверхностью представляет большой практический интерес и широко исследуется в интересах таких приложений как катализ химических реакций, молекулярно-лучевая эпитаксия, адсорбция и десорбция газов, диффузия атомов и молекул по поверхности твердых тел. В то же время понимание природы взаимодействия атомных частиц с поверхностью твердого тела остается весьма ограниченным. В последние годы отсутствие адекватной теории взаимодействия атомов с поверхностью твердого тела негативно сказывается на развитии работ по атомным чипам, в которых слишком близкая локализация атомов у поверхности приводит к потерям частиц из микроловушек. Подобные проблемы возникают и при использовании световых зеркал для манипуляций с охлажденными атомами и при использовании светового давления для создания поверхностных наноструктур.

Оптические методы исследования приповерхностных явлений на границе раздела газа и твердого тела обладают тем преимуществом, что дают информацию о взаимодействии с поверхностью атомов и молекул не только в основном, но и в возбужденном состоянии. В то же время чувствительность оптических методов исследования в значительной мере ограничивается тем обстоятельством, что оптические поля невозможно в достаточной мере локализовать вблизи поверхности. Это приводит к большой величине паразитных сигналов, связанных с процессами, происходящими на больших, по сравнению с атомными масштабами, расстояниях от поверхности.

Для изучения взаимодействия атомов с поверхностью твердых тел нами создана установка, позволяющая исследовать спектральные крылья атомной линии рубидия, обусловленные взаимодействием атомов рубидия с поверхностью сапфира. Пары рубидия содержатся в отпаянной стеклянной кювете с сапфировыми окнами, расстояние между которыми сокращено до сотен нанометров. Давление паров рубидия варьируется за счет изменения температуры кюветы. Атомы рубидия возбуждаются излучением непрерывного полупроводникового лазера, настроенного на частоту резонансного перехода.

На рис.1 представлена зависимость поглощения паров рубидия от длины волны падающего излучения, полученная с помощью непрерывного полупроводникового лазера DL-100, работавшего под управлением DigiLock 110 (ТОРТИСА). Линия генерации лазерного диода сужалась за счет обратной связи с дифракционной решеткой, а сканирование частоты осуществлялось путем изменения длины внешнего резонатора. Прямая линия отображает изменение во времени напряжения, генерируемого модулем ScanControl и подаваемого на пьезоэлемент, который смещает дифракционную решетку. По оси абсцисс отложено время сканирования в миллисекундах, а по оси ординат – пропускание кюветы с парами Rb в произвольных единицах.

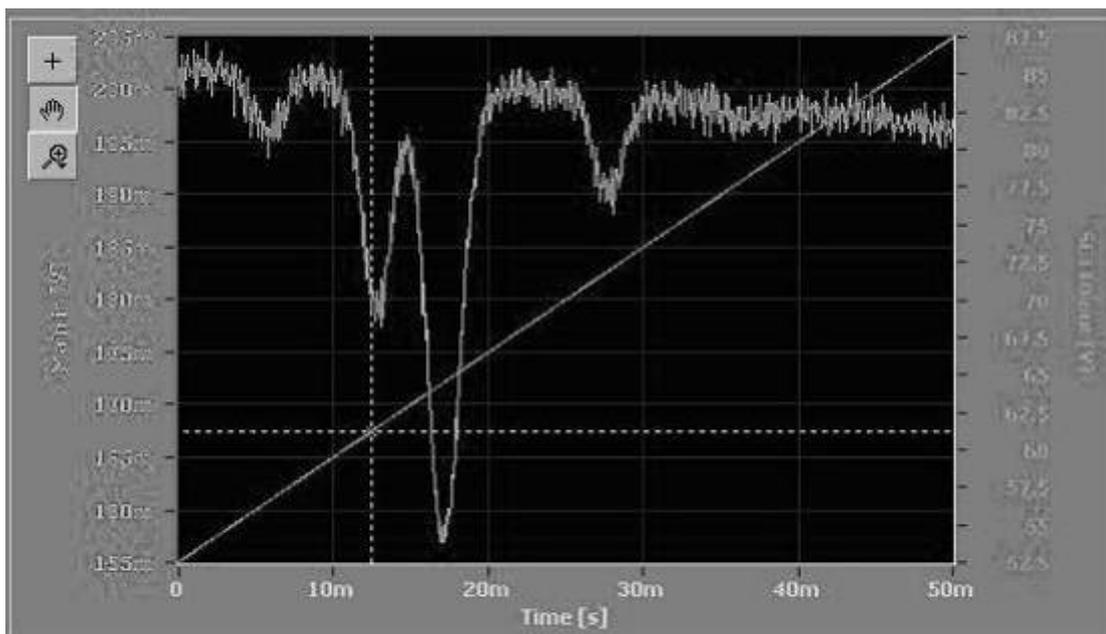


Рис. 1. Изменение поглощения паров Rb при перестройке длины волны падающего излучения в окрестности частоты резонансного перехода

Сложная структура спектра поглощения связана со сверхтонкой структурой основного состояния атома Rb и присутствием сравнимых количеств двух стабильных изотопов ^{85}Rb и ^{87}Rb в естественной смеси.

Детальное изучение формы измеренных спектральных линий при больших отстройках от резонанса и сравнение их с результатами теоретических расчетов позволит определить параметры взаимодействия между атомом и поверхностью твердого тела на расстояниях порядка 1 нм, о котором в настоящее время практически отсутствуют надежные экспериментальные данные.

ANOMALOUS POLARITONIC LUMINESCENCE IN SOLID XENON

Ogurtsov A.N., Masalitina N.Yu., Bliznjuk O.N.

National Technical University "KhPI", Kharkov, Ukraine

Effect of crystal lattice quality on polaritonic luminescence from solid Xe at the edge of exciton absorption was studied. The luminescence of non-equilibrium polaritons was observed both within the longitudinal-transverse splitting interval and at photoexcitation below the bottom of the excitonic band.

Polaritonic phenomena interconnected with excitonic spatial dispersion were extensively explored theoretically and experimentally¹. The exciton-photon interaction, characterized by oscillator strength f_{01} , leads to the formation of polaritonic states energetically positioned at both sides of the initial exciton. In a large ideal crystal of cubic symmetry, where the interval of the longitudinal-transverse splitting does not contain excitonic levels, the polaritonic dispersion branches lie beyond this interval at both sides of its boundaries. On the contrary, in a crystalline grain comparable or less in size than the wavelength in the substance, the interval of the longitudinal-transverse splitting is filled in continuously by excitonic states intercepting a significant part of the oscillator strength of the excitonic transition. In the previous experiments with polycrystalline samples of solid xenon

the formation of the lower polaritonic state was traced by the red shift of the luminescence spectrum relative to the bottom $E_1=8.36$ eV of the lowest excitonic band².

In the present paper we explore the new crystal growing technique, which allowed to obtain the solid Xe samples with essentially improved crystallographic properties³ and to resolve the internal structure of the luminescence bands at the edge of exciton absorption⁴. The photoluminescence experiments were carried out at the SUPERLUMI experimental station at HASYLAB, DESY, Hamburg⁵. Unlike previous works, where the observed red polaritonic shift was small commensurably with a weak inelastic polariton-photon scattering, a large polaritonic shift of luminescence is not due to energy dissipation, the energy conservation law being met due to equal probabilities for opposite-sign energy shifts. Such effect is possible if the crystalline grains are comparable in size with light wavelength, which provides the filling in the interval of the longitudinal-transverse splitting by excitons with sufficient oscillator strength. And the sample structure must be perfect enough to lowering the exciton scattering rate with respect to the rate of the polariton formation through exciton-photon coupling. For the first time the excitation spectra of free-exciton luminescence band were recorded simultaneously below E_1 and within the interval of the longitudinal-transverse splitting $E_1 \leq E \leq E_1 + \Delta$,

$$\Delta = \frac{2\pi N \hbar^2 e^2 f_{01}}{E_1 \varepsilon_0 m_e},$$

where N is the number of lattice sites per unit volume, ε_0 is the background permittivity, e and m_e denote the charge and mass of a free electron, $\Delta = 0.14$ eV for solid Xe. The excitation spectrum below E_1 is determined by competition of two processes. The first one is the creation of excitons by photons with energy E_1 at the Lorentz tail of excitonic absorption. The corresponding absorption coefficient

$$K\left(\frac{E}{\hbar}\right) \approx \frac{2\pi N \hbar^2 e^2 f_{01} \Gamma}{m_e E_1 \sqrt{\varepsilon_0} (E - E_1)^2}$$

is proportional to the exciton-phonon scattering rate Γ . The latter can vary within broad limits, depending on the sample structure, above the value of 10^{12} s⁻¹ related to a large perfect crystal; correspondingly, absorption coefficient K varies in the region above 40 cm⁻¹. The second process is a competing absorption, related to the direct formation of two-site excitonic polarons (self-trapped excitons) and positioned immediately below E_1 . Just below E_1 , this competing absorption predominates resulting in a downfall of the excitation efficiency of free-exciton luminescence, but when excitation photon energy decreases below 8.2 eV, this competitive absorption becomes weaker than the Lorentz tail of excitonic absorption. Thus, the latter predominates below 8.2 eV as well as above 8.36 eV. Both excitation spectra of free exciton luminescence below E_1 and within the longitudinal-transverse splitting interval show high sensitivity to crystal quality of the samples. There is a deep connection of polaritonic phenomena with the longitudinal-transverse splitting interval. For small crystals, comparable in size with light wavelength, this interval is continuously filled in by excitonic states agreed in spatial phase with light and intercepting a significant part of oscillator strength. Main manifestations of polaritons in luminescence were observed under the excitation in this energy interval with slightly smeared and broadened boundaries. Photons in this energy interval create excitons, agreed by phase with light and capable of forming polaritons very rapidly, before being scattered away from a small k -region of light wave vectors. This is mirrored by broad split luminescence spectra, by a fast luminescence decay and by a high quantum yield of the free-exciton luminescence. But an exciton,

photoproduced above the upper boundary of the interval $E_1 \leq E \leq E_1 + \Delta$, is not agreed by spatial phase with light and undergoes multiple scattering before getting into a narrow k -region of light wave vectors; this scattering is mirrored by a comparably long decay time of luminescence, by a broad luminescence spectrum positioned below the excitation energy and by a low quantum yield of free-exciton luminescence.

1. V.M. Agranovich, V.L. Gisburg, Crystal Optics with Spartial Dispersion and Excitons, *Springer* (1984) 441 p.
2. A.N. Ogurtsov, Cryocrystals Modification by Electronic Excitations, *NTU "KhPI"* (2009) 368 p.
3. A.N. Ogurtsov, Advances in Spectroscopy of Subthreshold Inelastic Radiation-Induced Processes in Cryocrystals, In: *Spectroscopy of Emerging Materials*, Kluwer Academic Publishers, 45–56 (2004).
4. A.N. Ogurtsov, A.M. Ratner, *Phys. Lett. A* **332**, 441-448 (2004).
5. N.Yu. Masalitina, O.N. Bliznjuk, A.N. Ogurtsov, *HASYLAB Annual Report*, 1117–1118 (2008).

**НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
НАНОКЛАСТЕРНЫХ СТРУКТУР МЕТАНОЛА И ЭТАНОЛА,
ФОРМИРУЮЩИХСЯ В АРГОНОВЫХ МАТРИЦАХ
Погорелов В.Е., Дорошенко И.Ю., Шаблинская В.*, Балявичус В.*,
Пищевич Г.А.****

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев,
Украина

*Вильнюсский университет, Вильнюс, Литва

**Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Получены ИК спектры молекул метанола и этанола в аргоновых матрицах в интервале от 10 до 50 К. Проведены неэмпирические расчеты строения и колебательных спектров мономеров и ассоциатов исследуемых молекул. Установлены закономерности изменения спектрально-структурных характеристик при увеличении числа молекул спиртов в кластерах.

Зарегистрированы ИК спектры молекул метанола и этанола, изолированных в аргоновых матрицах, в спектральном интервале от 500 до 5000 см^{-1} в температурном диапазоне 10 – 50 К с шагом 0,3 см^{-1} . Для интерпретации экспериментальных данных были выполнены неэмпирические квантово-химические расчеты равновесных конфигураций и колебательных спектров свободных ассоциаций метанола, включающих от 2 до 12 молекул, и этанола, включающих от 2 до 8 молекул, с использованием пакета GAMESS¹. После масштабирования силового поля дальнейшие расчеты нормальных колебаний выполнялись с помощью программы². Основные изменения в ИК спектрах при увеличении числа молекул в кластерах проявляются в интервале 3200 – 3600 см^{-1} , что подтверждается экспериментальными данными. Наряду с этим расчеты предсказывают как увеличение числа колебаний, так и изменение частот некоторых характеристических колебаний. Например, интенсивная полоса поглощения в спектре мономера метанола с частотой 1033,2 см^{-1} , обусловленная валентным колебанием С-О связи, в димере, в соответствии с расчетом, должна

проявляться в виде дублета полос с частотами 1025 и 1052 см^{-1} . Сдвиг частот в этом случае вызван различием в кинематическом взаимодействии колебаний С-О связи с окружением. Повышение температуры образца до 15, 20 и даже 25 К не ведет к заметным изменениям в области 1025-1050 см^{-1} , что скорее всего обусловлено преобладанием мономеров при этих температурах, однако уже при 35 и особенно при 40 – 50 К можно заметить появление здесь дополнительных полос. Более того, наблюдается существенный рост фоновой линии в интервале от 700 до 1500 см^{-1} , что можно связать с формированием разнообразных кластеров, различающихся как числом ассоциированных молекул, так и конформационным разнообразием структур с одинаковым числом молекул. Таким образом, анализ ИК спектров в интервале от 700 до 1500 см^{-1} в сочетании с результатами *ab initio* расчетов и расчетов нормальных колебаний молекул позволяет получить важные данные о строении кластеров, дополняющие традиционные исследования валентных ОН колебаний.

1. <http://www.msg.ameslab.gov/GAMESS/GAMESS.html>.
2. В.В. Сивчик, К.М. Грушецкий, *Журн. прикл. спектр.*, **19**, №3, 317-319, (1973).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ НЕЭМПИРИЧЕСКИХ СИЛОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ПЕРЕХОДЕ К ЗАВИСИМОМУ НАБОРУ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ КООРДИНАТ

Пицевич Г.А., Костопова А.В., Пицевич Г.Г.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Рассмотрена возможность преобразования рассчитанных с помощью квантово-химических пакетов неэмпирических силовых полей к зависимому набору колебательных координат. Сформулированы необходимые условия для осуществления таких преобразований. Принципиальная приемлемость предложенного метода продемонстрирована на примере молекулы этилена.

Рост производительности современных компьютеров ведет к ускорению и совершенствованию способов расчета неэмпирических силовых полей молекул: расширению базисного набора функций, учету все более тонких эффектов взаимодействия электронов между собой и с ядром. При этом каждый раз анализ колебательных спектров с помощью наиболее точных на текущий момент времени неэмпирических методов оказывается возможным лишь для сравнительно небольших молекул. Необходимость использования независимого набора колебательных координат при расчете силовых постоянных ведет к невозможности перенесения силовых полей на более сложные молекулы. Как известно, силовые поля, построенные для зависимого набора естественных координат, не страдают указанным выше недостатком и в полной мере отражают симметрию молекулы. Такие поля, подобно используемым ранее эмпирическим, можно легко переносить на молекулы произвольной сложности и, используя незначительные вариации недиагональных силовых постоянных, достаточно надежно интерпретировать колебательные спектры. Поэтому нахождение силового поля для зависимого набора координат на основании матрицы силовых постоянных для независимого набора является весьма актуальной задачей.

Обозначая матрицу силовых постоянных для зависимого набора естественных координат через \mathbf{K} , а соответствующую матрицу для независимого набора через \mathbf{k} , можно утверждать, что если известна \mathbf{K} , то матрица \mathbf{k} может быть всегда найдена однозначно, как только определена матрица \mathbf{A} , выражающая зависимый набор естественных координат ($\|\mathbf{Q}\|$) через независимый ($\|\mathbf{q}\|$)¹. Для решения обратной задачи попробуем воспользоваться псевдообратной матрицей \mathbf{A}^{-1} . Пусть

$$\|\mathbf{Q}\| = \mathbf{A}\|\mathbf{q}\|. \quad (1)$$

Как известно, прямоугольная и псевдообратная к ней матрицы связаны соотношениями вида:

$$\mathbf{A}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{A} = \mathbf{A}, \quad (2)$$

$$\mathbf{A}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{A}^{-1} = \mathbf{A}^{-1}. \quad (3)$$

Проследим за преобразованием квадратичной формы потенциальной энергии. Заметим, что

$$\|\tilde{\mathbf{Q}}\| = \|\tilde{\mathbf{q}}\|\tilde{\mathbf{A}}. \quad (4)$$

Предположим также, что верно:

$$\|\mathbf{q}\| = \mathbf{A}^{-1}\|\mathbf{Q}\|, \quad (5)$$

$$\|\tilde{\mathbf{q}}\| = \|\tilde{\mathbf{Q}}\|\tilde{\mathbf{A}}^{-1}. \quad (6)$$

Тогда:

$$\|\tilde{\mathbf{q}}\|\mathbf{k}\|\mathbf{q}\| = \|\tilde{\mathbf{Q}}\|\tilde{\mathbf{A}}^{-1}\mathbf{k}\mathbf{A}^{-1}\|\mathbf{Q}\| = \|\tilde{\mathbf{q}}\|\tilde{\mathbf{A}}\tilde{\mathbf{A}}^{-1}\mathbf{k}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{A}\|\mathbf{q}\|. \quad (7)$$

То есть должно быть верно:

$$\mathbf{k} = \tilde{\mathbf{A}}\tilde{\mathbf{A}}^{-1}\mathbf{k}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{A}. \quad (8)$$

Это действительно верно, так как с учетом (2) и (3):

$$\tilde{\mathbf{A}}^{-1}\mathbf{k}\mathbf{A}^{-1} = \tilde{\mathbf{A}}^{-1}\tilde{\mathbf{A}}\tilde{\mathbf{A}}^{-1}\mathbf{k}\mathbf{A}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{A}^{-1} = \tilde{\mathbf{A}}^{-1}\mathbf{k}\mathbf{A}^{-1}. \quad (9)$$

Вместе с тем, для того, чтобы (5) и (6) были верны, необходимо чтобы выполнялось:

$$\mathbf{A}^{-1}\mathbf{A} = \mathbf{E} = \tilde{\mathbf{A}}\tilde{\mathbf{A}}^{-1}. \quad (10)$$

Однако условие (10) не всегда является верным для прямоугольной матрицы. Следовательно, выполнение уравнения (10) является необходимым условием преобразования силового поля от независимого набора колебательных координат к зависимому.

Приемлемость данного подхода была апробирована на молекуле этилена (рис.1).

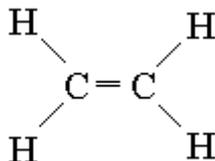


Рис.1. Молекула этилена

Неэмпирическое силовое поле с использованием независимого набора из 12 естественных координат и частоты нормальных колебаний для этой молекулы

рассчитывались с помощью квантово-химической программы GAMESS². Значения силовых постоянных затем пересчитывались из мдн/А и мдн/рад в см⁻² как это требуется в программе по расчету нормальных колебаний молекул.³ Силовое поле и параметры геометрии молекулы из расчетов по программе² использовались в качестве исходных данных для расчета нормальных колебаний по программе³, при этом результаты расчетов частот и форм колебаний во втором случае полностью воспроизводят результаты квантово-химических расчетов.

Зависимый набор молекулы этилена, отражающий ее симметрию, содержит 14 естественных координат. В независимый набор, однако, не может быть включено более 12 естественных координат. Две координаты из зависимого набора должны представлять собой линейную комбинацию двенадцати независимых. Полную связь между зависимым и независимым наборами координат определяет матрица **A** (14,12). С помощью пакета Математика 5 была найдена псевдообратная матрица **A**⁻¹ (12,14). Кроме того, было установлено, что эти матрицы удовлетворяют соотношению (10).

Согласно выше изложенному матрица может быть найдена из уравнения:

$$\mathbf{K} = \tilde{\mathbf{A}}^{-1} \mathbf{k} \mathbf{A}^{-1}. \quad (11)$$

Рассчитанное силовое поле соответствует молекулярной симметрии, а значения некоторых его элементов в см⁻² приведены в таблице 1.

Таблица 1

	НСН	ССН	С-Н	С-С	НССН
НСН	0.486	-0.243	0.085	-0.298	0
ССН	-0.243	0.55	-0.164	0.149	0
С-Н	0.085	-0.164	9.471	0.114	0
С-С	-0.298	-0.164	0.114	17.321	0
НССН	0	0	0	0	0.514

В программе³ при неизменной геометрии молекулы этилена осуществлялся переход к зависимому набору координат, и в качестве силового поля использовалась матрица **K** (14,14). Окончательные результаты расчета нормальных колебаний молекулы этилена и их сравнение с исходными значениями по программе² представлены в таблице 2.

Были рассчитаны также матрицы **A** и **A**⁻¹ для симметричной тетраэдрической структуры типа СН₄ и искаженной тетраэдрической структуры типа СН₂Сl₂, а также для молекулы бензола, и установлено, что их произведение удовлетворяет условию (10), что указывает на выполнение необходимых условий для этих молекул, но несомненно требует дальнейшей проверки с помощью прямых вычислений.

Совпадение результатов расчетов колебательных спектров в случае молекулы этилена свидетельствует о принципиальной возможности нахождения силового поля молекулы для зависимого набора координат из силового поля, рассчитанного для независимого набора, и последующего перенесения его на более сложные молекулы. Очевидно, что восстановленное таким образом поле не является единственно возможным, однако принципиально важно, что оно позволяет правильно воспроизводить значения частот и вид форм нормальных колебаний.

Таблица 2

№	Данные расчетов GAMESS (см ⁻¹)	Данные расчетов ³ (см ⁻¹)
1	3379.8	3380
2	3348.2	3348
3	3298.8	3299

4	3275.5	3275
5	1812.7	1812
6	1620.5	1620
7	1492.7	1493
8	1364.6	1365
9	1146.5	1146
10	1138.9	1139
11	1107	1107
12	919	919

1. Г.А. Пицевич, И.П. Зятыков, *Журн. прикл. спектр.*, **58**, №1-2, 70-76, (1993).
2. <http://www.msg.ameslab.gov/GAMESS/GAMESS.html>.
3. В.В. Сивчик, К.М. Грушецкий, *Журн. прикл. спектр.*, **19**, №3, 317-319, (1973).

ГЕТЕРОАНИГИЛЯЦИЯ ТРИПЛЕТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЭОЗИНА И АНТРАЦЕНА, АДСОРБИРОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНЕЗЕМА

Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Смагулов Ж.К.

Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова,
Караганда, Казахстан

Представлены результаты исследования переноса энергии от триплетных молекул эозина к молекулам антрацена в наноразмерных порах силохрома С-80. Показано, что в поверхностных порах кремнезема наблюдается гетероанигиляция триплетных возбуждений эозина и антрацена.

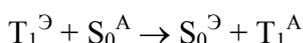
Процессы безызлучательного переноса энергии по индуктивно-резонансному и обменно-резонансному механизмам в однородных средах хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально и подробно изложены в научной литературе^{1,2}. Менее изученной является ситуация, когда электронно-возбужденные состояния, участвующие в процессе обмена энергией, созданы в системах с ограниченной геометрией ((restricted geometry). К ним относятся пористые матрицы, коллоидные растворы, мицеллы, пленки Ленгмюра-Блоджетт, наночастицы. Общим для них является то, что объем пространства, в котором протекает реакция сопоставим с размерами реагентов и кинетика фотореакций в таких системах не описывается классическими уравнениями формальной кинетики. В настоящее время в связи с развитием нанотехнологии обострился интерес к фотопроцессам в вышеуказанных нанодисперсных средах.

В настоящей работе приведены результаты исследования триплет-триплетного переноса энергии от триплетных молекул эозина к молекулам антрацена в наноразмерных порах кремнезема (силохром С-80). Адсорбция молекул эозина на поверхности кремнезема проводилась из водных растворов, а адсорбция молекул антрацена на поверхности окрашенного силохрома проводилась из растворов хлороформа. Концентрация адсорбатов на поверхности оценивалась по изменению оптической плотности растворов.

Измерения спектральных и кинетических характеристик свечения проводилось на установке с регистрацией в режиме счета фотонов. Фотовозбуждение исследуемых

образцов осуществлялось импульсным лазером LCS-DTL-374QT ($\lambda_{\text{ген}}=532$ нм, $E=20$ мкДж, $\tau=7$ нс). Величина магнитного эффекта оценивалась по относительному изменению интенсивности замедленной флуоресценции (ЗФ) в магнитном поле и в отсутствие поля.

При фотовозбуждении кремнезема с сорбированными молекулами эозина на поверхности наблюдалась длительная люминесценция с характерным спектром эозина в конденсированных средах, состоящая из полосы ЗФ ($\lambda_{\text{max}}=560$ нм) и фосфоресценции ($\lambda_{\text{max}}=680$ нм). При добавлении молекул антрацена наряду со свечением эозина наблюдалась полоса аннигиляционной замедленной флуоресценции антрацена. Образование триплетных молекул антрацена осуществлялось в результате триплет-триплетного переноса энергии от молекул эозина к антрацену:



Зависимости интенсивности ЗФ эозина от концентрации антрацена показаны на рисунке 1. Интенсивность замедленной флуоресценции эозина от концентрации антрацена от 10^{-5} моль/нм² до 10^{-2} моль/нм² зависит нелинейно. В указанных пределах наблюдается рост, максимального значения, которое является времязависящим. С увеличением времени регистрации наблюдаемая динамика роста уменьшается. Максимальное значение для времен 10 мкс и 20 мкс приходится на концентрацию 10^{-3} моль/ нм². Наблюдаемое увеличение интенсивности ЗФ эозина связано процессом гетероаннигиляции триплетных молекул эозина и молекул антрацена, образовавшихся в порах кремнезема:

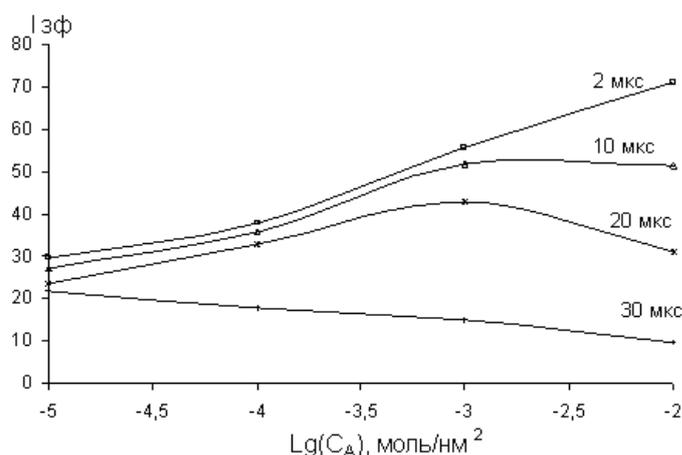
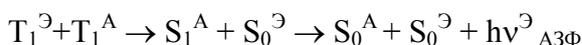


Рис. 1. Влияние концентрации антрацена на ЗФ эозина на поверхности кремнезема

Изучено влияние магнитного поля на гетероаннигиляцию молекул антрацена и молекул эозина. Известно, что магниточувствительной является стадия превращения пары триплетов по синглетному каналу^{3,4}.

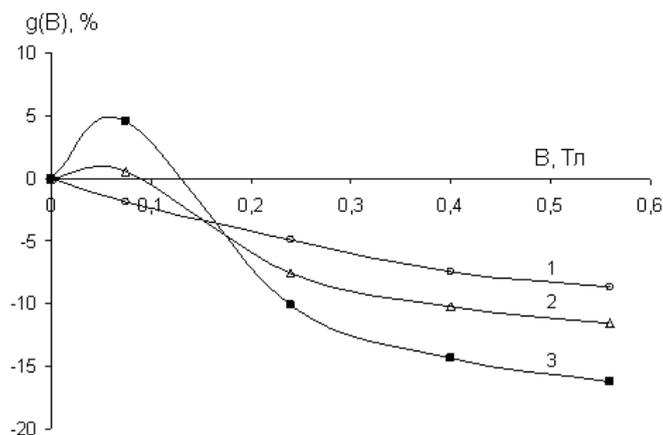


Рис. 2. Влияние магнитного поля на ЗФ эозина (кривая 1), сенсibilизованную АЗФ (кривая 2) и АЗФ антрацена при прямом возбуждении (кривая 3)

На рисунке 2 показано влияние магнитного поля на интенсивность ЗФ эозина (кривая 1 $\lambda_{\text{рег}}=560\text{нм}$), сенсibilизованную ЗФ антрацена (кривая 2, $\lambda_{\text{рег}}=420\text{нм}$), на аннигиляционную ЗФ (АЗФ, $\lambda_{\text{рег}}=420\text{нм}$) антрацена при прямом возбуждении при $T=90\text{ К}$.

Время измерения мгновенной амплитуды сигнала, по которой проводилась оценка магнитного эффекта, составляла 2 мкс от начала возбуждения.

Для АЗФ антрацена полученная зависимость является типичной для его кристаллов⁴. Количественное различие магнитного эффекта при прямом (кривая 3) и сенсibilизованном (кривая 2) заселении триплетных состояний следует отнести к неодинаковой начальной концентрации триплетных экситонов. В случае ЗФ эозина (кривая 1) наблюдается монотонное уменьшение интенсивности свечения с ростом напряженности магнитного поля. Максимальный отрицательный магнитный эффект составляет 8%.

Проведенные исследования показывают, что в поверхностных порах кремнезема наблюдается обменно-резонансный триплет-триплетный перенос энергии между адсорбатами эозина и антрацена, в результате которого происходит генерация триплетных состояний антрацена. В начальные моменты времени после лазерного возбуждения, когда еще концентрация триплетных возбуждений реагентов достаточно велика, наблюдается аннигиляция триплетов донора и акцептора. Наряду с этим гибель триплетов антрацена осуществляется и в результате собственной аннигиляции. Модуляция внешним магнитным полем константы скорости триплет-триплетной аннигиляции антрацена на поверхности кремнезема показала, что наблюдаемая зависимость по форме близка к аналогичной зависимости в кристаллическом антрацене⁴. Для гетероаннигиляционной ЗФ эозина наблюдается магнитный эффект по модели Аткинса-Эванса³.

1. В.Л. Ермолаев, Е.Н. Бодунов, Е.Б. Свешникова, Т.А. Шахвердов, Безызлуч. пер. эн. эл. возб., 311, (1977).
2. В.М. Агранович, М.Д. Галанин, Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных среда., 384, (1978).
3. P.W. Atkins., G. T. Evans, *Molecular Physics*. **29**, 3, 921–935, (1975).
4. R.E. Merrifield, *J. Chem. Phys.*, **48**, 9, 4318–4319, (1968).

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЗАМЕДЛЕННУЮ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЮ КУМАРИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ

Афанасьев Д.А., Ибраев Н.Х.

Карагандинский государственный университет, Караганда, Казахстан

Приведены результаты исследования влияния температуры и магнитного поля на замедленную флуоресценцию смешанных ленгмюровских пленок молекул 7-децилокси-3(4'-этоксифенил)-кумарина и пальмитиновой кислоты. Установлена анизотропия интенсивности свечения от напряженности магнитного поля.

В настоящее время в связи с развитием нанотехнологий обострился интерес к фотопроцессам в нанодисперсных средах. В малых пространственных областях таких систем возможно формирование нетрадиционных кинетических режимов для молекулярных реакций. Реакция спин-селективной триплет-триплетной аннигиляции (ТТА), протекающая по обменно-резонансному механизму на расстояниях 1–10 нм между реагентами, и модуляция ее скорости магнитным полем могут быть использованы в качестве чувствительного инструмента для зондирования особенностей строения наноструктур и специфики контактирования партнеров по реакции в дисперсных системах нанометрового масштаба.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования свойств длительной люминесценции ЛБ пленок кумаринового красителя – 7-децилокси-3(4'-этоксифенил)-кумарина. Смешанные тонкие пленки были получены по технологии ЛБ. Концентрация молекул красителя составляла 33 моль%. Перенос пленок с поверхности раздела вода-воздух на твердую поверхность осуществлялся методом вертикального лифта. В качестве подложек использовались пластины из нелюминесцирующего кварца. Число слоев было равно 10.

Фотовозбуждение образцов производилось третьей гармоникой неодимового лазера LCS-DTL-374QT ($\lambda_{ген} = 355$ нм, $\tau = 7$ нс, $E = 5$ мкДж). Измерения спектрально-кинетических характеристик осуществлялись в режиме счета фотонов на установке, регистрирующую часть которой составляет ФЭУ с электронным отпиранием Н7421, дискриминатор С8744 и электронная плата счета импульсов М8784. Регистрация интенсивности (I) свечения производилась через 10 мкс после выключения возбуждающего света, температура пленок варьировалась в диапазоне температур $T=100-280$ К, напряженность внешнего магнитного поля - в диапазоне $H= 0-0,47$ Тл. Для проведения измерений при разных температурах исследуемый образец помещался в вакуумируемый оптический криостат. Контроль температуры производился при помощи медь-константановой термопары.

Величина магнитного эффекта (МЭ) оценивалась по относительному изменению интенсивности свечения в магнитном поле (МП) и в отсутствие поля.

Для определения зависимости величины $g(B)$ от ориентации ЛБ пленки производились измерения МЭ при поворотах подложки относительно вектора магнитной индукции. Первоначально, силовые линии МП были направлены параллельно плоскости подложки. В дальнейшем производился поворот подложки по центральной оси относительно силовых линий.

При фотовозбуждении ЛБ пленки кумаринового красителя при $T=100$ К наблюдалось длительное свечение, спектрально совпадающее с полосой обычной флуоресценции пленки. Максимум спектра приходится на 460 нм. Кинетика затухания свечения ($\lambda_{\delta\delta\bar{a}} = 460$ нм) имеет не экспоненциальный вид (рисунок 1). Температурные измерения в диапазоне от 90 до 170 К показали, что интенсивность свечения имеет максимум в области $T=105-110$ К.

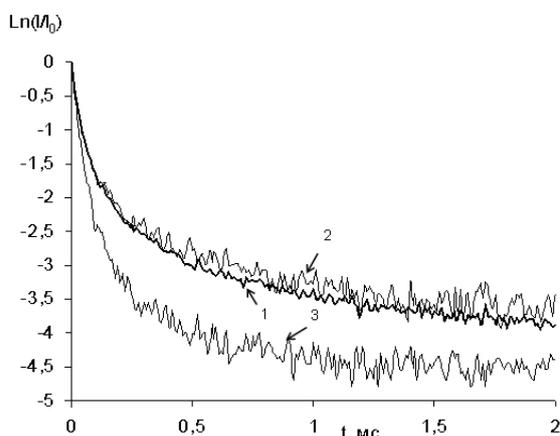


Рис. 1. Кинетика затухания ЗФ пленки кумарина при разных температурах: 1– 100 К, 2 – 110 К, 3 – 150 К

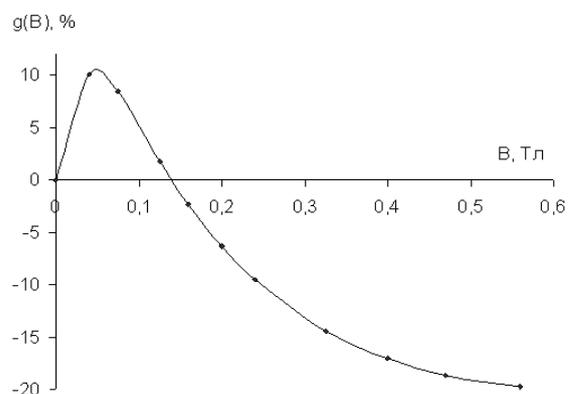


Рис. 2. Магнитный эффект $g(B)$ от величины индукции поля при повороте поверхности пленки на 40 град. против часовой стрелки

Результаты измерения величины магнитного эффекта представлены на рисунке 2. В области малых полей (до 0,16 Тл) наблюдается положительный эффект, а дальнейшее увеличение магнитной индукции сопровождается плавным падением интенсивности свечения. Наблюдаемая зависимость является характерным для молекулярных кристаллов ароматических молекул и свидетельствует об анизотропии пространственной ориентации молекул в ЛБ пленке.

Анализ спектральных и кинетических данных длительной люминесценции, а также магниточувствительность свечения свидетельствует о том, что наблюдаемая длительная люминесценция возникает в результате аннигиляции триплетных возбуждений.

Измерения зависимости магнитного эффекта от угла поворота пленки относительно вектора магнитной индукции показали наличие провалов на этих кривых, что является характерным для органических кристаллов.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА РАСТВОРИТЕЛЯ НА СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФЛУОРСЕЦЕНИИ ПРОИЗВОДНЫХ 1,3,4-ОКСАДИАЗОЛА

Буренкова Т.А.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Исследованы зависимости степени поляризации флуоресценции производных 1,3,4-оксадиазола от состава смеси маловязких растворителей. Полученные данные проанализированы в рамках теории вращательной деполяризации.

Особенностью флуоресценции производных 1,3,4-оксадиазола является малая длительность возбужденного состояния ($\sim 1.5 \cdot 10^{-9}$ с) при сравнительно высоких значениях квантового выхода ($0.7-0.8$)^{1,2}, что позволяет исследовать анизотропию флуоресценции органических соединений в маловязких растворителях и их смесях. Изучение поляризации испускания дает дополнительную информацию не только о структуре и свойствах флуоресцирующего центра, но и об особенностях состава сольватных оболочек и микровязкости растворителя.

В данной работе представлены результаты исследования степени поляризации флуоресценции следующих производных 1,3,4-оксадиазола:

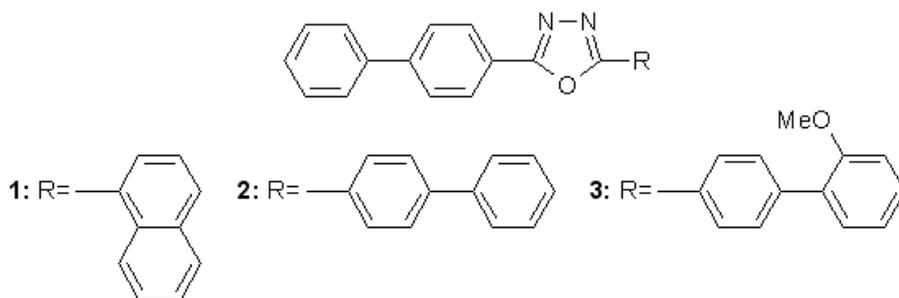


Рис. 1. Структурные формулы исследуемых соединений

Зависимости спектрального положения полосы флуоресценции данных соединений от состава растворителя показывают, что в возбужденном состоянии дипольный момент молекулы выше, чем в основном. Однако в целом спектральные сдвиги относительно невелики (~ 15 нм, или 1400 cm^{-1}), что обусловлено отсутствием сильнополярных заместителей в структуре молекул. Это также приводит к тому, что для соединений **1**, **2** и **3** в таких бинарных растворителях, как этанол-гексан, этанол-толуол, можно считать с большой степенью точности, что состав ближайшего окружения примесного центра незначительно отличается от макроскопического, т. е. влияние избирательной сольватации на спектральные характеристики несущественно³. Это значительно упрощает анализ данных по зависимостям степени поляризации флуоресценции в бинарных растворителях.

На поляризацию люминесценции растворов органических соединений значительное влияние оказывает такой фактор, как броуновское вращательное движение молекул активатора, который приводит к уменьшению значений степени поляризации. Рассмотрение связи между величиной вращательной деполяризации и свойствами люминесцирующих молекул и молекул растворителя нашло отражение в теории, развитой Левшиным и Перреном⁴. Согласно ей уменьшение вязкости растворителя и увеличение времени жизни в возбужденном состоянии должно приводить к закономерному уменьшению степени поляризации флуоресценции.

В смесях гексан-этанол, толуол-этанол, толуол-ацетонитрил для соединения **1** наблюдается монотонное увеличение времени жизни возбужденного состояния от $1,30$ нс до $1,65$ нс. Однако, более существенным в определении численного значения степени поляризации (рис. 2) является изменение вязкости бинарных растворителей с изменением их состава. Кривые зависимостей степени поляризации флуоресценции аналогичны кривым, полученным для вязкостей исследуемых систем растворителей⁵. Так, для смеси этанол-толуол минимум степени поляризации флуоресценции реализуется примерно при том же составе смеси, что и минимум вязкости ($n_{eth}=0.2$). Этот эффект объясняется разрушением упорядоченных структур внутри жидкости, ослаблением водородных связей между молекулами этанола.

В целом, в бинарных растворителях гексан-этанол, толуол-этанол, толуол-ацетонитрил характер зависимости поляризации флуоресценции малополярных производных 1,3,4-оксадиазола отражает изменение вязкости системы при изменении молярной доли одного из компонентов. Ситуация может усложняться в бинарных растворителях, между компонентами которого существует возможность образования водородных связей. В данной работе исследованы следующие смеси, удовлетворяющие данному требованию: 2-пропанол-вода, 2-пропанол-глицерин, глицерин-вода, диоксан-вода.

В бинарном растворителе 2-пропанол-глицерин наблюдается монотонное увеличение степени поляризации флуоресценции соединения **1** от 7.5% в изопропиловом спирте до 40% в глицерине. Несмотря на рост времени жизни в возбужденном состоянии от 1.5 до 2.0 нс, очевидно, что в данном случае преобладающим фактором над всеми остальными является значительное увеличение вязкости бинарного растворителя при переходе к глицерину. Аналогичной является зависимость степени поляризации флуоресценции исследуемых соединений в бинарном растворителе глицерин-вода.

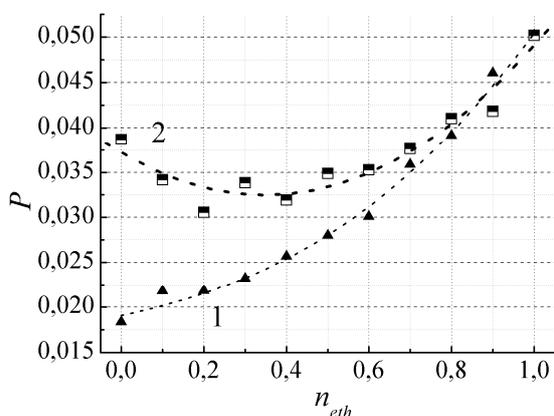


Рис. 2. Зависимость степени поляризации флуоресценции соединения **1** от молярной доли этанола в бинарных растворителях гексан-этанол (1) и толуол-этанол (2)

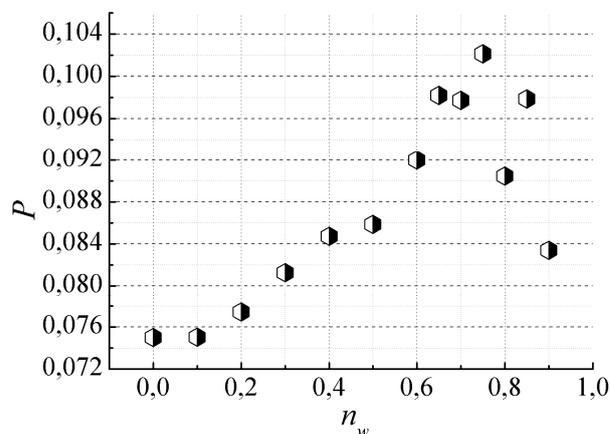


Рис. 3. Зависимость степени поляризации флуоресценции соединения **1** от молярной доли воды в бинарном растворителе 2-пропанол-вода

Для бинарного растворителя 2-пропанол-вода для всех исследуемых соединений наблюдается немонотонная зависимость степени поляризации, характеризующаяся максимумом при молярной концентрации воды 0.75 (рис.3). Следует отметить, что вязкость изопропилового спирта примерно в 2.5 раза больше вязкости воды, время жизни в возбужденном состоянии также растет при увеличении содержания воды в растворителе. Все это должно приводить к уменьшению степени поляризации при увеличении молярной доли воды в смеси, что противоречит экспериментальным данным.

Можно предположить, что наличие максимума значения степени поляризации есть следствие образования водородных связей между молекулами воды и 2-пропанола, преимущественно окружающих молекулу исследуемого соединения. Наличие специфического взаимодействия между молекулами компонент растворителя приводит к постепенному увеличению размера сольватной оболочки, ведущей себя как единое целое с флуоресцирующей молекулой относительно вращательного броуновского движения. Объяснение данной зависимости можно также связать с агрегацией молекул 2-пропанола в его водном растворе при молярной доли воды 0,8⁶.

Аналогичная ситуация в характере зависимости степени поляризации флуоресценции наблюдается в бинарном растворителе диоксан-вода при постепенном увеличении молярной доли воды в смеси. Максимум значения степени поляризации реализуется при молярной концентрации воды, примерно равной 0.3. Так как молекулы диоксана способны образовывать менее прочные водородные связи с молекулами воды по сравнению со спиртами, максимальные размеры сольватной оболочки и, соответственно, максимум степени поляризации флуоресценции будут наблюдаться при меньшем содержании воды в растворителе.

1. Обухов А. Л. Дис... канд. физ-мат. наук. Мн.: БГУ, 1992.
2. Красовицкий Б. М., Болотин Б. М. Органические люминофоры. М.: Химия, 1984. 336 с.
3. Буренкова Т. А., Сенюк М. А. *Журн. прикл. спектр.*, **75**, № 2, 177-181, (2008).
4. Гайсенек В. А., Саржевский А. М. Анизотропия поглощения и люминесценции многоатомных молекул. Мн.: изд-во «Университетское», 1986. 320 с.
5. С. К. Zeberg-Mikkelsen, A. Baylaucq, G. Watson, C. Boned. *Int. J. Thermophys.*, **26**, №5, 1289-1302, (2005).
6. Perera, F. Sokolic, L. Almasy, Y. Koga. *J. Chem. Phys.*, **124**, №12, 124515, (2006).

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИБРИДНЫХ ПЛЕНОК КСАНТЕНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ И АМФИФИЛЬНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Смагулов Ж.К.

Карагандинский государственный университет, Караганда, Казахстан

Приведены результаты исследования концентрационной зависимости спектров поглощения и флуоресценции смешанных ленгмюровских пленок амфифильных полимеров, допированных молекулами ксантеновых красителей.

Исследование твердых слоев красителей, особенно тонких пленок, становится все более актуальным, в связи с интенсивным развитием в настоящее время оптоэлектроники, которая решает вопросы преобразования, обработки и передачи оптических сигналов в тонких пленках органических полупроводников.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования спектральных и люминесцентных свойств гибридных пленок ксантеновых красителей и амфифильных полимеров – сополимер N,N-диаллил-N-октадециламина и малеиновой кислоты (ПДАМ) и поли[карбоксиэтил-3(додецил)аминокротонат] (аминокротонат).

Смешанные тонкие пленки были получены по технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ). Перенос пленок с поверхности раздела вода-воздух на твердую поверхность осуществлялся методом вертикального лифта. В качестве подложек использовались пластины из нелюминесцирующего кварца. Число слоев было равно 20.

В спектре поглощения ЛБ пленок децилового эфира родамина С (ДЭРС) и ПДАМ наблюдаются две полосы. Наиболее интенсивная полоса ($\lambda_{\max} = 565$ нм) при концентрациях 10, 20, 33 моль% смещена в длинноволновую область спектра по сравнению с полосой поглощения молекул красителя в этанольном растворе ($\lambda_{\max} = 555$

нм). Слабоинтенсивные полосы ($\lambda_{\max} = 520$ нм, 525 нм, 528 нм) при тех же концентрациях), проявляющиеся как плечо на кривой поглощения, расположены с коротковолновой стороны основной полосы. При увеличении концентрации люминофора от 10 до 33 моль%, наблюдается рост оптической плотности поглощения ЛБ пленок красителя. При концентрации 50 моль % происходит небольшой батохромный сдвиг спектра поглощения пленки ДЭРС. Наиболее интенсивная полоса расположена на $\lambda_{\max} = 570$ нм, а малоинтенсивная полоса $\lambda_{\max} = 529$ нм. Кроме того, увеличивается и соотношение между интенсивностями длинно- и коротковолновой полос.

Возбуждение флуоресценции ЛБ пленок красителя проводилось на длине волны 550 нм. При увеличении концентрации красителя происходит небольшой сдвиг спектров флуоресценции в длинноволновую область. Например, для концентраций 10 моль% – $\lambda^f_{\max} = 605$ нм, 20 моль% – $\lambda^f_{\max} = 610$ нм, 33 моль% – $\lambda^f_{\max} = 613$ нм, 50 моль% – $\lambda^f_{\max} = 516$ нм. Наиболее интенсивно светится ЛБ пленка с содержанием молекул люминофора 20 моль%. Дальнейшее увеличение концентрации приводит к уменьшению флуоресценции, что явно указывает на процессы агрегации. В данном случае тушение свечения может быть обусловлено переносом энергии возбуждения на нефлуоресцирующие агрегаты, служащих ловушками энергии, а также агрегатами, не обладающих люминесцентной способностью. Длинноволновый сдвиг максимума спектра флуоресценции, а также увеличение полуширины полос поглощения и флуоресценции свидетельствует об образовании димеров в пленке

Изучены спектры поглощения смешанных ЛБ пленок децилового эфира родамина С (ДЭРС) и аминокротоната в зависимости от концентрации красителя. В спектре поглощения наблюдается интенсивная полоса с максимумом на $\lambda_{\max} = 570$ нм при концентрациях 10, 20 и 33 моль% красителя. Коротковолновая полоса проявляется как плечо с $\lambda_{\max} = 515$ нм на кривой поглощения. При концентрации 50 моль% наиболее интенсивная полоса с $\lambda_{\max} = 560$ нм, а слабоинтенсивная полоса имеет максимум при $\lambda_{\max} = 510$ нм.

Возбуждение флуоресценции ЛБ пленок красителя проводилась на длине волны 550 нм. При увеличении концентрации красителя происходит небольшой сдвиг спектров флуоресценции в коротковолновую область. Например, для концентраций 10 и 20 моль % $\lambda^f_{\max} = 610$ нм, при 33 моль % $\lambda^f_{\max} = 607$ нм, при 50 моль % $\lambda^f_{\max} = 604$ нм. Интенсивность свечения возрастает с увеличением содержания молекул люминофора в пленке. К тому же спектр флуоресценции с максимальной концентрацией красителя уширен по сравнению с остальными спектрами. Наблюдаемое поведение спектров говорит о том, что в пленках образуются димеры типа «сэндвич».

В спектре поглощения ЛБ пленок децилового эфира флуоресцеина (ДФ) и ПДАМ наблюдается две полосы. Наиболее интенсивная полоса ($\lambda_{\max} = 543$ нм) при концентрации 50 моль% смещена в длинноволновую область спектра по сравнению с полосой поглощения молекул красителя в этанольном растворе ($\lambda_{\max} = 505$ нм). Менее интенсивная полоса для пленки 50 моль % имеет максимум при $\lambda_{\max} = 498$ нм. При концентрации 33 моль % максимум наиболее интенсивной полоса расположен на

$\lambda_{\max} = 539$ нм Для пленок с концентрацией красителя 20 моль% и 10 моль% максимумы полос приходятся на длины волн 537 нм и 530 нм соответственно.

Возбуждение флуоресценции ЛБ пленок красителя проводилась при длине волны 490 нм. С ростом концентрации красителя сдвига максимумов флуоресценции и появления новых полос в спектре не наблюдалось. Максимальное значение интенсивности приходится на $\lambda_{\max}^f = 577$ нм. Наибольший выход свечения имеет пленка с концентрацией ДЭФ равной 33 моль %. При 50 моль % красителя интенсивность флуоресценции падает

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА РАСТВОРОВ КУМАРИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

**Смагулов Ж.К., Селиверстова Е.В., Жармаганбетова Н.Ж.,
Алексеева В.И. *, Маринина Л.Е. *, Саввина Л.П. ***

Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова,
Караганда, Казахстан

* ФГУП «Государственный научный центр «НИОПИК»,
Москва, Россия

Исследованы спектрально-люминесцентные свойства кумариновых красителей в спиртовых растворах и бинарных водно-спиртовых смесях. Установлено, что спектры поглощения спиртовых растворов состоят из двух перекрывающихся полос. В бинарных смесях происходят процессы агрегации молекул, приводящие к изменению спектральных свойств.

Изучение фотофизических процессов, происходящих в ансамблях сложных органических соединений, является одной из важнейших задач современной молекулярной физики, оптики и спектроскопии. Интерес к исследованию спектрально-люминесцентных свойств кумариновых красителей прежде всего связан с их использованием в качестве активных сред в перестраиваемых лазерах на красителях. Для разработки технологии наноразмерных оптически активных функциональных элементов на основе органических молекул необходимо установление закономерностей между химическим строением молекул и их фотофизическими и фотохимическими свойствами.

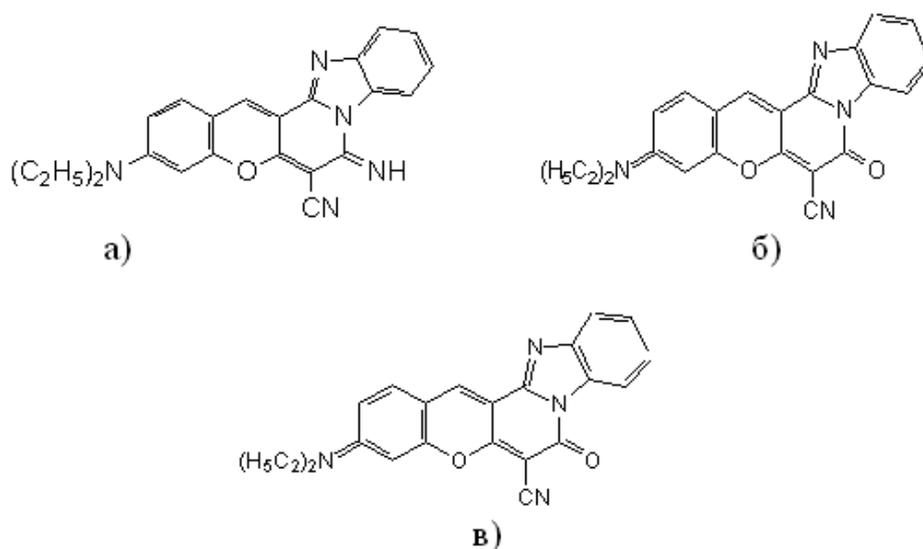


Рис. 1. Химические структуры кумариновых красителей хромена-3 (а), хромена-7 (б) и хромена-13 (в)

В настоящей работе приведены результаты исследования спектрально-люминесцентных свойств кумариновых красителей хромена-7 (3-диэтиламино-7-имино-6,14-дициано-7Н-хромено[3',2'-3,4]-пиридо[1,2а]бензимидазол), хромена-13 (3-Диэтиламино-7-оксо-7Н-хромено[3',2'-3,4]-пиридо[1,2а]бензимидазол-6-карбонитрил) и хромена-3 (3-диэтиламино-7-имино-7Н-хромен[3',2'-3,4]пиридо[1,2-а]-бензимидазол-6-карбонитрил) в этиловом спирте и в бинарных смесях этанол-вода. Химические формулы красителей приведены на рисунке 1.

Концентрация красителя в этанольном растворе была равна 10^{-5} моль/л. Содержание воды в бинарных смесях варьировалось от 10 до 80%. Спектры поглощения измерялись на универсальном спектрально-вычислительном комплексе КСВУ-23, а спектры флуоресценции на автоматизированном спектрофлуориметре.

Спектры поглощения спиртовых растворов красителей состоят из двух перекрывающихся полос. Спектры флуоресценции растворов хромена-3 и хромена-13 красителей состоят из интенсивной коротковолновой и слабоинтенсивной длинноволновой полос. Наличие двух полос связано с экситонным или резонансным взаимодействием хромофоров, входящих в структуру молекул^{1,2}. В спектре флуоресценции хромена-7 наблюдается только одна полоса. Спектральные характеристики спектров поглощения и флуоресценции спиртовых растворов кумариновых красителей представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры спектров поглощения и флуоресценции спиртовых растворов кумариновых красителей

Краситель	$\lambda_{\text{макс}}^{\text{погл}}$, нм		$\varepsilon_{\text{макс}}$, моль ⁻¹ л см ⁻¹		f		$\lambda_{\text{макс}}^{\text{фл}}$, нм	
	КВ	ДВ	КВ	ДВ	КВ	ДВ	КВ	ДВ
хромен-3	515	550	3890	5330	0,075	0,078	575	630
хромен-7	585	625	2274	2557	0,045	0,04	695	
хромен-13	515	545	4120	5310	0,089	0,086	570	630

При исследовании спектрально-люминесцентных характеристик растворов красителей хромен-13 и хромен-7 в бинарных смесях было выяснено, что увеличение объемной доли воды в растворе приводит к смещению максимумов как спектров

поглощения, так и спектров флуоресценции растворов в длинноволновую область. Появления новых полос поглощения или флуоресценции при этом зарегистрировано не было. Кроме того, с ростом объемной доли воды в растворах происходило уменьшение и интенсивности свечения растворов, что может быть связано с переносом энергии на не флуоресцирующие агрегаты.

В спектрах поглощения бинарных растворов хромна-3 наблюдался значительный сдвиг в красную область спектра (рисунок 2). При концентрации воды, равной 80 и 90% наблюдается исчезновение коротковолнового максимума и появление новой полосы на 630 нм. Кроме того, спектры поглощения растворов с 90% и 80% содержанием спирта значительно уширены по сравнению со спектрами растворов с меньшим содержанием воды. Увеличивается и поглощательная способность растворов.

Спектры флуоресценции растворов хромна-3 в бинарных смесях испытывают батохромный сдвиг. Вместе с тем, наблюдается уменьшение интенсивности свечения. Возбуждение флуоресценции в длинноволновой полосе поглощения молекул красителя приводит к увеличению интенсивности флуоресценции, а также к уменьшению полуширины полос. Увеличение концентрации воды до 80% в бинарном растворе хромна-3 приводит к появлению новых полос в спектре флуоресценции в длинноволновой части спектра.

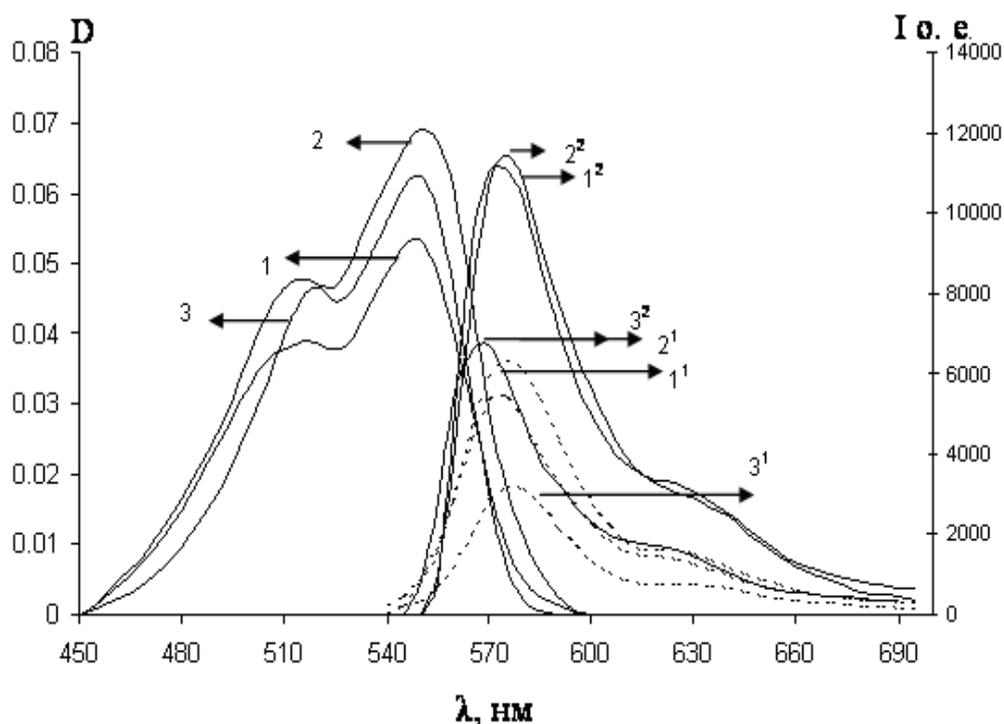


Рис. 2. Спектры поглощения (1, 2, 3) и флуоресценции (1^1 , $2^1, 3^1$, 1^2 , $2^2, 3^2$) хромна-3 в бинарной смеси спирт-вода в следующих соотношениях C_2H_5OH : H_2O : 1 - 100%:0; 2 - 80%:20%; 3 - 60%:40%; 1^1 -100%:0 ($\lambda_{\text{возб}}=505$ нм,); 1^2 -100%:0 ($\lambda_{\text{возб}}=540$ нм); 2^1 -80%:20% ($\lambda_{\text{возб}}=510$ нм); 2^2 -80%:20% ($\lambda_{\text{возб}}=540$ нм); 3^1 -60%:40% ($\lambda_{\text{возб}}=505$ нм); 3^2 -60%:40% ($\lambda_{\text{возб}}=540$ нм)

1. М. Kasha, *Radiation research*, **20**, 53-69, (1963).
2. Ю.Е. Борисевич, *Докл. АН СССР*, **241**, 6, 1359-1362, (1978).

ИЗМЕРЕНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ 1,2-БЕНЗАНТРАЦЕНА, ОХЛАЖДЕННОГО В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

Борисевич Н.А., Дьяченко Г.Г., Петухов В.А., Семенов М.А.

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

Измерены спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции охлажденного в сверхзвуковой струе 1,2-бензантрацена. Рассчитаны частоты плоских колебаний в основном и первом возбужденном синглетных электронных состояниях и интенсивности переходов между ними. На основе расчетов произведена интерпретация экспериментальных спектров.

Спектральные исследования 1,2-бензантрацена представляют интерес в связи с его канцерогенной активностью, наличием в выхлопных газах и, следовательно, необходимостью надежного детектирования. Точечная группа симметрии этой молекулы кроме тождественного преобразования имеет только отражение в плоскости, поэтому все плоские колебания 1,2-бензантрацена в условиях сверхзвуковой струи оптически активны, а для расчета интенсивностей переходов необходимо вычислять 57-мерные интегралы перекрывания.

Измерения спектров возбуждения и флуоресценции струйно-охлажденных молекул 1,2-бензантрацена производилось с помощью автоматизированного лазерного комплекса, подробно описанного в работе ¹. В качестве буферного газа использовался гелий с начальным давлением 2.5 – 3 атм. и начальной температурой $\approx 150 - 155^{\circ}\text{C}$. Оптическое возбуждение осуществлялось с частотой 8 – 10 Гц в 1 см от сопла излучением второй гармоники импульсного перестраиваемого лазера на красителе с шириной линии $\approx 1 - 1.5 \text{ см}^{-1}$. Точность определения частоты возбуждающего излучения составляла $\approx 0.5 \text{ см}^{-1}$. Для уменьшения влияния шумов в каждой точке спектра производилось несколько десятков лазерных вспышек, результаты накапливались в памяти ЭВМ. Измеренные спектры возбуждения и флуоресценции приведены на рисунках 1 и 2.

Для дополнительного уменьшения шумов производилась обработка измеренных спектров с помощью вейвлет-преобразования. Всего было выделено 38 линий в спектре возбуждения и 33 линии в спектре флуоресценции.

Расчет частот колебаний производился с помощью метода MO/M8ST, который работает в приближении валентных сил. Детали метода, этапы построения геометрико-силовой модели молекулы и расчетов частот колебаний и интенсивностей переходов изложены в работе ². Построение геометрико-силовой модели молекулы, расчет частот фундаментальных колебаний и интенсивностей переходов производился с помощью оригинального комплекса программ, который включает модель MO/M8ST и метод расчета многомерных интегралов наложения волновых функций гармонического осциллятора, опубликованный в работе ³. Основные идеи, реализованные в этом комплексе программ, изложены в ⁴. Точечной группой симметрии молекулы 1,2-бензантрацена является C_s , поэтому 57 нормальных колебаний имеют симметрию a' (полносимметричные) и $27 - a''$.

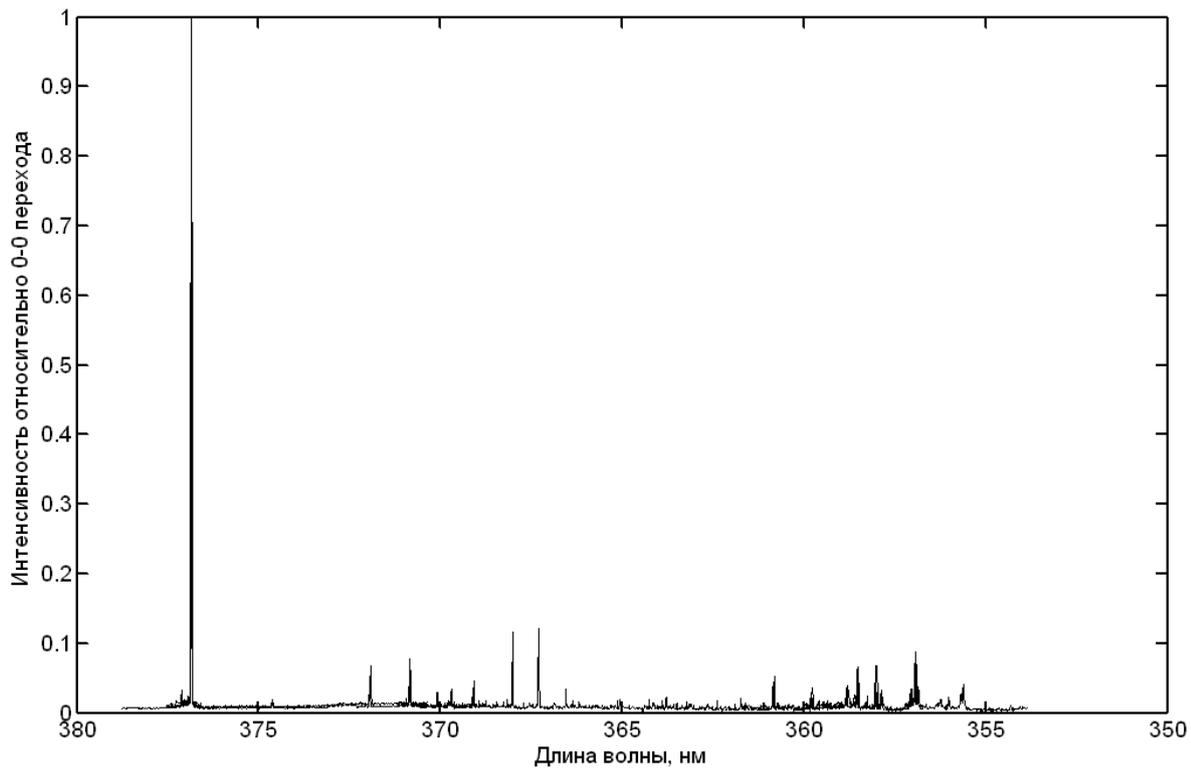


Рис. 1. Спектр возбуждения флуоресценции 1,2-бензантрацена, охлажденного в сверхзвуковой струе (газ носитель – гелий)

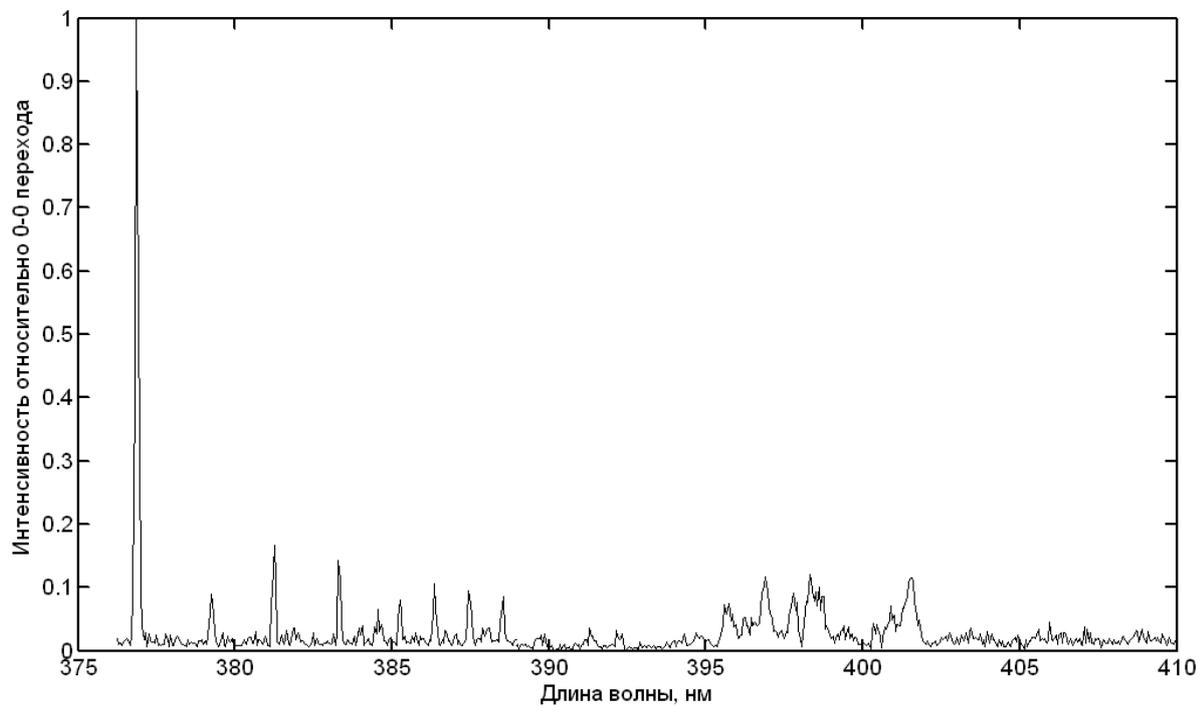


Рис. 2. Спектр флуоресценции 1,2-бензантрацена при возбуждении в 0-0 переход (частота возбуждения 26535 см^{-1} , газ носитель – гелий).

Интенсивность переходов определяется симметрией состояний. В условиях сверхзвуковой струи электронно-колебательные переходы при поглощении света

происходят из полносимметричного нулевого колебательного состояния. При этом в приближении Франка-Кондона возможен переход с возбуждением только полносимметричных колебаний. При возбуждении в 0-0-переход в спектре флуоресценции также активны переходы $a' \rightarrow a'$, поскольку симметрия нулевого колебательного состояния a' . Поэтому мы ограничились рассмотрением колебаний симметрии a' . Самая интенсивная спектральная линия с частотой $26535 \pm 1 \text{ см}^{-1}$ в спектре возбуждения относится, по нашему мнению, к 0-0 переходу. При таком отнесении удается интерпретировать большинство линий в спектрах возбуждения и флуоресценции и положение расчетных линий мало отличается от экспериментальных. Среднеквадратичное отклонение расчетных частот фундаментальных колебаний от экспериментальных значений для отнесенных линий в спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции составило 10 см^{-1} без подгонки параметров модели. Эта точность оказалась достаточной для отнесения большинства линий в экспериментальных спектрах. Следует отметить, что частоты колебаний в возбужденном электронном состоянии в области выше 1400 см^{-1} на несколько десятков обратных сантиметров меньше, чем в основном. В области ниже 1400 см^{-1} частоты колебаний близки. В итоге найдено экспериментальное подтверждение для 33 расчетных частот фундаментальных колебаний в состоянии S_0 и 37 – в состоянии S_1 .

Расчетные относительные интенсивности переходов заметно отличаются от экспериментальных, как правило, в меньшую сторону. Большую величину измеренных интенсивностей по сравнению с расчетными можно объяснить не учтенным в расчетах вибронным взаимодействием с вышележащими электронными состояниями и трудностью определения реальной геометрии молекулы в разных электронных состояниях.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 09-02-01190а.

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, Г.Г. Дьяченко, В.А. Петухов, М.А. Семенов, *Опт. и спектр.*, **105**, № 6, 940-947, (2008).
3. Г.Г. Дьяченко, В.А. Петухов, *Ж. прикл. спектр.*, **68**, № 1, 142–144, (2001).
4. Г.Г. Дьяченко, *Информационно-вычислительные технологии в решении фундаментальных проблем и прикладных научных задач. Сессия ИВТН-2005, М., С. 12*, http://www.ivtn.ru/2005/biomedchem/enter/r_pdf/db05_16.pdf, (2005).

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ИК СПЕКТРОВ ОКСОХЛОРИДОВ УРАНА

Умрейко* Д.С., Шундалов** М.Б., Трубина** О.В.

*НИУ Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко,
Минск, Беларусь

**Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Представлены результаты квантово-химического моделирования колебательных ИК спектров оксохлоридов урана (UO_2Cl , UOCl_2 , UO_2Cl_2). Расчёты выполнялись в приближении ECP LANL2DZ для атома урана и с использованием полноэлектронных базисных наборов и методов DFT для атомов кислорода и хлора (B3LYP/сс-pVDZ).

В соединениях с кислородом уран ведёт себя как многовалентный элемент и образует фазы постоянного и переменного состава, часть которых в обычных условиях неустойчива. Диоксид урана UO_2 , являясь керамическим горючим для ядерных реакторов, обладает высокой коррозионной, радиационной и термической стойкостью, что дает возможность получать в реакторах значительно более высокие температуры, чем при использовании металлического урана. Одной из важнейших областей применения диоксида урана также служит его использование в тепловыводящих элементах современных ядерных реакторов многих типов.

Одними из продуктов взаимодействия диоксида урана, например, с галогенами являются оксохлориды урана (UO_2Cl , UOCl_2 и UO_2Cl_2). Определение спектрально-структурных характеристик оксохлоридов урана для дальнейшего их использования в аналитических целях осуществлялось на основе квантово-химических расчётов.

Расчеты структурных и спектральных характеристик оксохлоридов урана выполнялись при помощи прикладного квантово-химического пакета GAMESS-US¹ в приближении эффективных остовных потенциалов (Effective Core Potentials, ECP) LANL2DZ для атома урана. Описание атомов кислорода и хлора осуществлялось на основе стандартного полноэлектронного базиса сс-pVDZ. ECP и соответствующие базисные наборы были сгенерированы с помощью базы данных². Во всех расчетах был также использован гибридный обменно-корреляционный функционал B3LYP.

Расчитанные спектры мономера и двух димеров диоксомонохлорида урана UO_2Cl приведены на рис. 1 (*а*, *б* и *в*). Димеры UO_2Cl двух различных типов формируются в результате образования межмолекулярной связи $\text{U}\dots\text{O}$ и отличаются взаимной ориентацией атомов хлора. Образование димера может приводить как к длинноволновому сдвигу частоты антисимметричного колебания UO (894 см^{-1} , рис. 1, *в*) относительно положения полосы в мономере (909 см^{-1} , рис. 1, *а*), так и к коротковолновому (920 см^{-1} , рис. 1, *б*). Частота симметричного колебания UO (841 см^{-1} для мономера) испытывает длинноволновое смещение (818 и 797 см^{-1}), при этом из-за существенного искажения структуры одного из входящих в димер мономерных фрагментов интенсивность соответствующей спектральной полосы возрастает на порядок (рис. 1, *в*). Частоты и интенсивности полос поглощения валентных UCl и деформационных колебаний, лежащие в области ниже 300 см^{-1} , при образовании димеров изменяются незначительно.

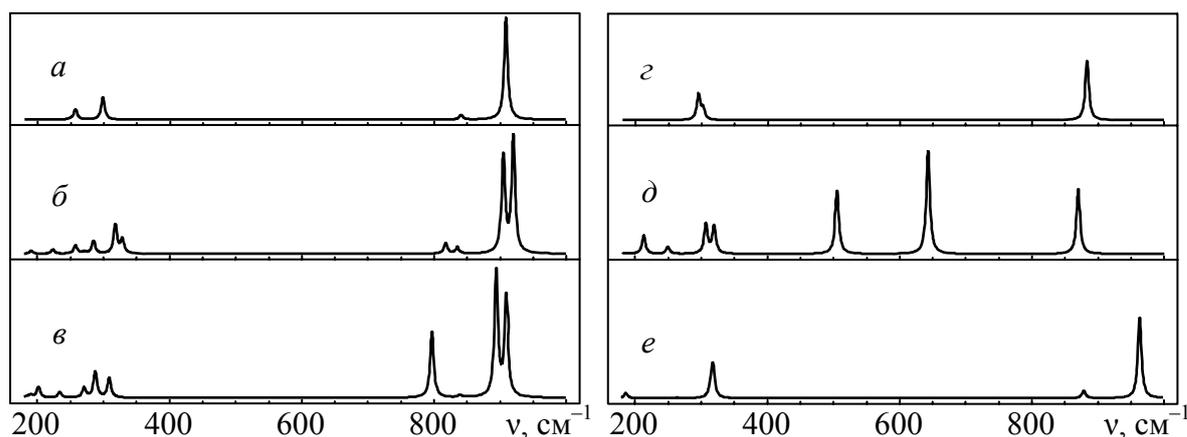


Рис. 1. Рассчитанные ИК спектры поглощения мономера (*a*) и димеров UO_2Cl (*б, в*), мономера (*г*) и димера UOCl_2 (*д*), мономера UO_2Cl_2 (*е*)

В отличие от UO_2Cl , формирование димера оксидхлорида урана UOCl_2 приводит к более существенным изменениям в колебательном спектре (рис. 1, *г* и *д*). Это связано со значительной потерей индивидуальности мономерных фрагментов UOCl_2 при объединении их в димер, представляющий собой, по сути, новую структурную единицу, поскольку межмолекулярная связь в димере UOCl_2 осуществляется не только за счёт мостика $\text{UO}\dots\text{U}$, но и двух связей $\text{Cl}\dots\text{U}$. Образование межмолекулярной связи $\text{U}\dots\text{O}$ и связанное с этим перераспределение электронной плотности от UO к $\text{U}\dots\text{O}$ приводит к значительному длинноволновому сдвигу частоты «связанной» группы UO в димере (642 см^{-1}) относительно положения в спектре мономера (883 см^{-1}). При этом «валентное» колебание $\text{U}\dots\text{O}$ (504 см^{-1} , рис. 1, *д*) имеет заметную интенсивность. Частота «свободной» группы UO также смещается в длинноволновую область (869 см^{-1}).

Рассчитанный ИК спектр диоксидхлорида урана UO_2Cl_2 (рис. 1, *е*) во многом аналогичен спектру мономера UO_2Cl (рис. 1, *а*), причём частоты валентных колебаний UO (964 и 880 см^{-1}) для UO_2Cl_2 лежат в более коротковолновой области.

1. M.W. Schmidt, K.K. Baldridge, J.A. Boatz, S.T. Elbert, M.S. Gordon, J.H. Jensen, S. Koseki, N. Matsunaga, K.A. Nguyen, S.J. Su, T.L. Windus, M. Dupuis, J.A. Montgomery, *J. Comput. Chem.*, **14**, 1347-1363, (1993).
2. <https://bse.pnl.gov/bse/portal>.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ МОЛЕКУЛЫ АММИАКА НА ДЕВИАЦИЮ ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ N-H

Комышан П.Н., Охрименко Б.А.

Киевский национальный университет им. Т. Шевченка, Киев, Украина

Рассмотрено влияние деформации молекулы на девиацию угла химической связи с помощью решения обратной спектральной задачи относительно новым методом «3-N матриц». Полученные данные рассчитанных силовых постоянных связей в молекуле соответствуют результатам рассчитанными другими методами, представленными в литературе.

Угол девиации химической связи – угол отклонения от прямой, проходящей через центры атомов молекулы, к направлению реальной химической связи. Решение обратной спектральной задачи, с которого можно рассчитать угол девиации, методом «3-N матриц» не опирается ни на какую модель силового поля, будь то центрально-силовое поле, будь то чисто модель валентно-силового поля. Метод «3-N матриц» включает в себя сразу оба подхода решения обратной спектральной задачи. Данный метод может быть применен как к свободной молекуле, так и к молекуле в конденсированном состоянии. А также он исключает предварительные предположения о виде силового поля молекулы. Известно, что молекулы под внешним воздействием могут деформироваться. В работе рассматривалась искусственная деформация. Показано, что девиация химической связи N-H молекулы NH₃ зависит от предварительного деформирования. В гармоническом приближении предварительная деформация молекулы аммиака за счет увеличения расстояния от плоскости, содержащей все атомы водорода, до атома азота приводит к тому, что углы девиации связи N-H относительно растяжения и сжатия являются разными. Например, угол девиации связи N-H при ее 20% деформации растяжения увеличивается от 1,8° до 5°, а при деформации сжатия – уменьшается практически до нуля.

Доказано, что в случае использования приближения валентно-силового поля пренебрежение наличием связи N-H приведет к сравнительно небольшой ошибке, потому как соотношение силовых постоянных составляет около 2.

СПЕКТРАЛЬНАЯ И МНОГОУГЛОВАЯ ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА

**Раков М.В., Одарич В.А., Поперенко Л.В., Юргелевич И.В.,
Лендел В.В.**

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев,
Украина

Исследуются тонкие пленки оксида цинка разной толщины. По результатам спектроэллипсометрических измерений и измерений угловых зависимостей эллипсометрических параметров определяются оптические константы пленок, а также уточнённые значения толщин.

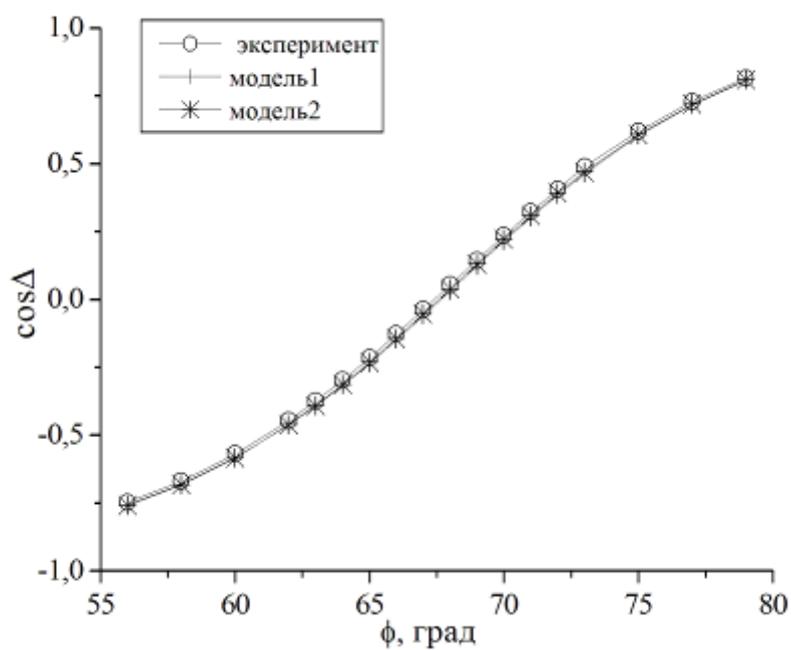
Тонкие пленки оксида цинка были приготовлены методом реактивного магнетронного напыления в режиме постоянного тока. В качестве подложек использовался неокислённый кремний (непосредственно перед напылением подложки были химически протравлены во фторидной кислоте). При напылении образцы нагревались до температур 180-200⁰С, а общее давление реактивной смеси (1/3 объёма кислорода и 2/3 объёма аргона) составляло 8·10⁻³ мм. рт. ст. Оптические свойства тонких пленок ZnO в зависимости от энергии зондирующих фотонов (E=1-4 эВ) изучались спектроэллипсометрическим методом Битти-Конна. Определялись эллипсометрические параметры, такие как сдвиг фаз Δ между p- и s-компонентами вектора поляризации и азимут Ψ восстановленной линейной поляризации. Измерения угловых зависимостей эллипсометрических параметров проводились на базе эллипсометра¹ ЛЭФ-3М-1 с рабочей длиной волны гелий-неонового лазера λ=632.8 нм в широком диапазоне углов падения света.

На полученных спектральных зависимостях $\cos\Delta$ и $\text{tg}\Psi$ в области энергий фотонов, меньших ширины запрещенной зоны ZnO (3.3 эВ), наблюдаются колебания за счет многократных отражений между пленкой и подложкой. При энергиях фотонов $E > 3.3$ эВ пленки ZnO начинают поглощать за счет междузонных переходов и в этой спектральной области отклонения эллипсометрических параметров уменьшаются. Для интерпретации полученных экспериментальных результатов вся спектральная область может быть условно разделена на две части, в каждой из которых необходимо применять различные модели.

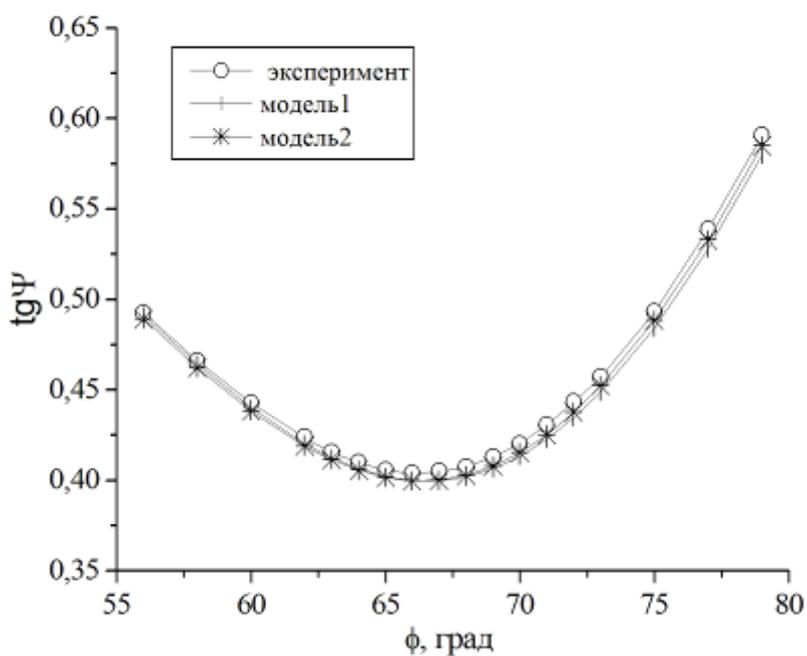
Полученные зависимости $\cos\Delta$ и $\text{tg}\Psi$ от угла падения света при $\lambda=632.8$ нм были использованы для расчета показателя преломления n и толщины d пленок ZnO в модели однородного непоглощающего слоя на поглощающей подложке (модель 1). В качестве оптических констант подложки были взяты литературные данные² для показателей преломления n и поглощения k кремния на этой длине волны. Для вычислений параметров слоя по измеренным значениям $\cos\Delta$ и $\text{tg}\Psi$ применялась автоматизированная программа³, в основе которой лежит уравнение эллипсометрии. Полученные в рамках этой модели параметры n и d пленок ZnO приведены в таблице 1. Данная модель удовлетворительно описывает экспериментальные результаты при $\lambda=632.8$ нм для всех трех образцов. На рис. 1 проведено сравнение экспериментальных значений $\cos\Delta$ и $\text{tg}\Psi$, измеренных на разных углах падения, с теоретическими, рассчитанными для этих же углов для образца №3. Следует отметить, что для спектральных зависимостей $\cos\Delta$ и $\text{tg}\Psi$ в области энергий фотонов $E < 3.3$ эВ применение данной модели не дает удовлетворительных результатов для некоторых исследованных образцов. Тогда для обработки экспериментальных измерений за основу была взята модель 2, в рамках которой допускалось, что пленки ZnO в области энергий фотонов $E < 3.3$ эВ не являются абсолютно прозрачными, т.е. $k \neq 0$. Для расчетов показателя преломления, показателя поглощения и толщин пленок ZnO на длине волны $\lambda=632.8$ нм был применен метод, описанный в работе⁴. Этот метод определения параметров поверхностного слоя на подложке может применяться для образцов с одинаковыми оптическими константами слоя, но с разными толщинами. Для образцов №2 и №3 наблюдается пересечение толщинных кривых и тем самым определены константы n , k и толщина d пленок ZnO (табл.1). Как показано на рис.1, применение данной модели дает лучшее совпадение теоретических значений $\cos\Delta$ и $\text{tg}\Psi$ с экспериментальными величинами, измеренными при многих углах падения света. Модель поглощающего слоя на поглощающей подложке была также использована для определения оптических констант тонких пленок ZnO при энергиях зондирующих фотонов, больших ширины запрещенной зоны.

Таблица 1 Показатель преломления n , показатель поглощения k и толщина d тонких пленок ZnO для $\lambda=632.8$ нм

Образец №	Модель 1		Модель 2		
	n	d , нм	n	k	d , нм
1	1.9275	33	-	-	-
2	1.9532	90	1.9252	0.0115	96
3	1.9893	135	1.9252	0.0115	142



а)



б)

Рис.1. Сравнение экспериментальных значений $\cos\Delta$ (а) и $\text{tg}\Psi$ (б), измеренных при разных углах падения, с теоретическими, рассчитанными при тех же углах для образца №3

Таким образом, применение модели, учитывающей поглощение тонких пленок ZnO, более адекватно описывает экспериментальные результаты.

1. Основы эллипсомерии/Ред. А.В.Ржанов, Новосибирск, Наука, 1979, 422 с.
2. Handbook of Optical Constants of Solids, Ed. by Edward D. Palik, *Academic Press, Inc.*, 1985.
3. Л.В. Поперенко, В.С. Стащук, І.А. Шайкевич, В.А. Одарич, Діагностика поверхні поляризованим світлом. Монографія.-К., ВПЦ „Київський університет”, 2007, 336 с.
4. A.Z. Evmenova, V.A. Odarych, F.F. Sizov, M.V. Vuichyk, *Optica Applicata*. **38**, 585 (2008).

МНОГОУРОВНЕВЫЕ КВАНТОВЫЕ ГЕЙТЫ В ЭХО-ГОЛОГРАФИИ

Нефедьев Л.А., Русанова И.А.

Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет, Казань, Россия

Исследуются квантовые информационные процессы в многоуровневых системах в оптической эхо-голографии. Рассмотрена эффективность, ранее показанного, копирования распределения квантовых гейтов в пределах неоднородно-уширенных резонансных линий от мощностей лазерных импульсов, длительности элементов сообщения, с учетом параметров резонансной среды и величины корреляции неоднородного уширения на разных частотных переходах.

Методы оптической эхо-голографии позволяют запоминать, преобразовывать и обрабатывать информацию, заложенную в объектных лазерных импульсах. При этом информация из объектного импульса (сообщения) преобразуется в структурную (потенциальную) информацию, носителем которой являются переходные динамические решетки населенностей и поляризаций резонансной среды¹. С точки зрения квантовой теории информации такие решетки можно представить как пространственно - частотное распределение q-битов в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода. Особый интерес представляет запись эхо-голограмм в многоуровневых системах, когда возможно частотное преобразование воспроизводимых сигналов. В многоуровневых системах при наличии корреляции неоднородного уширения на разных резонансных переходах возможно преобразование шкалы реального времени в отклике эхо-голограммы². Если резонансная среда состоит из многоуровневых атомов, взаимодействующих с последовательностью лазерных импульсов, имеющих разные частоты, то такие атомы могут вести себя как многоуровневые квантовые гейты, выполняющие логические операции NOT и XOR. Несмотря на невозможность клонирования квантовых суперпозиционных состояний, являющихся носителями потенциальной информации, в многоуровневой резонансной среде возможно копирование распределения квантовых многоуровневых гейтов в пределах неоднородно уширенных резонансных линий (реализация логической операции XOR), что, соответственно, приводит и к копированию квантовой информации.

С точки зрения оптимизации таких процессов представляет значительный интерес исследование преобразований количества информации при ее переходе из одного вида в другой. Наиболее подходящими методами моделирования таких процессов являются

теоретико-множественные методы представления и преобразования информации. Для исследования эффективности процессов преобразования и обработки информации, заложенной в кодировке объектного импульса, использован ранее развитый теоретико-информационный метод исследования квантовых информационных процессов в двухуровневых резонансных средах с фазовой памятью^{3,4}. Информация, заложенная в объектном импульсе, оказывается распределенной между отдельными изохроматами неоднородноуширенной линии. Возникает “информационно - фазовая решетка” в пределах неоднородноуширенной линии резонансного перехода, динамика которой зависит как от времен релаксаций системы, так и от параметров объектного импульса. После взаимодействия с лазерными импульсами квантовые состояния выделенных подсистем оказываются перепутанными на разных частотах. Именно такая перепутанность состояний может приводить к копированию распределения q-битов на разных неоднородноуширенных линиях.

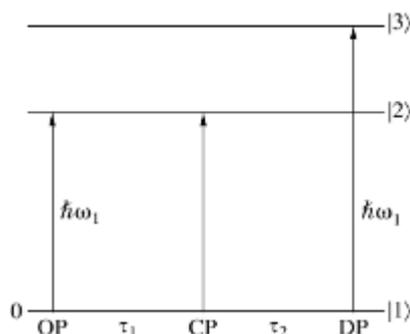


Рис.1. Схема записи и копирования информации: OP – объектный импульс, CP – копирующий импульс, DP – проявляющий импульс, τ_1, τ_2 - временные интервалы между импульсами

Эффективность копирования квантовой информации J_q зависит от вида перепутанности состояний⁴.

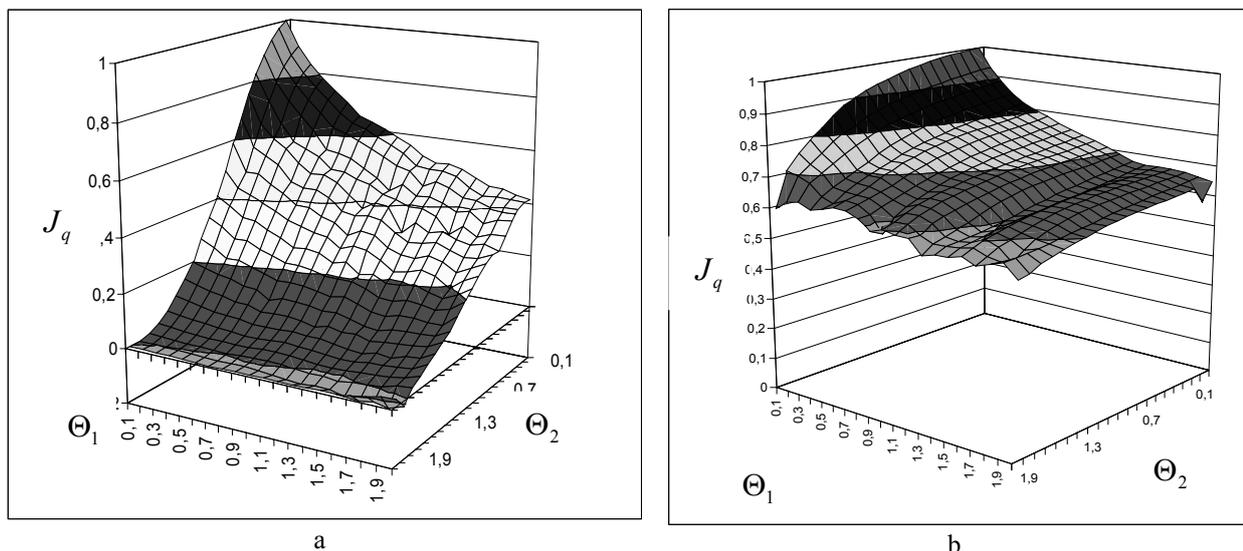


Рис. 2. Эффективность записи квантовой информации J_q в зависимости от мощности первого Θ_1 и второго Θ_2 объектных лазерных импульсов:
 а) без учета проявляющего импульса;
 б) с учетом проявляющего импульса

Численный расчет величины J_q в системе трехуровневых атомов (Рис.2) показывает, что после воздействия объектного импульса и наличия копирующего и проявляющего импульсов количество квантовой информации системы оказывается значительно больше, чем в случае отсутствия копирующего импульса. Эффективность копирования, преобразования и обработки квантовой информации зависит в первую очередь от площади копирующего импульса, от времен релаксаций системы и от характеристик воздействующих лазерных объектных импульсов⁴⁻⁶. Исследуется копирование распределения квантовых гейтов в пределах неоднородно-уширенных резонансных линий от величины корреляции неоднородного уширения резонансных линий на разных частотных переходах⁷.

1. Л.А.Нефедьев, В.В.Самарцев, *ЖПС*. **47** №4, 640 (1987).
2. L.A.Nefediev, V.V.Samartsev, *Phys.Stat.Sol.* **88** (a) 631 (1985).
3. L.A. Nefed'ev, I.A. Rusanova, *Опм. и спектр.*, **90**, 1001-1005 (2001).
4. L.A. Nefed'ev, I.A. Rusanova, *Laser Physics*, **3**, 1-5 (2002).
5. Л.А. Нефедьев, И.А. Русанова, Пятая Всероссийская конференция «Необратимые процессы в природе и технике», Центр прикладной физики, МГТУ им. Н.Э. Баумана, 26-29 января 2009 г., Москва, 251-254 (2009).
6. Л.А. Нефедьев, И.А. Русанова, VI Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика - 2009», 19-23 октября 2009 г., Санкт-Петербург, Россия, 331-334 (2009).
7. Л.А. Нефедьев, Э.И. Низамова, XII международная молодежная Научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия», 30 октября 2008 г., Казань, Россия 179-183 (2008).

МЕХАНИЗМ САМОФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ДИНАМИЧЕСКИХ ЛИНЗАХ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ

Грибин С.В., Спесивцев Б.И.

Санкт-Петербургский Государственный Технологический Университет
Растительных Полимеров, Санкт-Петербург, Россия

В настоящем работе предлагается физическая и математическая модель механизма, объясняющего понижение экспериментальных порогов пробоя оптических диэлектриков, по сравнению с предсказанными теориями лавинной ионизации и многофотонного поглощения, самофокусировкой излучения на динамических неоднородностях показателя преломления (динамических линзах).

Предлагаемый механизм¹ включает следующие основные положения:

1. Прозрачный диэлектрик может содержать мельчайшие (0,01-10)мкм поглощающие неоднородности (ПН), например, капли металлов, графитовую пыль или микрообласти среды, содержащие повышенную концентрацию поглощающей примеси, в том числе и на молекулярном уровне.

2. При подаче на ПН мощного импульса излучения происходит ее быстрый разогрев на несколько тысяч градусов (вплоть до образования плазмы), что приводит к движению границы разогретой области с образованием в окружающей среде области сжатия, не разрушающей диэлектрик. Это приводит к кратковременному изменению

показателя преломления среды вокруг ПН. Такие короткоживущие области с измененным показателем преломления будем называть динамическими неоднородностями показателя преломления или динамическими линзами сжатия (ДЛС).

3. Вопрос о том, какая ДЛС (фокусирующая или рассеивающая) при этом образуется, зависит от свойств среды.

Корректная оценка распределения плотности потока энергии в области за поглощающей неоднородностью требует решения двух самостоятельных задач:

На первом этапе, назовем его условно гидродинамическим, это решение задачи о поглощении светового излучения ПН и определение пространственно-временного распределения показателя преломления вокруг ПН.

Второй этап (оптический) предполагает расчет деформации поля лазерного излучения по заданному распределению показателя преломления в соответствии с законами оптики неоднородных сред.

Физической моделью, необходимой для описания рассматриваемого процесса, является модель идеальной сжимаемой жидкости, в которой имеется небольшой сферический объем, равномерно нагревающийся за счет поглощения светового излучения². В качестве примера применения модели примем, что поглощение энергии лазерного импульса осуществляется в области жидкости с характерным размером $R_0 \sim 1$ мкм, поток лазерного излучения пространственно однороден в пределах области поглощения, а внешняя среда изотропна. Длительности лазерного импульса $\tau_n \sim 10$ нс и энергии в импульсе $E_n \sim (5-15)$ Дж, температура в ней будет составлять $T \sim 10^4$ К, что соответствует области первой ионизации молекул жидкости. В этом случае мишень является термически малой, поглощенная энергия лазерного излучения распределяется внутри нее равномерно, а взаимодействие с внешней средой осуществляется не за счет молекулярной теплопроводности, а за счет механических процессов выравнивания давлений и скоростей на границе области, которая начинает быстро расширяться в окружающую среду. Ролью лучистой теплопроводности пренебрегаем, предполагая, что основная часть переизлученной энергии поглощается в тонком слое вблизи границы мишени и вновь участвует в общем балансе энергии.

Типы динамических линз.

В общем случае зависимость показателя преломления прозрачной среды от давления в линейном приближении описывается уравнением²:

$$dn/dp = z \partial n / \partial \rho + \rho \partial z / \partial p,$$

где: $z \partial n / \partial \rho$ - первый член характеризует изменение показателя преломления среды в связи с увеличением плотности, а второй член $\rho \partial z / \partial p$ характеризует изменение степени поляризуемости при увеличении давления. Такая сложная зависимость показателя преломления от величины давления объясняет тот факт, что не удается определить корреляцию между физико-химическими свойствами среды и величиной оптического порога разрушения. В некоторых средах (KBr, NaCl, кварц, плавленый кварц, стекло) при увеличении давления показатель преломления увеличивается. В них возникают фокусирующие динамические линзы сжатия (ДЛС). В других средах (MgO, алмаз, сапфир) при увеличении давления показатель преломления уменьшается. В них возникают рассеивающие линзы. Данные по изменению показателя преломления в полимерах, твердых телах и жидкостях при воздействии волн сжатия в литературе практически отсутствуют, поэтому для оценки изменения показателя преломления, в данной модели использовались данные по воздействию стационарного давления^{2,3}. В общем случае функция $n(P)$ может иметь максимумы и минимумы. Поэтому вопрос о

том, какого вида ДЛС возникает в данной среде, должен решаться для каждой среды отдельно.

Для более длительных лазерных импульсов (1-100) мкс существенное влияние на изменение показателя преломления вокруг поглощающей неоднородности ПН может оказывать его зависимость от температуры $n(T)$. Возникают тепловые динамические линзы (ТДЛ). Для большинства сред коэффициент $dn/dT < 0$, что связано с уменьшением плотности вещества при нагревании. Поэтому для лазерных импульсов такой длительности возникает своеобразная конкуренция между различными механизмами изменения показателя преломления, что еще больше усложняет картину разрушения прозрачной среды.

1. Из предложенной модели следует, что увеличение плотности энергии за ДЛ происходит как в случае возникновения фокусирующих линз ($dn/dp > 0$), так и в случае образования рассеивающих линз ($dn/dp < 0$). Но это увеличение происходит в разных местах. Что должно приводить к различной форме разрушений. Кроме того, для сред $dn/dp > 0$ на оптической оси получается наибольшее отношение плотностей энергии W/W_0 (более чем на два порядка, см. рис.).

Таким образом для создания оптических сред с высокой оптической стойкостью к лазерному излучению надо: либо создавать среды без ПН (что практически невозможно), либо создавать среды с $dn/dp = 0$ в заданном диапазоне давлений (LiF)³.

2. Модель показывает, что в средах с малой нелинейностью скорости звука ударные волны не успевают образоваться (кварц). В то время как в средах, с относительно большой нелинейностью (вода), ударный фронт образуется на расстоянии нескольких десятков микрон от ПН.

3. Модель предсказывает, что при выходе волны сжатия из твердой оптической среды в газ кинетическая энергия волны сжатия перейдет в тепловую энергию тонкого приповерхностного слоя газа. Это приведет к его нагреву на несколько тысяч градусов и оплавлению поверхности твердого тела характерной дугообразной формы. Следы такого оплавления были обнаружены в работе⁴ при облучении оптического материала наносекундным лазерным импульсом..

Следует ожидать, что этот эффект усилится для более коротких лазерных импульсов.

Таким способом можно было бы создавать импульсные широкополосные источники света заданной формы.

4. Очевидно, что самофокусировка пикосекундных импульсов на ДЛ невозможна, так как размер линзы в течение длительности импульса будет слишком мал (для плавленого кварца $r_{дл} \sim 5 \cdot 10^{-9}$ м). Однако для частотного режима работы лазера такой механизм фокусировки также возможен.

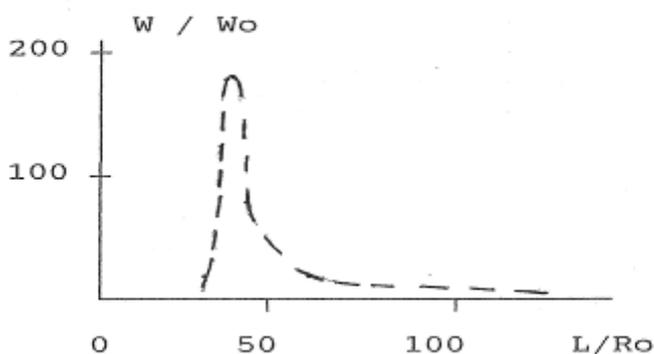


Рис. Отношение плотности энергии лазерного излучения на оптической оси за ДЛС - W в кварце к плотности энергии до динамической линзы- W_0 в зависимости от безразмерного расстояния от центра линзы L/R_0 , для момента времени $t=t_i/2$.

Величины: R_0 - радиус поглощающей неоднородности-1мкм, a_0 - начальная скорость звука в кварце-5400м/с. Параметры лазерного импульса: W_0 -плотность энергии -15Дж/см², t_i - длительность импульса-10нс

1. S. Gribin, B. Spesivtsev, *Proc. SPIE*, **2714**, 52-64,(1995).
2. Б. В.Июффе, Рефрактометрические методы измерения в химии, *Химия*, 352, (1970).
3. С. Б. Кормер, *УФН*, **17**, N12,1192, (1968).
4. G.Pfeifer, E.Erben, G.Reisse, B.Steiger. *Proc. SPIE*, **2428**, 377-384, (1994).

МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ОПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Кужаков П.В.

НПК «ГОИ им. С.И Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Разработана методика регистрации спектров фильтров из цветных стекол при различных температурах. Экспериментально исследовано влияние нагрева на фильтры из цветных стекол в диапазоне от 714 до 1176 нм. Показано что происходит при увеличении температуры фильтров на разных точках спектра.

При разработке приборов типа анализаторов инфракрасных решаются задачи, связанные с повышением эффективности работы стабильности работы в различных температурных условиях. Решение таких задач возможно при увеличении стабильности самих фильтров из цветных стекол.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния нагрева на оптические свойства фильтров состоящих в данном случае из контрольного образца с тремя цветными с напылением и тремя без напыления.

В качестве объекта исследования использовался контрольный образец с тремя цветными стеклами из которых три с напылением.

Образцы представляли собой три цветных стекла с напылением и без напыления с размерами 34x34x1,4 мм.

В работе были использованы изменения спектров пропускания образца при различных температурах. Для этого была создана термोकювета, позволяющая изменять

температуру в пределах 25-60°C. Термоювета представляет собой ювету с нагревателями по контуру стенок (левой и правой). Градиент температуры на образце составлял 1°C. Измерительная термопара «К» - типа располагалась непосредственно в зоне контакта стекла с держателем. Точность измерения составляла 0,3 °С.

Для записи спектров люминесценции использовалась экспериментальная установка (рис.1).

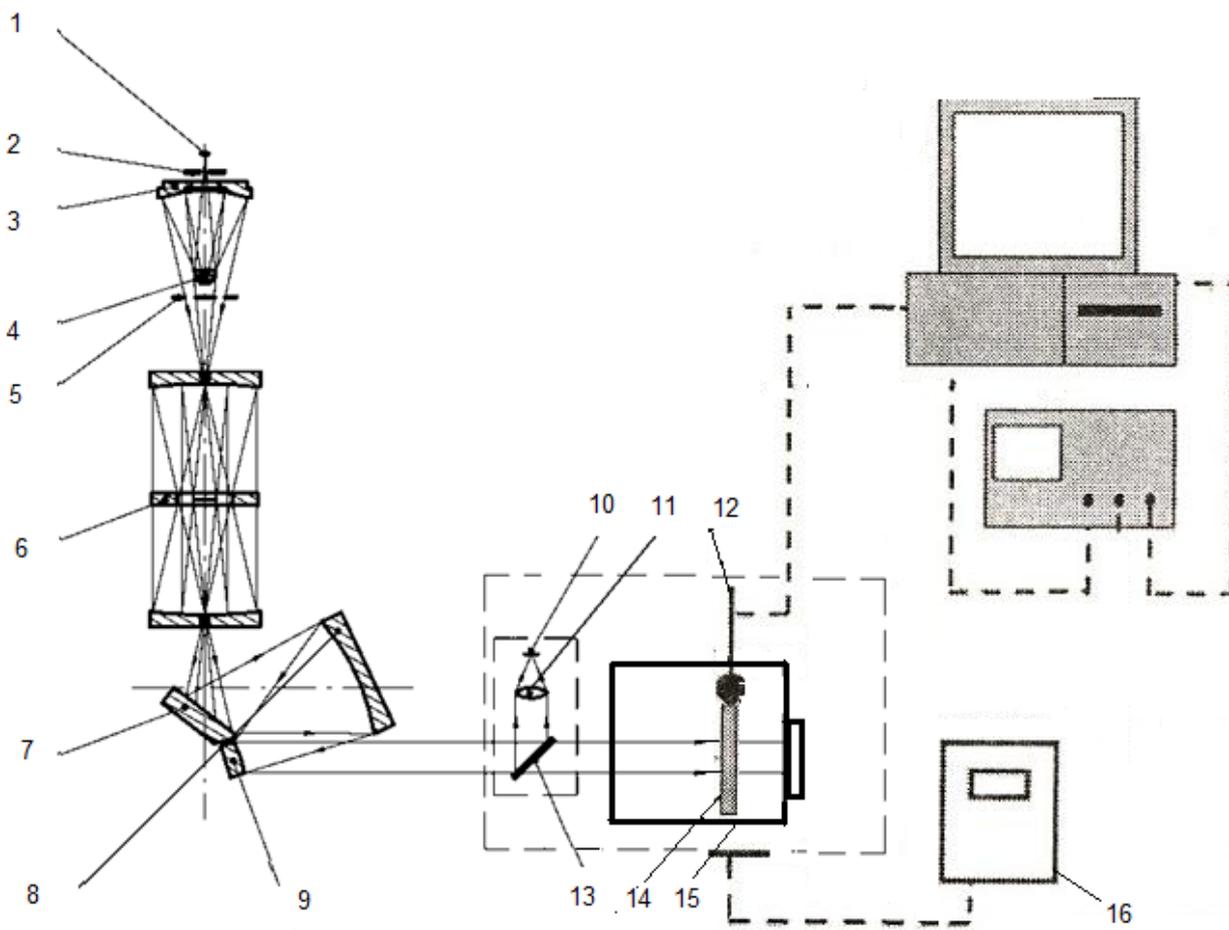


Рис.1 Схема экспериментальной установки

1 - источник излучения, 2 - тепловой экран и светофильтр, 3,4 - сферические зеркала, 5 - диафрагма, 6 - интерферометр ДКГ, 7 - плоское зеркало, 8,9 - торические зеркала, 10 - детектор, 11 - линза, 12 - измерительная термопара, 13- светоделительная пластина, 14 - образец, 15 - термоювета, 16 - блок питания.

Внутри юветного отделения прибора размещается образец 14, находящейся в термоювете 15, температура которой задавалась с помощью блока питания 16 и контролировалась термопарой 12. Регистрация спектра пропускания производилась собственно анализатором инфракрасным ИнфраЛЮМ ФТ-10[1] в диапазоне от 714 до 1176 нм.

Методика измерений состояла в следующем. Измерялся исходный («эталонный») спектр пропускания $\tau(\lambda)_{эт}$, и полученной при высокой температуре $\tau(\lambda)_г$. Были получены разностные кривые $\Delta\tau(\lambda) = \tau(\lambda)_г - \tau(\lambda)_{эт}$, которые позволяют судить об изменении оптических характеристик оптических фильтров при различных температурах.

1. Анализатор инфракрасный ИнфраЛЮМ ФТ-10, Руководство по эксплуатации.

КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОКОМПОЗИТОВ

ОПАЛ – ZnS:Mn²⁺ И ОПАЛ – GaN

Шишкин И.И., Трофимова Е.Ю., Курдюков Д.А., Голубев В.Г.,
Ситникова А.А., Загорянская М.В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

Одним из удобных и технологичных методов создания нанокomпозитов является матричный метод, основанный на использовании диэлектрических матриц с правильными решетками каналов и полостей, в которые химическими или физическими методами вводятся нанообъекты, самоорганизующиеся под влиянием матрицы. Такими матрицами-носителями наноструктур могут служить искусственные опалы, состоящие из сфер аморфного SiO₂, образующих ГЦК решетку. В опале имеется регулярная подрешетка пор объемом до 26%, доступная для заполнения веществами. Нанокomпозиты на основе опалов представляют собой трехмерные фотонные кристаллы (ФК) [1]. Важной технологической задачей является получение светоизлучающих ФК. Фотонно-кристаллические свойства опалоподобных ФК, определяются как структурным совершенством исходной матрицы, так и степенью заполнения и однородностью распределения наполнителя по объему пор.

В рамках данной работы проведены исследования катодолюминесцентных и структурных свойств серии образцов нанокomпозитов опал-ZnS:Mn и опал-GaN. Заполнение опалов веществами проводилось в два этапа: сначала в поры вводились оксиды Ga₂O₃ и ZnO:Mn, затем проводился отжиг образцов опал-оксид, соответственно, в парах NH₃ и H₂S. Исходными матрицами служили объемные опалы, изготовленные из шаров SiO₂ диаметром 240 нм, и пленочные опалы, изготовленные методом вертикального осаждения из шаров диаметром 305 нм на подложке плавленого кварца. Синтез GaN проводили при 850-900 °С; ZnS:Mn в порах объемных опалов синтезировали при 900 °С, в порах пленки опала – при 550 °С. Для получения нанокomпозитов опал-GaN-ZnS:Mn в поры матрицы сначала вводили GaN, а затем ZnS:Mn. Пленочный нанокomпозит опал-GaN-ZnS:Mn был инвертирован методом травления в водном растворе HF, в результате чего вещество матрицы опала – a-SiO₂ было селективно удалено. Исследованы образцы: К-775 – незаполненный опал, К-193 – опал-GaN, К-451 – опал-GaN-ZnS:Mn, СК-13 – опал-ZnS:Mn, ТК-1 – пленка инвертированного опала GaN-ZnS:Mn на кварцевой подложке. Исследования проводились методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), локальной катодолюминесценции (КЛ) и рентгеноспектрального микроанализа (РСМА).

Катодолюминесцентные исследования позволили оценить степень однородности заполнения опалов и сопоставить спектры излучения с составом в локальных областях образцов. В табл.1 приведены результаты РСМА для исследованных образцов. На основании результатов рентгеноспектрального микроанализа проведена оценка заполнения пор в опале полупроводниковым материалом.

Табл.1 Состав исследованных образцов, мол. %

Образец	GaN	Zn	S	Заполнение пор, % объема
К-193	13,5-14,5			83-88

К-451	0,5-1,5	4-11	7-10	GaN (4,5-10%) ZnS (31,5-47,5%)
СК-13		5-13,5	3-11,3	ZnS (40-95%)
ТК-1	5,4-20	12,3-45,2	22-42	Пленка инвертированного опала

В образце К-775 и К-193 наблюдались полосы люминесценции, характерные для аморфного SiO₂ (1,9 и 2,2 эВ). Спектр люминесценции опала представлен на рис. 1. Принципиальных изменений спектров КЛ при заполнении опала GaN не было обнаружено. При заполнении опала Zn образуются две цинкосодержащие фазы: ZnS и Zn₂SiO₄. Сульфид ZnS:Mn²⁺ характеризуется свечением в желто-оранжевой области спектра с максимумом излучения 2,1 эВ, ортосиликат Zn₂SiO₄: Mn²⁺ излучает в синезеленой области спектра 2,6 эВ. Заполнение опала одновременно сульфидом цинка и нитридом галлия существенно понизило долю ортосиликата цинка. Спектр излучения инвертированного опала так же имеет интенсивную полосу с максимумом излучения 2,1 эВ, характерный для ZnS:Mn²⁺.

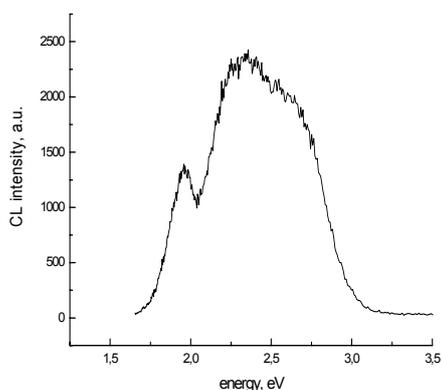


Рис. 1. Спектр катодолуминесценции образца К-775

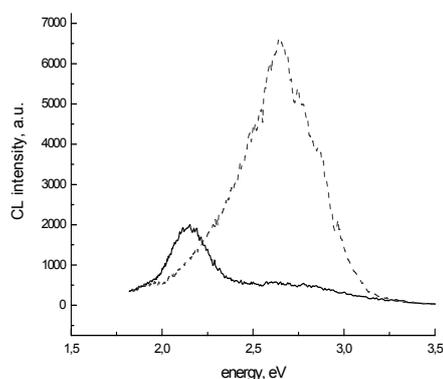


Рис. 2. Спектр катодолуминесценции образца К-451

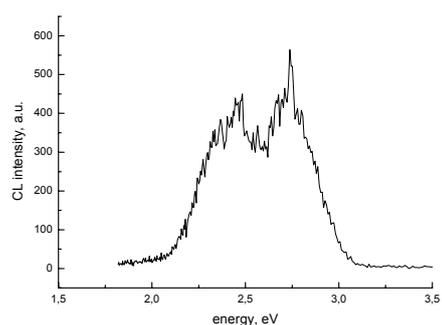


Рис. 3. Спектр катодолуминесценции образца СК-13

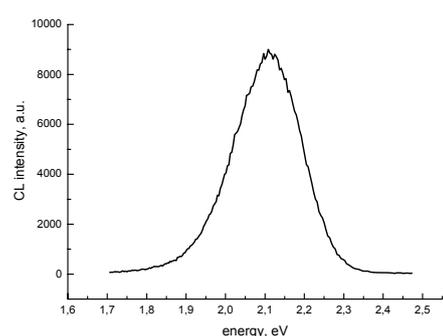


Рис. 4. Спектр катодолуминесценции образца ТК-1

Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии показали структуру заполнения пор. Заполнение представляет собой отдельные кристаллиты размером от 5 до 10 нм. Возможно вхождение как вюрцитной, так и сфалеритной фазы. По данным микродифракции подтверждено наличие GaN, ZnS, а так же ортосиликата цинка в образцах. На рис. 5. видна опаловая структура образца. Пустоты заполнены

включениями из нанокристаллов ZnS и GaN, обозначенных темным цветом. На рис. 6. видна монокристаллическая структура включений.

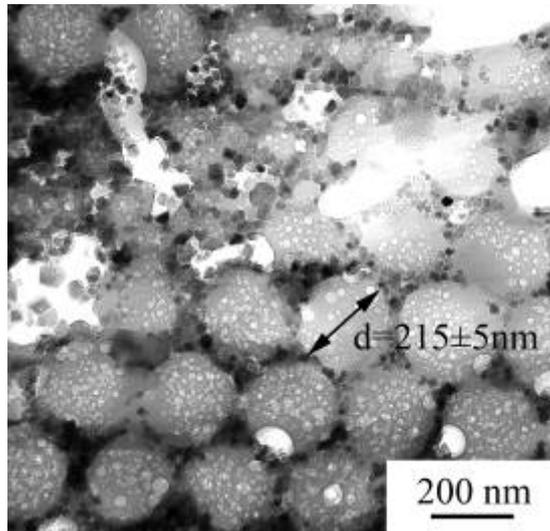


Рис. 5. Светлопольное изображение образца К-451

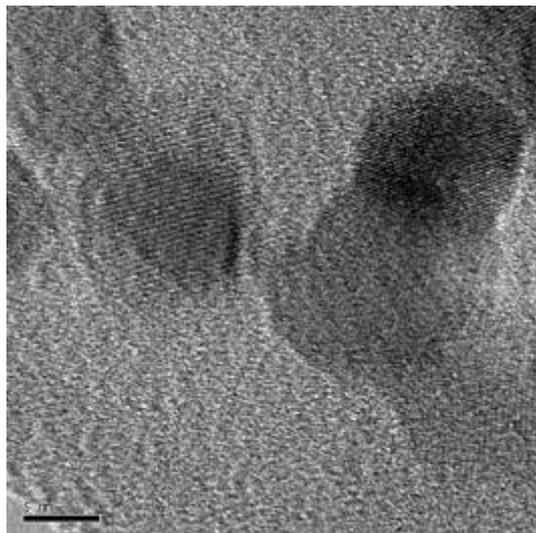


Рис. 6. Изображение одного из кристаллитов с высоким разрешением

Полученные сведения о структуре заполнения пор исходной опаловой матрицы, ее однородности и люминесцентных свойствах продемонстрировали перспективность данных структур для получения совершенных опалоподобных трехмерных фотонных кристаллов.

1. J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade Photonic Crystals: Molding the Flow of Light 2nd ed. Princeton, NJ: Princeton University Press (2008).

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ ХЛОРИДА МЕДИ В НАТРИЕВОАЛЮМОБОРОСИЛИКАТНОМ СТЕКЛЕ ПРИ КОМПЛЕКСНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ ДЛЯ УСТРОЙСТВ ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Ким А.А.

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

Стекло с нанокристаллами хлорида меди при комплексной обработке имеют оптическое ограничение. Такой материал является перспективным в качестве регистрирующей среды 3D оптической памяти в варианте многослойной записи микроголограмм.

В последнее время стремление перейти от электронных способов передачи информации к оптическим привело к интенсивным исследованиям в области оптических материалов и эффектов, возникающих в них. Композитные среды на основе стеклянной матрицы с полупроводниковыми наночастицами могут служить материалом для создания оптических переключателей для оптической обработки информации. В стеклах с наночастицами CuCl наблюдается нелинейно-оптический отклик при малых плотностях энергий излучения видимой области спектра в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-3} Дж/см², например в работах¹. Нелинейно-оптический отклик в таких системах может быть вызван насыщением межзонного поглощения, фотогенерацией центров окраски, изменением показателя преломления и другими эффектами.

Целью данной работы являлось экспериментальное исследование низкопорогового нелинейно-оптического отклика натриевоалюмоборосиликатных стекол с нанокристаллами хлорида меди при воздействии наносекундных лазерных импульсов видимой области и изучение влияние состава стеклянной матрицы на нелинейно-оптические свойства таких стекол. А также проведение записи и чтения микроголограмм в объеме этого материала.

В экспериментах использовались образцы натриевоборосиликатного стекла. Образцы стекла подвергались термообработке при температуре 520°C, 540°C, 560°C, 580°C в течение 10 часов. В результате термообработки в стекла формировались нанокристаллы хлорида меди, концентрация и размер которых зависят от режима термической обработки. По нашим оценкам в результате термообработки при температуре 540°C в течение 10 часов средний размер наночастиц составляет 7-10 нм. Силикатные стекла подвергались дополнительному УФ облучению в течение 45 мин с последующей 24-часовой выдержкой в темноте. При фотосенсибилизации в наночастицах CuCl возникают нейтральные атомы меди, создающие дополнительные глубокие примесные уровни в запрещенной зоне CuCl .

Эксперименты показали, что оптическое ограничение проявляется для $\lambda = 532$ нм. Зависимость коэффициента пропускания от плотности энергии наблюдаются две области ограничения излучения. При малых плотностях энергии падающего излучения оптическое ограничение может быть связано с самодефокусировкой излучения при однофотонной генерации носителей заряда с глубоких примесных уровней в нанокристаллах CuCl . Результатом данного процесса является изменение эффективного показателя преломления стекла в области лазерного пучка и формирование отрицательной динамической линзы. По мере увеличения плотности энергии

падающего излучения в данный процесс могут вносить вклад каскадные переходы с участием двух фотонов.

При высоких плотностях энергии оптическое ограничение может быть связано с несколькими процессами, протекающими одновременно: двухфотонным поглощением, образованием отрицательной динамической тепловой линзы и фотогенерацией нестабильных центров окраски в нанокристаллах CuCl. Нагрев нанокристаллов приводит к уменьшению эффективного показателя преломления в области пучка на $\Delta n = 2 \cdot 10^{-5}$. При этом градиент показателя преломления в сфокусированном пучке может достигать величины 10^{-2} см^{-1} . Это указывает на существенную роль тепловых эффектов в высокопороговом нелинейно-оптическом отклике. Фотогенерация центров окраски характерна для «медленного» фотохромизма и связана с захватом ионами меди свободных электронов и образованием нейтральных атомов меди. Аналогичный процесс может происходить и при наносекундном лазерном воздействии. Однако, в этом случае атом меди может находиться в возбужденном состоянии и центр окраски оказывается нестабильным с малым временем жизни.

Полученные данные оптического ограничения позволили предположить возможность записи микроголограмм в таких стеклах, причем должен наблюдаться также пороговый характер. Запись микроголограмм проводилась на длине волны 532 нм, длительность импульса 1,7 нс. Интенсивность излучения в зоне записи – до 8 ГВт/см². Это сумма интенсивности двух пучков формирующих микроголограмму. Запись проводилась одним импульсом. Считывание на длине волны 660 нм. Интенсивность считывающего излучения – 10^5 Вт/см^2 . Лучшие результаты были получены с образцом, отожженным до 580°C.

Подтвердился четко выраженный пороговый характер записи. Пороговая интенсивность для данного образца составляет 2,7-2,8 ГВт/см². Измеряемой величиной является дифракционная эффективность. Если считать, что запись носит фазовый характер, то из значения дифракционной эффективности по формуле Когельника определяем величину амплитуды модуляции показателя преломления - Δn .

При увеличении интенсивности выше порога происходит довольно быстрый рост Δn до насыщения $\Delta n = 6 \times 10^{-3}$ (при интенсивности 3,3-3,5 ГВт/см²). Процесс записи микроголограммы скорее имеет двухфотонный характер, хотя это требует дополнительного доказательства. Характер зависимости Δn от интенсивности определить пока довольно трудно из-за нестабильности результатов при переходе от одной точки записи к другой. Запись трех микроголограмм с примерно одинаковой амплитудой, приведенная на рисунке, не всегда воспроизводится. Причем уровень шума вне зоны записи крайне мал.

1. Н.В. Никоноров, А.И. Сидоров, В.А. Цехомский, *Опт. журнал.* **75**, №12 61-65, (2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНФОРМАЦИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЗОНДОВ В ВАЗЕЛИНОВОМ МАСЛЕ

Носков А.И., Фишман А.И.

Казанский государственный университет, Казань, Россия

По ИК-спектрам образцов систем полимер-зонд в интервале температур 300 - 115 К экспериментально исследовались температурные зависимости логарифма отношения оптических плотностей полос поглощения, принадлежащих разным конформерам.

Молекулярная подвижность определяет многие физические свойства материалов, в том числе и диффузионные. Актуальным является развитие разнообразных методов изучения подвижности молекул, в том числе и зондовых.

В настоящей работе продолжено изучение методом конформационных зондов^{1,2} молекулярной подвижности вазелинового масла (средний состав C₂₅) в интервале температур 300 – 115 К. В качестве зондов использовались соединения, существенно отличающиеся по ван-дер-ваальсовым объемам молекул (V_p) и объемам подвижных фрагментов (V_p^*): 1,2-дихлорэтан (ДХЭ, $V_p = 75,2 \text{ \AA}^3$, $V_p^* = 23,9 \text{ \AA}^3$), 1,2-дифенил-этан (ДФЭ, $V_p = 197,0 \text{ \AA}^3$, $V_p^* = 85,9 \text{ \AA}^3$). Объемная концентрация молекул зонда составляла 0,2-0,4.

Нами исследовались зависимости интегральных интенсивностей (I) полос поглощения 1230 и 1284 см⁻¹ транс- (t) и гош- (g) конформаций ДХЭ и 1030 и 581 см⁻¹ t - и g -конформаций ДФЭ от температуры (T). Обнаружено, что зависимости $\ln(I_g/I_t)$ от $1/T$ состоят из двух линейных ветвей, пересекающихся при температурах 165 К (ДХЭ) и 194К (ДФЭ).

Анализ полученных и литературных данных¹ позволяет сделать вывод, что ниже температуры стеклования (202 К) до 165 К в вазелиновом масле сохраняется подвижность молекулярных фрагментов, объем которых близок к объему вращающейся группы ДХЭ.

1. С.Ю. Гусева, О.Э. Згадзай, А.Б. Ремизов, А.А. Столов, А.И. Фишман, *ЖФХ.*, **60**, №12, 3097-3100, (1986).
2. Д.И. Камалова, А.Б. Ремизов, М.Х. Салахов, М.: *Физматкнига*, 160 с., (2008).

РАЗВИТИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ НА ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЕВОЙ МИШЕНИ. ГЕНЕРИРУЕМОГО НАНОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ СЛОЖНОЙ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ

Букин О.А., Ильин А.А. *, Нагорный И.Г.**

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток,
Россия

*ТОИ ДВО РАН, Владивосток, Россия

**ДВГУ, Владивосток, Россия

Приведен метод пространственного разделения волны поглощения лазерного излучения и абляционного выноса материала при оптическом пробое на поверхности алюминиевой мишени. Проведена оценка, скорости выноса и степени ионизации материала мишени.

В последнее время интерес к исследованию оптического пробоя на поверхности мишени связан с широким распространением практических применений лазерной искры, таких как лазерная искровая спектроскопия и микрообработка материалов. В некоторых приложениях требуется разделение волны поглощения лазерного излучения (ВПЛИ) и абляционного выноса (АВ) с поверхности мишени. В работе¹ было показано, что такое поведение фронтов может быть реализовано подбором параметров излучения, материала мишени, а также параметров окружающей мишень атмосферы.

В нашей работе для разделения абляционного факела и волны поглощения лазерного излучения был использован другой подход. В качестве материала мишени был выбран алюминий. Возбуждение оптического пробоя на поверхности мишени в нормальной атмосфере происходило с использованием профилированных по времени лазерных импульсов. Такой сложный лазерный импульс состоял из одного или нескольких предварительных импульсов с небольшой относительно всего импульса энергией, и основного импульса содержащего большую часть энергии, длительность отдельных импульсов составляла 5 нс, суммарная энергия в цуге до 360 мДж. Фокусное расстояние линзы составило 75 мм, таким образом максимальная плотность мощности лазерного излучения на поверхность мишени составляла величину $\sim 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см². Положение фронтов АВ и фронта ВПЛИ, определялось по изображению плазменного факела, полученного на оптическом многоканальном анализаторе спектров, который обеспечивал разрешение не хуже 3 нс.

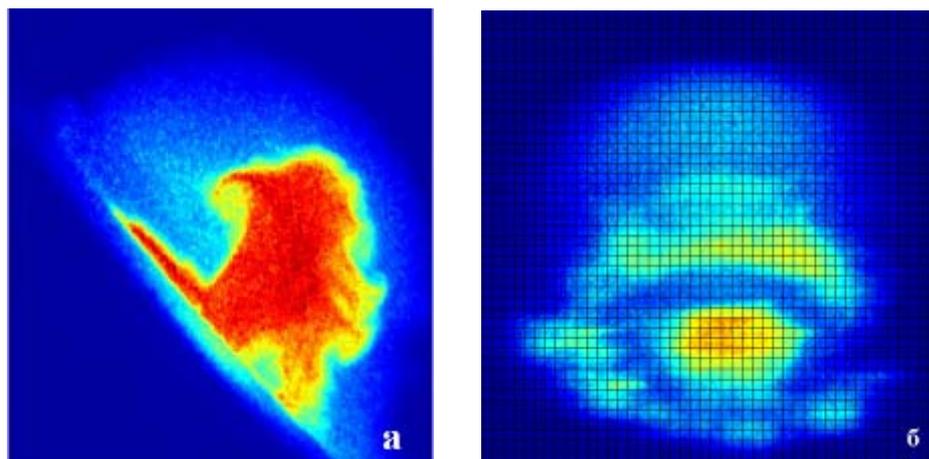


Рис.1. Фотографии оптического пробоя на поверхности алюминиевой мишени профилированным по времени лазерным импульсом, 500 нс с начала пробоя, экспозиция 10 нс: а) вид с боку б) вид под углом 45° к поверхности

Экспериментальные исследования показали, что пробой предварительными импульсами приводит к образованию микрократера, при этом АВ и ВПЛИ практически совпадали по направлению. Взаимодействие основного импульса с микрократером приводило к тому, что наблюдался выброс вещества по направлению отличному от оси падения лазерного излучения (рис.1)

Анализ полученных изображений рис. 1 позволил выделить следующие закономерности разделения фронтов абляции и плазмы. Фронт пробоя начинает распространяться через 1-2 нс после начала пробоя, а установившийся фронт тепловой абляции начинает распространяться только через 140 нс от начала пробоя. Анализ γ - t диаграмм движения плазменных фронтов и зависимости скорости распространения от времени показал, что фронт пробоя распространяется в режиме светодетонационной волны. Его максимальная скорость достигает величины 80 км/с. Аналогичным образом были вычислены значения скорости фронта абляции, её максимальная величина составила 30 км/с.

Произведена оценка степени ионизации материала мишени в АВ и ВПЛИ. Для этого был выделен пространственный объем, в котором преимущественно наблюдалось либо ВПЛИ, либо АВ. В этих местах излучение лазерной плазмы измерялось в двух спектральных диапазонах, где зарегистрированы наиболее интенсивные линии атомарного алюминия на длине волны 396,1 нм и линии иона алюминия на длине волны 466,3 нм. Интенсивность линии иона была максимальна в области ВПЛИ, линии атома в области АВ.(Рис.2)

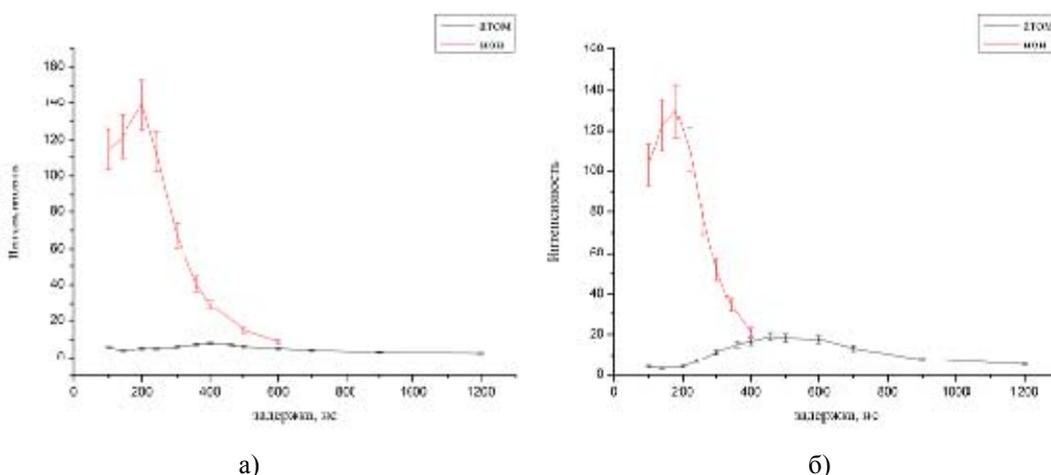


Рис.2. Динамика полуширины линий однократно и двукратно ионизованного алюминия:
а – АВ, б – ВПЛИ

Таким образом, в условиях, когда пробой одиночным импульсом не позволяет получить разделение фронтов ВПЛИ и абляции, применение лазерного импульса со сложным профилем позволило придать абляционному факелу отдельное направление. Установлено, что вынос вещества с поверхности мишени, обусловленный тепловой абляцией происходит с задержкой порядка 140 нс с момента начала оптического пробоя.

1. A.G. Gnedovets, A.V. Gusarov, I. Smurov, G. Flamant, *App. Surface Sc.*,109/110, 74-79, (1997)

ВИЗУАЛИЗАТОР ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пикуль О.Ю., Куликова Г.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Описан простой и удобный способ визуализации форм поляризации оптического излучения. Приведены фотографии коноскопических картин, соответствующих циркулярной, эллиптической и линейной поляризации излучения.

В настоящее время имеется большое число различных источников оптического излучения, используемых в экспериментальной технике, квантовой электронике, в оптическом приборостроении. Это могут быть лазерные источники излучения, лазеры широкополосного излучения на растворах органических красителей, источники теплового излучения или источники других типов. В связи с этим вызывает большой интерес возможность определить форму поляризации данного излучения быстрым и доступным способом. Одним из таких способов является визуальный способ определения форм поляризации оптического излучения¹⁻², который может быть создан на основе интерференции обыкновенных и необыкновенных лучей в оптическом кристалле. Для наблюдения интерференции излучение источника фокусируется в оптический кристалл. По виду интерференционной картины судят о форме поляризации оптического излучения. Визуальный способ позволяет определить формы

поляризации оптического излучения с большой степенью достоверности и не требует сложных стационарных установок и значительных затрат времени. Ниже приведены результаты по реализации визуального способа определения форм поляризации оптического излучения. Создано удобное компактное устройство, позволяющее определять экспресс-методом форму поляризации любого источника излучения.

Схема устройства для определения форм поляризации оптического излучения приведена на рис.1.

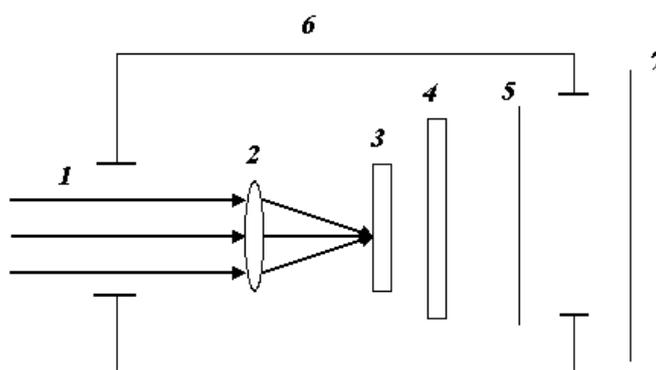
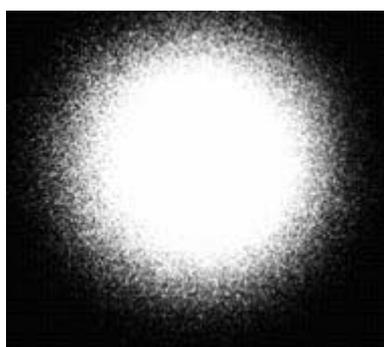


Рис. 1. Оптическая схема визуализатора

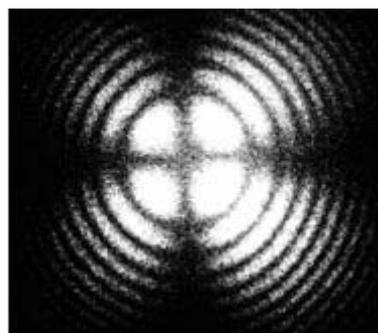
Устройство состоит из корпуса, выполненного в виде цилиндра, в котором последовательно установлены жестко закрепленные объектив 2, рассеиватель 3, кристаллическая пластинка 4 и анализатор 5. Исследуемое излучение 1 пропускают через визуализатор и на экране 7 наблюдают интерференционную (коноскопическую) картину. Затем, поворачивая анализатор 5 вокруг оси оптической системы, получают четкую коноскопическую картину, которая соответствует определенной форме поляризации излучения. При проведении экспериментальных исследований плоскопараллельную пластинку 4 изготавливали из разных кристаллов, (LiJO_3 , KDP, MgF_2 , LiNbO_3 , TeO_2 , SiO_2 и др.). В принципе, любой из перечисленных кристаллов может быть использован в визуализаторе.

В эксперименте в качестве кристаллической пластинки для визуализатора были выбраны оптически неактивный кристалл LiNbO_3 и оптически активный кристалл TeO_2 . Входная грань для обоих кристаллов перпендикулярна оптической оси. Выбор этих кристаллов был сделан за счет более четкой коноскопической картины, по сравнению с остальными кристаллами.

На рис.2 и рис.3 представлены фотографии коноскопических картин для названных кристаллов, полученных для циркулярно, линейно, эллиптически поляризованного излучения.



а)



б)

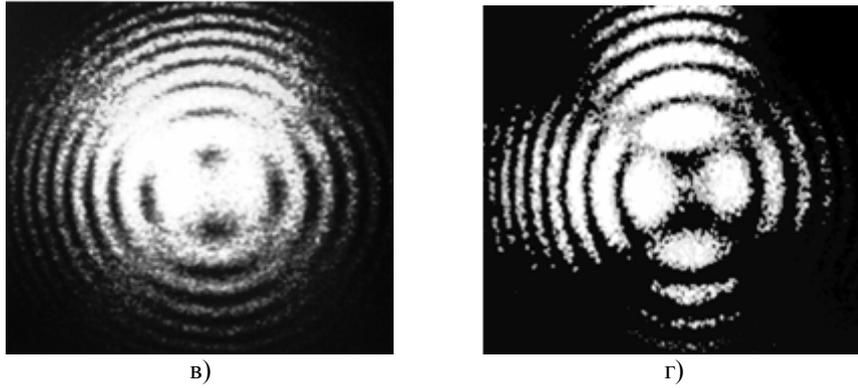


Рис.2. Виды коноскопических картин, соответствующих определенной форме поляризации излучения, для оптически неактивной кристаллической пластинки LiNbO_3 . Поляризация излучения: *a* – неполяризованное; *б* – линейная; *в* – циркулярная; *г* – эллиптическая

Отметим, что процесс измерения состоит в направлении на визуализатор излучения и наблюдении на экране одной из четырех фигур, изображенных на рис.2 и рис.3. При этом целесообразно повернуть анализатор до получения четкой коноскопической картины. Например, если на экране появилась фигура, соответствующая рис.2, а или рис.3, а, и при повороте анализатора интенсивность светового пятна остается неизменной, то делают вывод об отсутствии поляризации излучения. При наблюдении коноскопических картин для других типов поляризации излучения осуществляют поворот анализатора до получения определенной коноскопической картины, по которой и определяют форму поляризации излучения³.

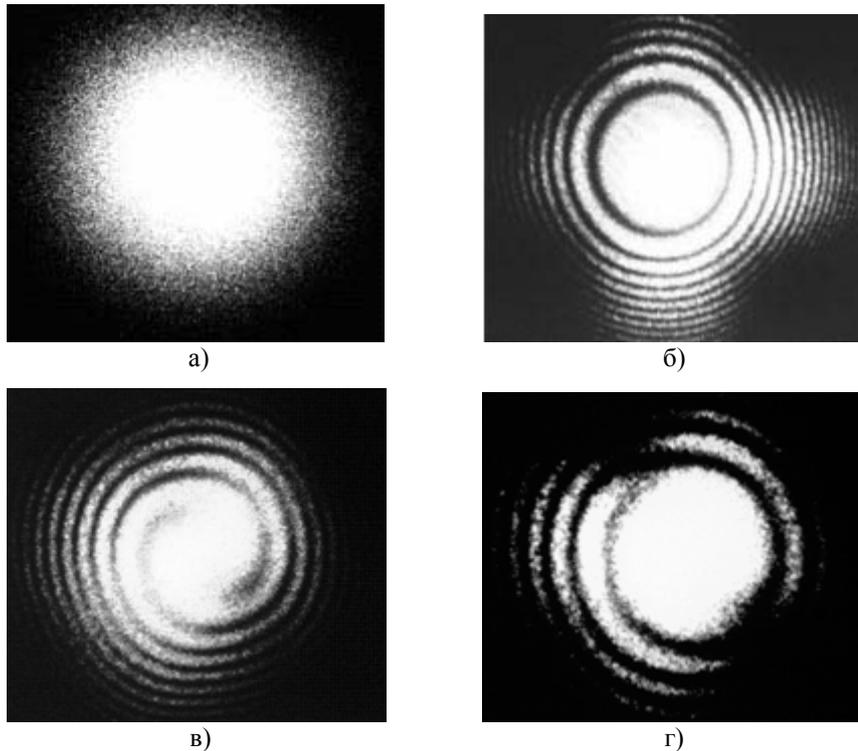


Рис.3. Виды коноскопических картин, соответствующих определенной форме поляризации излучения, для оптически активной кристаллической пластинки TeO_2 . Поляризация излучения: *a* – неполяризованное; *б* – линейная; *в* – циркулярная; *г* – эллиптическая.

1. Е.А. Волкова, Поляризациянные измерения, М.: *Издательство стандартов*, (1974).
2. А.Ф. Константинова, Б. Н. Гречушников, Б. В. Бокуть, Е. Г. Валяшко, Оптические свойства кристаллов, Минск.: *Наука и техника*, (1995).
3. О.Ю. Пикуль, ИВУЗ. *Приборостроение*, 9, 37, (2005).

СИСТЕМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИК ИЗОБРАЖЕНИЯ С НЕЛАЗЕРНОЙ ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКОЙ

Строганов В.И., Киреева Н.М., Криштоп В.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщений,
Хабаровск, Россия

Приведены характеристики системы преобразования ИК изображения в нелинейном оптическом кристалле с накачкой нелазерным широкополосным тепловым излучением. Источник накачки создает большое количество гомоцентрических пучков излучения. Система свободна от геометрических искажений преобразованного изображения.

Характеристики системы преобразования ИК изображения в значительной степени зависят от используемой накачки. С лазерной накачкой система преобразования ИК изображения обладает рядом существенных особенностей. Преобразованное изображение имеет пятнистую структуру за счет когерентности лазерной накачки [1, 2]. Уширение спектра и фокусирование накачки также приводят к резкому ухудшению преобразованного изображения [3]. Спектральный интервал частот преобразованного излучения обычно составляет 20-30 см⁻¹ и лишь в отдельных случаях достигает 200-300 см⁻¹, что явно недостаточно при переводе ИК изображения в видимую область спектра [5]. Размеры преобразованного изображения сжимаются в одном из направлений (в плоскости синхронизма) в $\lambda_{ик}/\lambda_n$ раз (λ_n и $\lambda_{ик}$ – длины волн накачки и излучения от объекта соответственно) [3,5]. Использование в качестве накачки гомоцентрических сходящихся пучков от тепловых источников излучения устраняет эти особенности [4-7].

Главной особенностью такой системы является то, что накачка осуществляется от обычных тепловых источников излучения, например, электрических ламп с нитью накаливания в виде прямоугольника, каждая точка которого излучает гомоцентрический пучок. Изображение плоскости (нити накаливания) совмещается в нелинейном оптическом кристалле с изображением ИК объекта. Тогда в каждой точке кристалла (в плоскости ИК изображения) два гомоцентрических пучка (ИК излучения и накачки) создают третий пучок, излучение которого находится в видимой области спектра. Этот пучок также является гомоцентрическим и создает одну точку преобразованного изображения. Для преобразования всего ИК изображения, для каждой его точки необходим свой гомоцентрический пучок накачки. Выбор необходимых пучков накачки происходит автоматически, при совмещении изображения источника накачки и с ИК изображением объекта в кристалле (в этом случае спектры излучения объекта и накачки широкополосные).

В работах [5-9] показано, что в кристаллах даже с достаточно малой спектральной шириной синхронизма возможно преобразование излучения с широким спектром при точном выполнении условий фазового синхронизма за счет сложения частот ИК

излучения ($\omega_{ик}$) и накачки (ω_n), симметричных относительно частоты $\omega_b/2$ ($\omega_{ик} + \omega_n = \omega_b$). Фокусирование широкополосных пучков излучения от объекта и накачки дополнительно создает благоприятные возможности для преобразования ИК изображений. При этом эффективность преобразования возрастает на 3-4 порядка.

Схемы преобразования ИК изображения с нелазерной тепловой накачкой приведены на рис. 1. Изображения объекта 1 и накачки 2 формируются объективом 4 в нелинейном оптическом кристалле 6. Для формирования преобразованного в видимую область спектра мнимого изображения в плоскости экрана 9 используется специальный объектив 8. На рис. 1, а накачка и объект разделены пространственно. В случае рис. 1, б объект одновременно является источником накачки, т.е. разделение излучения от объекта и накачки производится светофильтрами 5 и 7 только по спектру. Светофильтры 5 и 7 использованы из стандартного набора образцов цветного оптического стекла (КС-17; СЗС-22).

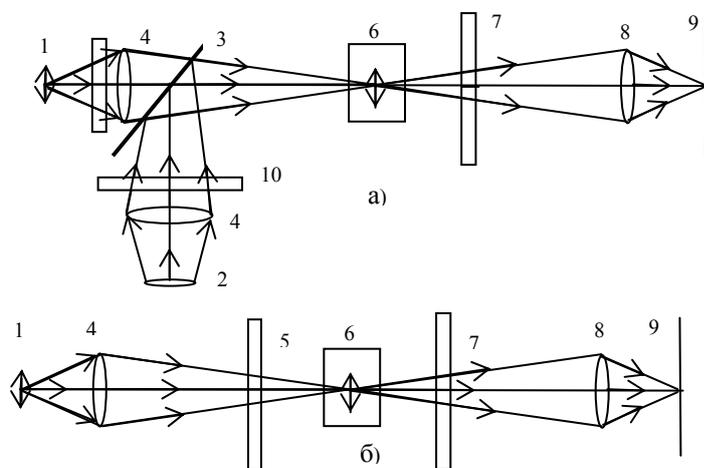


Рис. 1. Схемы преобразования ИК изображения с использованием накачки от тепловых источников излучения

Достоинством системы является отсутствие сжатия и неизменность геометрических размеров преобразованного изображения по сравнению с исходным инфракрасным, что обусловлено тем, что одна и та же точка в кристалле является точкой ИК изображения, точкой изображения источника накачки и точкой преобразованного в видимую область спектра изображения. То есть это общая точка для гомоцентрических пучков ИК излучения, накачки и преобразованного.

Эффективность преобразования при условии одинаковых мощностей накачки не хуже, чем с лазерной накачкой. В нашем случае мощность накачки 0,1 - 0,5 Вт непрерывного ИК излучения от ламп накаливания. Интегральный коэффициент преобразования, соответствующий данной накачке, равен 10^{-8} . Преобразованное изображение наблюдается визуально и при необходимости фотографируется.

1. R. E. Lucy, Infrared of visible parametric up conversion, *Applied Optics*, **11**, 1329-1339, (1972).
2. F. Milton, Up conversion system view, *Applied Optics*, **11**, 2311-2330, (1972).
3. А. В. Гайнер, *Нелинейно оптические преобразователи инфракрасного излучения*, Новосибирск: Наука, 167, (1990).
4. H. James, Second harmonic generation using partially coherent light, *Optics Communication*, 51, № 3, 207-212, (1984).

5. А. В. Гайнер, Г. В. Кривошеков, С. И. Маренников, Исследование системы преобразования изображения с большой угловой апертурой, *Квантовая электроника*, **6**, 122-124, (1971).
6. Г. Ч. Бхар, У. Чаттерджи, А. М. Рудра, А. К. Чадхури, Дисперсионная ап-конверсия в кристалле ВВО, *Квантовая электроника*, **2**, №1, 47-51, (1997).
7. Е. В. Толстов, В. В. Криштоп, В. И. Строганов, Спектральные характеристики преобразователя теплового излучения, *Оптический журнал*, **71**, № 1, 68-69, (2004).
8. В. И. Строганов, В. В. Криштоп, Методы визуализации тепловых объектов в нелинейных оптических кристаллах, *Известия высших учебных заведений. Приборостроение*, **50**, № 9, 7-11, (2007).
9. E. Rau, F. Kayzar, Second harmonic generation technique and its application, *Nonlinear Optics, Quantum Optics*, **38**, № 2, 99-140, (2008).

ЯВНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЫ ДВУХЗЕРКАЛЬНОГО АСТИГМАТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ

Плаченев А.Б.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия

Исследованы условия устойчивости и получены явные аналитические формулы для фундаментальной моды вращающегося относительно оптической оси двухзеркального резонатора, одно из зеркал которого является астигматическим.

В работах ¹⁻² рассмотрен оптический резонатор, ограниченный сферическим и цилиндрическим зеркалами и вращающийся относительно оптической оси. При этом угловая скорость предполагается настолько высокой, что за время полного обхода резонатора электромагнитной волной цилиндрическое зеркало успеет повернуться на заметный угол, которым нельзя пренебречь при расчётах светового. Под модой резонатора в этом случае авторы понимают такое решение уравнений Максвелла, которое раскладывается на множители, один из которых зависит от времени гармонически, а другой вращается вместе с резонатором, т.е. распределение поля в результате полного обхода должно воспроизводиться во вращающейся системе координат. Анализ показывает, что фундаментальная мода в этом случае имеет вид Гауссова пучка со сложным астигматизмом. Методика авторов основана на их работе ⁴ и полностью аналогичен подходу, развитому ранее В.М.Бабичем⁵ и М.М.Поповым⁶ (см. также ^{7,8}): выписывается матрица монодромии (лучевая матрица полного обхода во вращающейся системе координат), и решение выражается через собственные векторы этой матрицы. С помощью этих же собственных векторов строятся операторы рождения-уничтожения, позволяющие получать высшие моды такого резонатора. Авторы также рассмотрели влияние вращения на выполнение условий устойчивости резонатора (собственные числа матрицы монодромии по модулю равны единице) и

обнаружили, что это влияние может привести как к дестабилизации, так и к стабилизации резонатора. Результаты этого исследования приводятся в графическом виде.

В настоящем докладе используется альтернативный подход, позволяющий находить выражения для фундаментальной моды непосредственно в терминах матричных элементов матрицы монодромии, минуя процедуру построения собственных векторов⁹⁻¹². При этом весьма полезным оказывается аналогия между рассматриваемой задачей и задачей о модах кольцевого резонатора с тетраэдрическим контуром¹³. Оказывается, что результаты, полученные для кольцевого резонатора, практически без изменения переносятся на вращающийся, поскольку матрицы монодромии для таких резонаторов совпадают с точностью до замен переменных и переобозначений. Отметим, что без усложнения задачи цилиндрическое зеркало можно заменить эллиптическим или гиперболическим.

1. S.J.M.Habraken, G.Nienhuis, *Phys. Rev. A*, **77**, 053803, (2008).
2. S.J.M.Habraken, G.Nienhuis, *Phys. Rev. A*, **79**, 011805, (2009).
3. S.J.M.Habraken, *Light with a twist*. Leiden, 2009.
4. S.J.M.Habraken, G.Nienhuis, *Phys. Rev. A*, **75**, 033819, (2007).
5. В.М.Бабич, *Зап. научн. семин. ЛОМИ*, **9**, 15-63, (1968).
6. М.М.Попов, *Вестн. Ленингр. ун-та*, **22**, №4, 42-54, (1969).
7. В.М.Бабич, В.С.Булдырев, *Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн*. М.: Наука, 1972.
8. И.В.Головнин, А.И.Ковригин, А.Н.Коновалов, Г.Д.Лаптев, *Квант. электрон.*, **22**, 461-463, (1995).
9. В.Н.Кудашов, А.Б.Плаченов, А.М.Радин, *Опт. и спектр.*, **88**, №1, 127-129, (2000).
10. А.Р.Plachenov, V.N.Kudashov, A.M.Radin, *Proc. DD'06*, 243-251, (2006).
11. А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин, *Квант. электрон.*, **37**, №3, 290-298, (2007).
12. А.Б.Плаченов, А.М.Радин, В.Н.Кудашов, *Радиотехн. и электрон.*, **52**, №12, 1422-1429, (2007).
13. А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин, *Квант. электрон.*, **39**, №3, 261-272, (2009). А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин.

ЯВНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ МОД ДВУХЗЕРКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА С РАЗВЁРНУТЫМИ НАПРАВЛЕНИЯМИ КРИВИЗН ЗЕРКАЛ

Плаченов А.Б.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия

Получены явные аналитические формулы для мод двухзеркального резонатора с несовпадающими направлениями главных направлений кривизны зеркал.

В докладе проводится аналитическое исследование двухзеркального оптического резонатора, ограниченного идеальными астигматическими зеркалами, главные направления кривизны которых могут не совпадать между собой. При выполнении условий устойчивости в таком резонаторе формируется фундаментальная мода, которая, в отличие от случая разделяющихся переменных, представляет собой Гауссов пучок со сложным астигматизмом, у которого главные направления кривизны волнового фронта не совпадают с полуосями эллипса интенсивности. Как показано в работах В.М.Бабича¹ и М.М.Попова² (см. также ³⁻⁵), условия устойчивости, набор собственных частот и выражения для фундаментальной и высших мод рассматриваемого резонатора могут быть сформулированы в терминах матрицы монодромии – лучевой матрицы полного обхода резонатора, имеющей размерность 4×4 . Резонатор оказывается устойчивым, если все собственные числа указанной матрицы по модулю равны единице, и в случае совпадения некоторых собственных чисел у матрицы не должно быть присоединённых векторов. При этом как выражение для фундаментальной моды, так и операторы рождения, преобразующие фундаментальную моду в высшие, строятся на основе собственных векторов матрицы монодромии.

При всех достоинствах данного подхода нельзя не отметить, что форма представления результатов не очень удобна для анализа, поскольку проследить связь собственных чисел и векторов матрицы монодромии с геометрическими характеристиками резонатора достаточно сложно. В связи с этим в докладе используется альтернативный подход, основанный на прямом решении квадратного матричного уравнения относительно матрицы 2×2 , описывающей поперечное распределение поля фундаментальной моды в выбранном сечении⁶⁻⁸. Далее полученное решение распространяется на весь резонатор с использованием известных формул⁹. Отметим важную роль, которую играют в процессе решения G -матрицы размерности 2×2 , являющиеся матричными обобщениями известных g -параметров осесимметричного резонатора. В частности, если для устойчивости осесимметричного резонатора необходимо, чтобы произведение g -параметров лежало между нулём и единицей, то для рассматриваемого астигматического резонатора такому же требованию должны удовлетворять собственные числа произведения упомянутых G -матриц.

Используемая методика позволяет также проанализировать поведение решений при критических значениях параметров, при которых решение не единственно, и в окрестности таких значений (наиболее известный пример – конфокальный резонатор). Для таких случаев получены формулы, описывающие соответствующие семейства решений. Интересной особенностью этих семейств является наличие в них решений, которые не могут быть получены в результате предельных переходов при стремлении параметров резонатора к критическим – во всяком случае, если ограничить рассмотрение резонаторами с идеальными зеркалами.

Для построения высших мод используются формулы метода Бабича-Попова, связывающих поперечное распределение поля фундаментальной моды с собственными векторами матрицы монодромии. Поскольку фундаментальная мода резонатора теперь известна, можно обратить указанные формулы и использовать их для нахождения аналитических выражений для собственных векторов, которые, в свою очередь, необходимы для построения высших мод. В результате размерность задачи понижается, и она сводится к нахождению собственных векторов некоторой матрицы размерностью 2×2 – уже упомянутого выше произведения G -матриц.

1. В.М.Бабич, *Зап. научн. семин. ЛОМИ*, **9**, 15-63, (1968).
2. М.М.Попов, *Вестн. Ленингр. ун-та*, **22**, №4, 42-54, (1969).
3. В.М.Бабич, В.С.Булдырев, *Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн*. М.: Наука, 1972.
4. И.В.Головнин, А.И.Ковригин, А.Н.Коновалов, Г.Д.Лаптев, *Квант. электрон.*, **22**, 461-463, (1995).
5. S.J.M.Nabraken, G.Nienhuis, *Phys. Rev. A*, **75**, 033819, (2007).
6. В.Н.Кудашов, А.Б.Плаченов, А.М.Радин, *Опт. и спектр.*, **88**, №1, 127-129, (2000).
7. А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин, *Квант. электрон.*, **37**, №3, 290-298, (2007).
8. А.Б.Плаченов, А.М.Радин, В.Н.Кудашов, *Радиотехн. и электрон.*, **52**, №12, 1422-1429, (2007).
9. А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин, *Радиотехн. и электрон.*, **54**, №11, 1230-1243, (2009).
10. А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин, *Опт. и спектр.*, **106**, №6, 998-1000, (2009).

**ЯВНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ
ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЫ КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА С
НЕПЛОСКИМ КОНТУРОМ И ПОСТРОЕНИЕ ВЫСШИХ МОД
Плаченов А.Б.**

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия

Исследованы условия устойчивости и получены явные аналитические формулы для фундаментальной моды кольцевого резонатора с неплоским контуром и единственным астигматическим фокусирующим элементом. Оказывается, что свойства задачи сильно различаются в случаях чётного и нечётного числа зеркал. На основе полученных решений строятся высшие моды.

В докладе проводится аналитическое исследование многозеркального оптического резонатора с неплоским осевым контуром в случае, когда все зеркала, кроме одного, плоские. Такие резонаторы используются в высокостабильных твёрдотельных лазерах¹, при этом в роли зеркал выступают внутренние грани монокристалла, на которых происходит полное внутреннее отражение. При выполнении условий устойчивости в таком резонаторе формируется фундаментальная мода, имеющая вид Гауссова пучка с астигматизмом общего вида. При традиционный подходе к таким задачам, восходящем к работам В.М.Бабича² и М.М.Попова³ (см. также ⁴⁻⁶), выражения для фундаментальной моды, а также операторы рождения, преобразующие фундаментальную моду в высшие, строятся в терминах собственных векторов матрицы монодромии – лучевой матрицы полного обхода резонатора, имеющей размерность 4×4 . Эта же матрица отвечает и за условия устойчивости:

резонатор устойчив, если все собственные числа указанной матрицы по модулю равны единице, и в случае совпадения некоторых собственных чисел у матрицы не должно быть присоединённых векторов.

В настоящем докладе используется альтернативный подход, позволяющий находить выражения для фундаментальной моды непосредственно в терминах матричных элементов матрицы монодромии, минуя процедуру построения собственных векторов. Для решения задачи используется разработанная ранее⁷⁻¹⁰ процедура решения матричного квадратного уравнения специального вида. Это позволяет описать поперечное распределение поля в выбранном сечении, после чего полученное решение распространяется на весь резонатор с использованием известных формул¹¹. В результате мы получаем хотя и достаточно сложные, но явные и вполне поддающиеся анализу формулы, выражающие фундаментальную моду резонатора непосредственно через его геометрические характеристики.

Отметим, что как форма области устойчивости в пространстве параметров, так и окончательные выражения для фундаментальной моды решающим образом зависят от того, является ли общее число зеркал чётным или нечётным. Это связано с тем, что в случае нечётного числа зеркал обход резонатора сопровождается изменением ориентации системы координат, что, в свою очередь, оказывает существенное влияние на свойства матрицы монодромии¹². В результате мы имеем фактически две разные задачи (случай чётного числа зеркал оказывается существенно более сложным¹³). В частности, область устойчивости в случае чётного и нечётного числа зеркал состоит из трёх или двух подобластей соответственно.

Используемая методика позволяет также проанализировать поведение решений при критических значениях параметров, при которых решение не единственно¹². Для таких случаев получены формулы, описывающие соответствующие семейства решений, и содержащие один или два комплекснозначных параметра. В окрестности таких критических точек и линий, лежащих на стыке подобластей области устойчивости, решение чрезвычайно чувствительно к геометрическим характеристикам резонатора, и при приближении к критическим точкам предельные значения зависят от направления траектории. С помощью таких предельных переходов могут быть получены, однако, не все решения, соответствующие критической точке, а лишь подсемейства, отвечающие вещественным значениям упомянутых выше комплексных параметров. Прочие решения, входящие в семейства, могут быть получены аналогичным образом, если фокусирующее зеркало считать не идеальным, а Гауссовым, с коэффициентом отражения, зависящим от поперечной координаты, и затем одновременно с приближением других переменных к критическим значениям устремить этот коэффициент к единице.

Для построения высших мод могут быть использованы формулы метода Бабича-Попова, связывающих поперечное распределение поля фундаментальной моды с собственными векторами матрицы монодромии. Поскольку фундаментальная мода резонатора теперь известна, можно обратить указанные формулы и использовать их для нахождения аналитических выражений для собственных векторов, которые, в свою очередь, необходимы для построения высших мод. В результате размерность задачи понижается, и она сводится к нахождению собственных векторов некоторой матрицы размерностью 2×2 с известными элементами. Эта задача также допускает явное решение.

1. Н.В.Кравцов, О.Е.Наний, *Квант. электрон.*, **20**, №4, 322-344, (1993).

2. В.М.Бабич, *Зап. научн. семин. ЛОМИ*, **9**, 15-63, (1968).
3. М.М.Попов, *Вестн. Ленингр. ун-та*, **22**, №4, 42-54, (1969).
4. В.М.Бабич, В.С.Булдырев, *Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн*. М.: Наука, 1972.
5. И.В.Головнин, А.И.Ковригин, А.Н.Коновалов, Г.Д.Лаптев, *Квант. электрон.*, **22**, 461-463, (1995).
6. S.J.M.Nabraken, G.Nienhuis, *Phys. Rev. A*, **75**, 033819, (2007).
7. В.Н.Кудашов, А.Б.Плаченов, А.М.Радин, *Опт. и спектр.*, **88**, №1, 127-129, (2000).
8. A.P.Plachenov, V.N.Kudashov, A.M.Radin, *Proc. DD'06*, 243-251, (2006).
9. А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин, *Квант. электрон.*, **37**, №3, 290-298, (2007).
10. А.Б.Плаченов, А.М.Радин, В.Н.Кудашов, *Радиотехн. и электрон.*, **52**, №12, 1422-1429, (2007).
11. А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин, *Опт. и спектр.*, **106**, №6, 998-1000, (2009).
12. A.P.Plachenov, V.N.Kudashov, A.M.Radin, *Proc. DD'08*, 157-162, (2008).
13. А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин, *Квант. электрон.*, **39**, №3, 261-272, (2009). А.Б.Плаченов, В.Н.Кудашов, А.М.Радин.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЯ ИДЕИ М. ФАРАДЕЯ О «НАМАГНИЧИВАНИИ СВЕТА»

Ушаков И.И.

Дом ученых им. М. Горького РАН, Санкт-Петербург, Россия

Сравниваются результаты операциональных измерений нелинейных поляризационно-магнитооптических эффектов нарушений магнитными полями угловых симметрий пространства-времени в стабильных ядрах и идея М. Фарадея «о намагничивании света» от 12.3.1832.

Из научных исследований М. Фарадея по электричеству¹ особо выделена главная идея «...магнетизм и свет действуют друг на друга через посредство материи»² Поэтому он 12 марта 1832 г.³ написал письмо для хранения в запечатанном виде в архивах Королевского Общества сроком на 100 лет, в котором особо отмечено: «...я хочу передать это письмо на хранение Королевскому Обществу, закрепить за собой определенной датой и таким образом иметь право, в случае экспериментального подтверждения объявить эту дату датой моего открытия...»

Через 150 лет операционально открыты и измерены⁴ в сдвоенной фарадеевской ячейке нелинейные поляризационно-магнитооптические эффекты нарушений магнитными полями угловых симметрий пространства-времени в стабильных атомах. В указанных исследованиях применяется дополнительный магнитоэллиптический модулятор с четвертьволновой кристаллической кварцевой пластинкой между импульсным соленоидом модулятора и основным (рабочим).

Такой прибор представляет собой модель солнечно-земных взаимодействий⁵ и позволяет измерять указанные эффекты при минимальных значениях напряженности магнитных полей даже при изменениях их знака (полярности), т. е. при перевороте спинов микрочастиц всех иерархических уровней. Угловые величины пространства-

времени в таких условиях переполнюсовки одного из магнитных полей принимают максимальное значение, что возможно соответствует значительным перепадам энергии даже с обострением при учете самодействия микрочастиц⁶

Надежность и точность рассматриваемых экспериментальных измерений в униполярных импульсных магнитных полях проверены общественной практикой путем внедрения в учебный процесс.

Современное кризисное состояние энергетических и экологических проблем⁷ требует поиска и исследования альтернативных решений⁸

В заключении на слайдах анализируются результаты длительных экспериментальных измерений на указанной модели при различных величинах напряженности и направлениях униполярных импульсных магнитных полей.

1. М. Фарадей. Экспериментальные исследования по электричеству. Т. 1, 2,3. Изд. АН СССР, 1947-1959.
2. М. Фарадей. Избранные работы по электричеству. ГОНТИ, М.-Л. 1939, с.226, п. 2224.
3. Известия АН СССР, отделение техническое, №5, с. 132, 1938.
4. Ушаков И. И. «В одиночном плавании». *Экономическая и философская газета*, №27(507), с. 2, июль 2004.
5. Ушаков И. И. Нелинейное взаимодействие намагниченного излучения Солнца с атмосферой Земли. Сб. трудов юбилейных чтений памяти А. Л. Чижевского. СПб, изд-во Политехнического ун-та, с. 200-201, 2007.
6. Д. Пол. Проект Вселенной (Новые открытия творческой способности природы к самоорганизации). М., 2009.
7. Ш. Ромсторф, Х. Й. Шельнхубер. Глобальное изменение климата (диагноз, прогноз, терапия). М., ОГИ, 2009.
8. Ушаков И. И. Альтернативные решения энергетических и экологических проблем. Труды семинара «Проблема риска техногенной и социальной сферы». изд-во Политехнического ун-та. Вып. 8, с. 85-88, 2009.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ С НАГРЕВОМ

Глушнева А.В., Сон К.Э.

Национальный исследовательский университет
«Московский физико-технический институт», Москва, Россия

Работа посвящена экспериментальному исследованию влияния нагрева на отошедшую ударную волну и на отрыв сверхзвукового потока. Решение поставленной задачи выполнено методом оптической визуализации потока при помощи частиц. Проведено теоретическое обоснование и численное моделирование происходящих процессов.

Выполненная работа посвящена экспериментальным исследованиям обтекания тел в сверхзвуковом потоке. Это направление представляет интерес в связи с фундаментальными и прикладными проблемами и новыми возможностями в аэродинамике, которые открывают современные методы исследования. В настоящей работе использовался метод оптической визуализации потока при помощи мелких

частиц – Particle Image Velocimetry (PIV) для изучения нескольких проблем. Первая задача относится к релаксации смеси газа (воздуха) и частиц – маркеров, используемых в методе PIV. Длина зоны энергетической релаксации в такой смеси увеличивается в $M/2m$ раз по отношению к длине свободного пробега в газе. Метод PIV состоит в получении изображения потока при импульсном освещении лазером и численного анализа кросс-корреляций последовательных фотографий. Смещение частиц составляет величину около 0,3 мм, а поле изображения – около 1мм, что дает возможность определения зоны релаксации. В работе проведен корреляционный анализ и проведено сравнение с расчетно-теоретическими работами. Вторая задача, рассмотренная в работе – прохождение ударной волны через область нагретого газа и модификация формы ударной волны при неоднородном нагреве. Получены шпирен и PIV фотографии потока с отрывом и проведен анализ полученного явления.

В работе проведены уникальные эксперименты в области использования метода PIV для потоков сжимаемого газа на камере Эйфеля. В рамках данной проблемы был создан генератор частиц дыма для запыления потока частицами. В ходе работы изучены явления отходящая ударная волна и отрыв потока. На основе полученных экспериментальных данных выявлено влияние нагрева потока на данные явления. Приведенные результаты экспериментов показывают, что нагрев потока увеличивает расстояние отхода ударной волны, а нагрев поверхности модели крыла приводит к усилению эффекта отрыва и перемещению точки отрыва вверх по потоку. Результаты хорошо согласованы с теорией и аналогичными экспериментальными работами.

Результаты выполненных работ используются в совместном проекте с исследователями из MIT (Boston, USA). Финансирование работы осуществляется Программой «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2009-2010г. проект № 2.2.1.1/4561 от 15.01.2009 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013г. контракт №02.740.11.0569 от 20.03.2010.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИНЕЧУВСТВИТЕЛЬНОГО КАНАЛА ЗРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

Гаврилов А.С., Полосин* Л.Л.

БГТУ (Военмех) им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

* ФГУП «НИИТ», Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты определения спектральных характеристик синечувствительного канала зрительной системы с учетом относительной световой спектральной эффективности зрительной системы с дополнительными данными Д.Джадда в коротковолновой области спектра. Представлен локус спектральных цветов на плоскости цветности в метрическом векторном пространстве.

Спектральные характеристики синечувствительного канала зрительной системы колориметрического наблюдателя Юстовой Е.Н. определены по диаграмме цветности колориметрической системы XYZ МКО 1931 г., исходя из координат красного и зеленого первичных цветов физиологической цветовой системы координат. Координаты пересечения оси синего физиологической системы Юстовой Е.Н. и единичной плоскости x_{yz} колориметрической системы XYZ МКО 1931 г приняты равными $x = 0,174$, $y = 0,020$. Они определены при условии, что яркостные

коэффициенты синего, зеленого и красного цветов принимают положительные значения, а относительная спектральная эффективность зрительной системы совпадает с относительной спектральной эффективностью зрительной системы МКО 1924 г. колориметрического наблюдателя с углом зрения 2° . Результаты дополнительных экспериментальных исследований относительной спектральной эффективностью зрительной системы различных авторов указывают, что значения относительной спектральной эффективности зрительной системы МКО 1924 г. в области коротких длин волн имеют заниженные значения. Джадд Д. уточнил значения относительной спектральной эффективности зрительной системы в области коротких длин волн. Относительная спектральная эффективность зрительной системы МКО 1964 колориметрического наблюдателя с углом зрения 10° отличается от относительной спектральной эффективности зрительной системы МКО 1924 г. Вследствие этого возникает необходимость в новом определении положения координат синего в колориметрических системах МКО 1931 г. и МКО 1964 г., а также в уточнении спектральных характеристик синечувствительного канала зрительной системы для соответствующих колориметрических наблюдателей.

Относительные спектральные эффективности цветных каналов зрительной системы определяют основные оси физиологической цветовой системы координат, которая служит основой для представления цветов в метрическом векторном цветовом пространстве. Расчет локуса чистых спектральных цветов в плоскости цветности метрической цветовой системы координат A, θ, φ показывает, что в области коротких длин волн для наблюдателя Юстовой Е.Н. имеется существенный разброс числовых параметров, который плохо согласуется с экспериментальными данными в области коротких длин волн, полученными надпороговыми методами. Определена относительная спектральная эффективность канала синего зрительной системы с повышенной чувствительностью относительной спектральной эффективности зрительной системы в области коротких длин волн по Джадду Д.

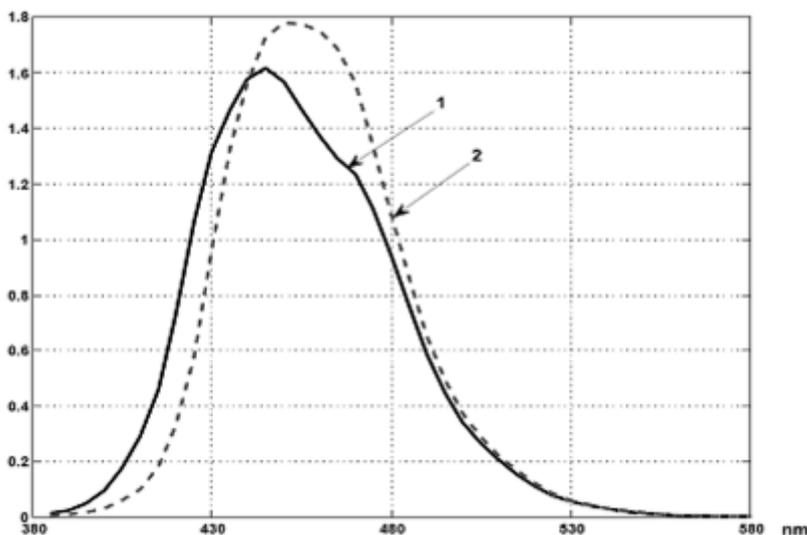


Рис.1. Относительные спектральные эффективности канала синего колориметрического наблюдателя: 1- Д.Джадда; 2- Е.Н. Юстовой.

На рисунке 1 представлены относительные спектральные эффективности канала синего для колориметрических наблюдателя Юстовой Е.Н., наблюдателя Джадда Д. и рассчитанная авторами характеристика. Небольшие различия в относительных спектральных характеристиках приводят к заметному изменению локуса чистых

спектральных цветов. Диаграммы цветностей чистых спектральных цветов для данных наблюдателей в плоскости цветности a, φ метрической цветовой системы координат для наблюдателя Джадда Д. представлены на рисунке 2, яркостные коэффициенты: $A_r=0,603$; $A_g=0,395$; $A_b=0,002$.

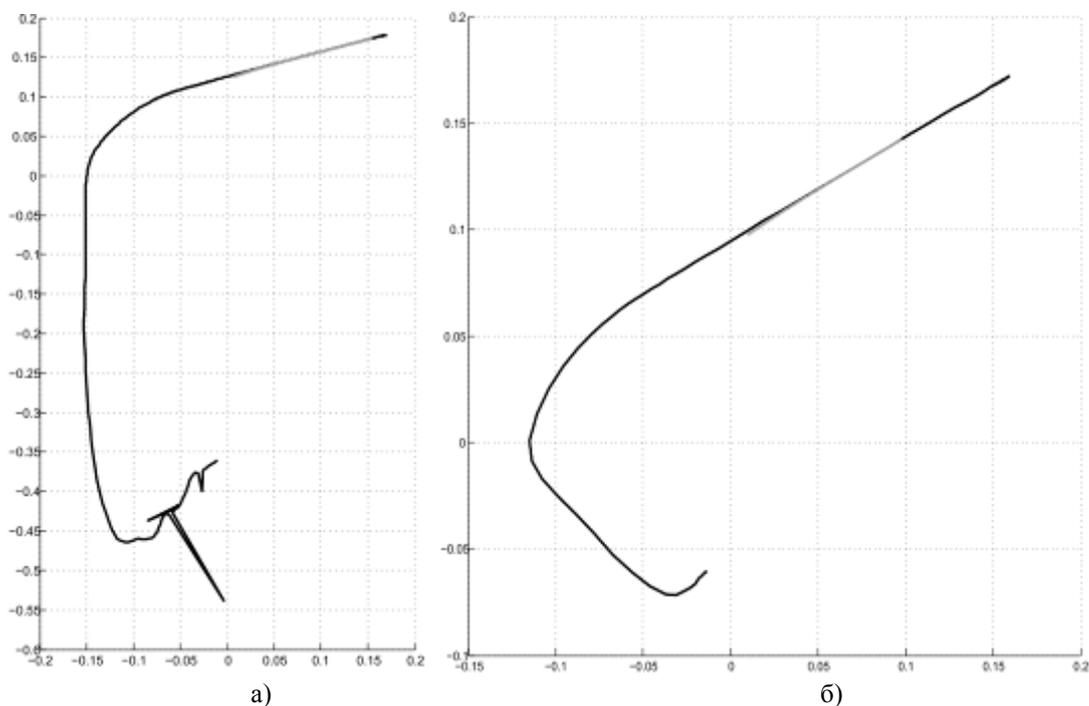


Рис.2. Диаграмма цветности с линией абсолютно черного тела: а) колориметрический наблюдатель Юстовой Е.Н.; б) колориметрический наблюдатель Джадда Д.

Разброс значений локуса чистых спектральных цветов в области синего уменьшается и наблюдается лучшее согласие с имеющимися экспериментальными характеристиками зрительной системы. Полученные результаты вычислений существенно отличаются от прогнозируемых, возникает необходимость провести коррекцию яркостных коэффициентов.

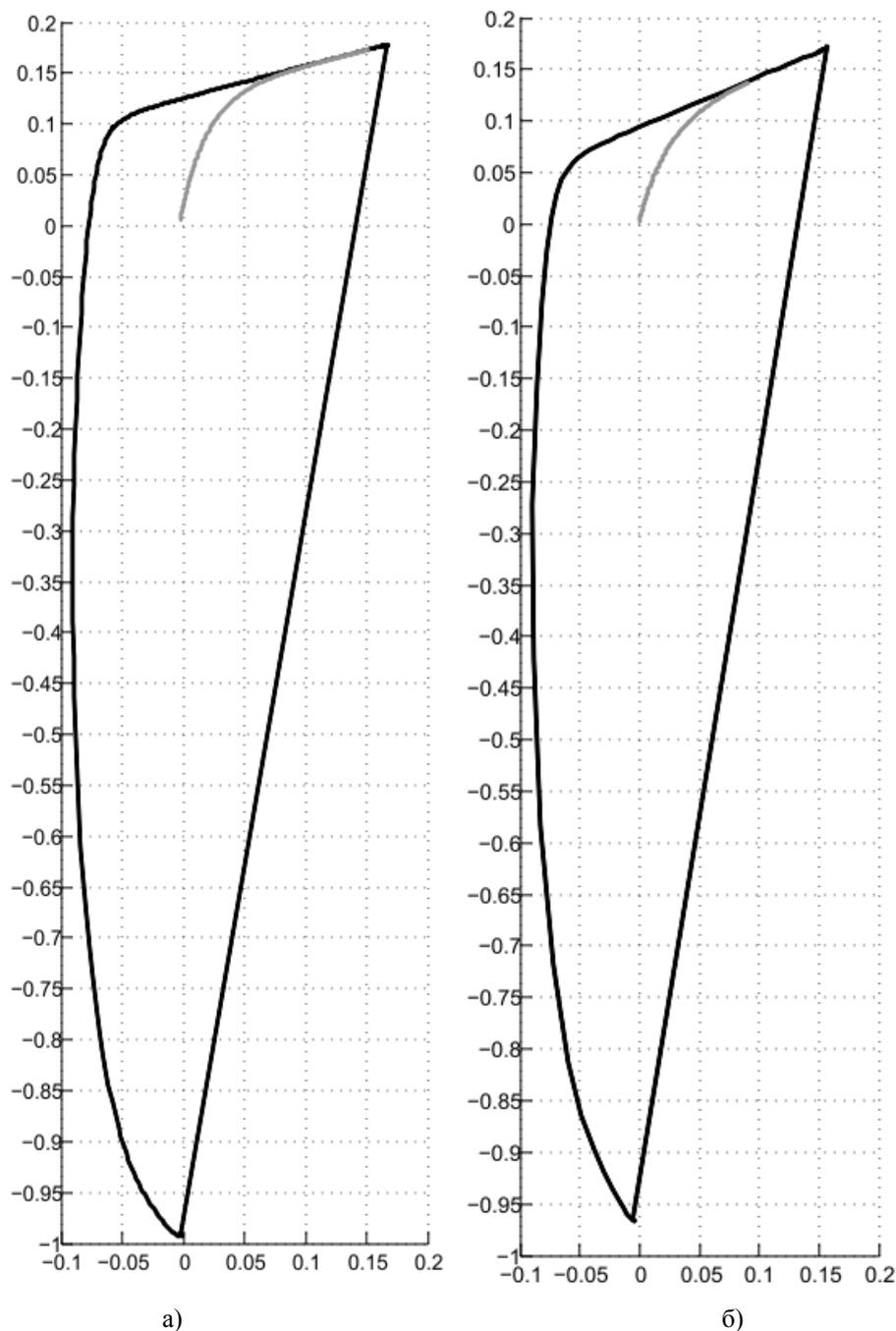


Рис.3. Диаграмма цветности с линией абсолютно черного тела с учетом коррекции яркостных коэффициентов: а) Юстовой Е.Н.; б) Джадда Д.

На рисунке 3 представлены кривые цветности с учетом коррекции яркостных коэффициентов, для колориметрического наблюдателя Юстовой Е.Н.: $A_r=0,525$; $A_g=0,375$; $A_b=0,1$; для колориметрического наблюдателя Джадда Д.: $A_r=0,529$; $A_g=0,381$; $A_b=0,09$. Полученные значения яркостных коэффициентов являются приблизительными и требуют дополнительных проверочных расчетов.

Секция 3 Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ФАЗОВЫХ МИКРООБЪЕКТОВ

**Абрамов А.Ю.* , Савонин С.А.* , Диков О.В.* , Перепелицына О.А.* **,
Рябухо В.П.* ****

***Саратовский национальный исследовательский университет
им. Н.Г.Чернышевского, Саратов, Россия**

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

Рассматривается метод цифровой голографической интерферометрии сфокусированных изображений для пространственно высокоразрешающего анализа структуры фазовых микрообъектов. Обсуждаются возможности применения метода и результаты экспериментальных исследований процесса взаимной диффузии химических веществ в тонких прозрачных средах.

В методе цифровой голографии, в котором используется запись цифровой голограммы и процедура численного восстановления комплексной амплитуды объектного поля, реализуется возможность количественного восстановления фазовых пространственных распределений в объектной волне. Кроме этого, численные процедуры восстановления комплексных амплитуд полей позволяют реализовывать соответствующие процедуры интерференционного сравнения этих полей и формирования интерференционных картин, отображающих изменения фазовых распределений в объектном поле, происшедших в результате тех или иных процессов в исследуемом объекте. Таким образом, в частности, реализуется возможность наблюдения и изучения динамики изменения объемных распределений различных физических параметров внутри прозрачных микрообъектов с микронным и субмикронным разрешением.

Для реализации метода цифровой голографической интерферометрии фазовых микрообъектов наиболее приемлема схема записи безлинзовой Фурье-голограммы, поскольку численное Фурье-преобразование такой голограммы, максимально удобное с практической точки зрения, позволяет восстанавливать комплексную амплитуду поля в области его изображения. При записи цифровой голограммы сфокусированного изображения, когда в плоскости матричного фотоприемника формируется полное изображение изучаемого объекта или его отдельный фрагмент с необходимым увеличением, также может быть реализована запись безлинзовой Фурье-голографии с последующим численным Фурье-преобразованием для восстановления комплексной амплитуды объектного поля. В настоящей работе обсуждается одна из возможных схем записи цифровой Фурье-голограммы сфокусированного изображения фазового микрообъекта и процедура численной обработки цифровых голограмм с целью

восстановления комплексной амплитуды объектного поля и реализации принципа голографической интерферометрии.

В оптической схеме (рис. 1) используются два идентичных микрообъектива $OB1$ и $OB2$ в объектном и опорном каналах, что обеспечивает высокую стабильность системы в условиях внешних возмущений и простоту юстировки оптических элементов схемы. Пучок He-Ne лазера LR коллимируется системой линз $L1 - L2$ и делится по волновому фронту на опорный и объектный пучки. Объектный пучок ослабляется нейтральным фильтром $F1$, проходит через исследуемый фазовый объект C . Микрообъектив $OB1$ формирует изображение исследуемого объекта в плоскости матрицы цифровой камеры $CMOS$. Ослабленный фильтром $F2$, опорный пучок проходит через микрообъектив $OB2$ и фокусируется в заднюю фокальную плоскость FP микрообъектива $OB1$. Оба пучка, проходя через нейтральный фильтр $F3$, перекрываются под небольшим углом θ в плоскости матрицы камеры $CMOS$.

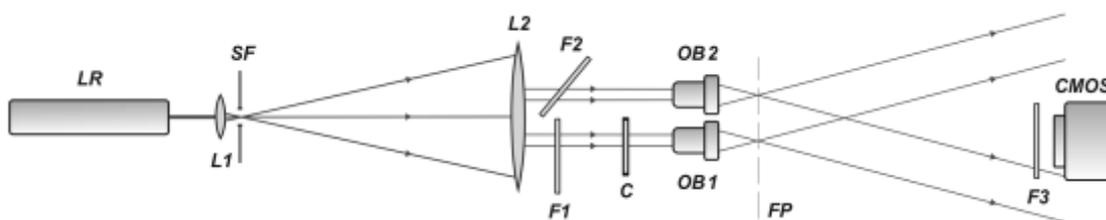


Рис. 1. Схема записи цифровой Фурье-голограммы сфокусированных изображений фазового микрообъекта: LR – He-Ne лазер; SF – пространственный фильтр; $L1-L2$ – коллиматор; $F1, F2, F3$ – нейтральные фильтры; C – исследуемый фазовый микрообъект; $OB1, OB2$ – идентичные микрообъективы; FP – фокальная плоскость микрообъективов; $CMOS$ – цифровая фотокамера

В наших экспериментах для записи цифровых голограмм использовалась камера с 3.0 Mpx сенсором, выполненным по технологии $CMOS$. Одиночный пиксель матрицы имеет размеры $3.2 \times 3.2 \text{ }\mu\text{m}$. Максимальная величина угла между объектной и опорной волнами составляла 5.6° .

Разработанное прикладное программное обеспечение обеспечивает реализацию процедуры численного восстановления комплексной амплитуды и интенсивности объектного поля в плоскости его изображения с записанной цифровой голограммы, а также последующий многоэкспозиционный интерференционный анализ динамики изменения изучаемого фазового объекта. Цифровая голограмма (рис. 2), как числовая матрица распределения интенсивности в плоскости матричного сенсора камеры, подвергается дискретному фурье-преобразованию. В результате вычисляется комплексный спектр пространственных частот голограммы. На рис. 3 представлена картина распределения интенсивности этого спектра. В нём присутствуют четыре компоненты – изображение точечного опорного источника и дифракционное гало вокруг него в центре, а также распределения интенсивности пространственного спектра объектного и ему комплексно сопряжённого полей.

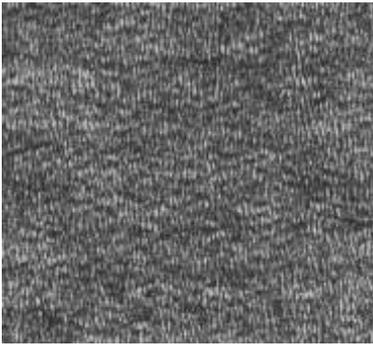


Рис. 2. Цифровая голограмма

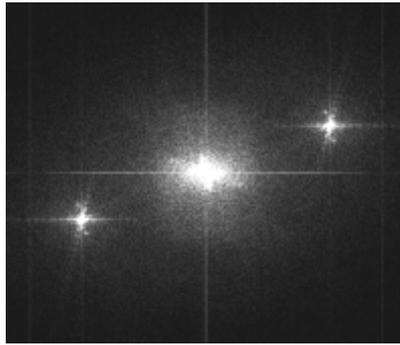


Рис. 3. Спектр пространственных частот голограммы

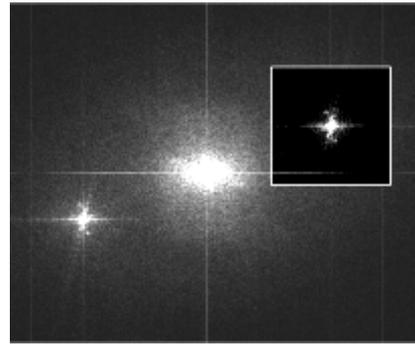


Рис. 4. Пространственно-частотная фильтрация голограммы

Пространственный спектр голограммы подвергается процедуре пространственной фильтрации – выделяются пространственные частоты, соответствующие объектному полю (рис. 4). Выделенная (отфильтрованная) область пространственного спектра подвергается второму фурье-преобразованию для восстановления комплексной амплитуды поля сфокусированного изображения объекта. Это позволяет осуществлять фазовые интерференционные исследования контролируемого фазового объекта путем сложения или вычитания восстановленных объектных полей, соответствующих различным состояниям контролируемого объекта. Формируемая картина интерференционных полос – цифровая интерферограмма – отражает фазовые изменения объекта.

На рис. 5 приведены цифровые интерферограммы процесса диффузии в системе этиловый спирт – вода в различные моменты времени.

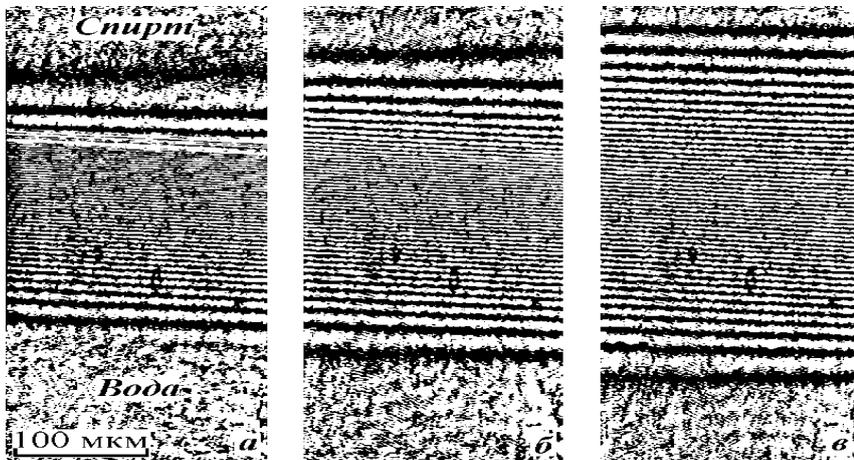


Рис.6. Цифровые интерферограммы процесса диффузии в системе этиловый спирт-вода в различные моменты времени: а – 58 сек, б – 124 сек, в – 202 сек

Разработанные в рамках проведённых исследований новые схемные решения и программное обеспечение для цифровой голографической интерферометрии сфокусированных изображений фазовых микрообъектов позволяют также реализовать метод цифровой голографической фазовой микроскопии.

Работа выполнена при поддержке Аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)”.

**СПЕКЛ-ФОТОГРАФИЯ С ЦИФРОВОЙ ЗАПИСЬЮ
ДИФРАКЦИОННОГО ПОЛЯ В ФУРЬЕ-ПЛОСКОСТИ**
Рябухо В.П., Мысина Н.Ю., Горбатенко Б.Б.*, Максимова Л.А.**

Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

*Саратовский технический университет, Саратов, Россия

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

Рассматривается метод двухэкспозиционной спекл-фотографии с цифровой записью спекл-структуры дифракционного поля в дальней области дифракции для измерения микросмещений отражающих рассеивающих объектов. Выполнено компьютерное моделирование процессов записи спеклограмм и формирования дифракционных гало с модулирующими интерференционными полосами, отражающими смещение объекта.

В настоящей работе рассматриваются методы цифровой спекл-фотографии в фурье-плоскости для определения малых смещений рассеивающего объекта – наклонов и поворотов на малый угол. Метод двухэкспозиционной спекл-фотографии, предназначенный для измерения малых смещений и деформаций объектов с рассеивающей поверхностью, основан на определении величины смещения спеклов или в плоскости изображения поверхности объекта, или в дифракционном поле. В аналоговом варианте этого метода на фотопластинку или на какую-либо другую высокоразрешающую фоточувствительную среду записываются последовательно спекл-модулированные картины в исходном и смещенном состояниях рассеивающего объекта. Смещение спеклов определяются по параметрам картины интерференционных полос, наблюдаемых в дифракционном гало, образующемся при освещении фрагмента спеклограммы лазерным пучком с малой апертурой.

Аналоговые методы двухэкспозиционной спекл-фотографии могут быть эффективно реализованы с использованием средств цифровой записи спекл-модулированных картин и соответствующих процедур численной обработки полученных цифровых изображений. В рамках этого подхода записываются цифровые кадры или сфокусированного изображения объекта, или его дифракционного поля, в исходном, а затем в смещенном состояниях. Затем выполняется численная обработка полученных цифровых спекл-модулированных изображений, соответствующая вышеописанным аналоговым процедурам обработки двухэкспозиционных спеклограмм.

В каждом цифровом кадре выбираются одинаковые по расположению и размеру фрагменты изображения, в которых взаимное смещение спеклов можно считать в определенном приближении однородным. Далее вычисляется пространственный спектр алгебраической суммы или разности этих фрагментов и формируется соответствующий кадр изображения этого спектра, в котором наблюдается пространственная модуляция, аналогичная интерференционной модуляции дифракционного гало в аналоговом методе спекл-фотографии. Параметры полос модуляции – период и пространственная ориентация полос, определяются, соответственно, величиной и направлением взаимного смещения спеклов в выбранных фрагментах кадров изображений. На рис.1 представлена схема модели процесса записи двухэкспозиционной цифровой фурье-спеклограммы и формирования дифракционного гало, модулированного интерференционными полосами.

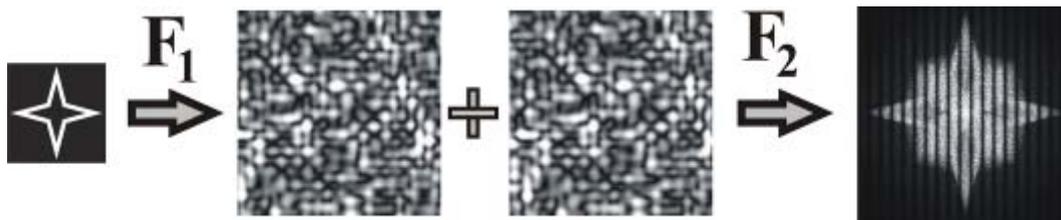


Рис. 1. Схема модели процесса записи двухэкспозиционной цифровой фурье-спеклограммы и формирования дифракционного гало, модулированного интерференционными полосами

Задачей методов спекл-фотографии является контроль деформаций, изменений в положении и ориентации рассеивающего объекта. Метрологическая поверка этих методов требует более высокой точности определения параметров деформаций и перемещений объекта какими-либо другими методами. Для исследования эффективности работы данных методов измерения было выполнено компьютерное моделирование процессов формирования дифракционных полей. Компьютерное моделирование процессов проводилось в соответствии с теоретическим представлением о δ -коррелированном объектном поле с гауссовой статистикой его комплексной амплитуды. В рамках работы проведено численное моделирование объектного поля рассеивающего объекта с апертурой произвольной формы, процессов дифракционного преобразования и записи фурье-спеклограммы этого поля, формирования пространственного спектра фурье-спеклограммы – дифракционного гало. Критерием правильности работы модели послужил физический эксперимент, выполненный в работе.

Использование цифровой записи пространственных лазерных спекл-модулированных дифракционных картин расширяет функциональные и метрологические возможности метода двухэкспозиционной спекл-фотографии.

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И УСТРОЙСТВА СВЕТОДИОДНОГО ОСВЕЩЕНИЯ В ПРИБОРАХ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ

Васильев А.В., Сырямкин В.И., Юрченко В.И.

ОАО «Научно–исследовательский институт полупроводниковых приборов», г.Томск, Россия

В докладе рассматриваются светодиодные оптические системы освещения в приборах и устройствах, роль проектирования линз и управления освещением в них.

Применение приборов технического зрения имеет широкое распространение в оценке качества электронных устройств и систем при контроле процессов сборки микросхем¹ и полупроводниковых приборов, также для обнаружения дефектов в кристаллах, топологии микросхем, печатных плат и т.д. Для получения изображения объектов, приборы оснащаются видеосистемами, оптическими системами и устройствами подсветки различного спектрального состава².

Для четкой передачи изображения необходим источник освещения, обеспечивающий требуемый уровень освещенности и спектральный состав излучения и видимого диапазона длин волн адаптируемый со спектральной чувствительностью видеокамеры. Из всех источников освещения самым подходящим вариантом является светодиодные источники освещения⁴. Малые размеры и низкие уровни рассеиваемой

мощности позволяют использовать светодиоды в качестве источников излучения, монтируемых в элементах подсвета поля зрения СТЗ.

Светодиодные источники освещения имеют различные формы исполнения осветителей: кольцевая, квадратная, прямоугольная, цилиндрическая и др. В зависимости от формы исполнения источника освещения изготавливаются оптические системы (линзы). Так, например, для кольцевого источника освещения подойдет параболическая линза, которая будет равномерно распределять свет по требуемой поверхности. Вторичная оптика в изделиях светодиодной светотехники³ делится на 3 группы: линзы, отражатели, комбинации их и системы множественных линз или отражателей. Светодиодная оптика, в основном, базируется на создании коллимированного излучения от светодиода со стандартным коллиматорным дизайном линзы, распространяющей свет на главной поверхности линзы в заданном необходимом направлении. Линзы для светодиодов производятся из PMMA (полиметилметакрилат) или PC (поликарбонат). Существует сотни различных модификаций в этих материальных группах, но только маленькая часть обеспечивает критерии качества (коэффициент пропускания в заданной спектральной области). Были разработаны различные варианты линз и систем управления освещением.

В расчете оптической системе используется программное обеспечение Zemax, Trace Pro и т.д. Предложены системы малогабаритных источников подсветки на светодиодах для оптических микроскопов отечественного и импортного выпуска, приводятся результаты экспериментальных исследований разработанных светодиодов. Предлагаемая система является достаточно простой и эффективной для повседневного текущего контроля всех этапов производства с формированием базы данных в компьютере о каждой партии с конкретным изделием.

1. К.И. Билибин, А.И. Власов, Л.В. Журавлева и др. Конструкторско–технологическое проектирование электронной аппаратуры Учебник для ВУЗов/ Под общ. Ред. В.А. Шахнова. – М.: Изд. – во МГТУ им.Н.Э. Баумана, 2002. – 528 с.: ил. – (Сер. Информатика в техническом университете.).
2. В.И. Мошкин, А.А. Петров, В.С. Титов, Ю.Г. Якушенков «Техническое зрение роботов»/ Под общ. ред. Ю.Г. Якушенкова. – М.: Маши-ие, 1995. – 272с.
3. Газиева Е.Э., Вилисов А.А., Пелявин Д.Ю., Юрченко В.И.. Адаптивная система управления освещением на основе полупроводниковых источников света. // «Известие вузов. Физика», 9/3, с. 132 – 133, 2008г.
4. Газиева Е.Э., Бакин Н.Н., Юрченко В.И. «Тенденции развития комплектующих изделий для светодиодных источников освещения». Российская светотехническая интернет–конференция «Свет без границ». 3–16 июня 2009г. С. 296–300.

ДЛИНА ПРОДОЛЬНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ПОЛЯ ПРОТЯЖЕННОГО МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА В ПРОСТРАНСТВЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Лякин Д.В.*, Рябухо В.П.*,**

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

**Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского,
Саратов, Россия

Теоретически и экспериментально показано немонотонное изменение длины продольной когерентности поля протяженного монохроматического источника света в пространстве изображений тонкой собирающей линзы.

Когерентные свойства оптического поля являются одним из источников информации, как о самом поле и его источнике, так и об объектах, с которыми это поле провзаимодействовало. Важным также является выявление закономерностей трансформации когерентных свойств поля при его прохождении через изображающую оптическую систему.

Длина продольной когерентности оптического поля в общем случае определяется и частотным, и угловым спектрами поля¹. При сравнительно малой ширине частотного спектра $\Delta\lambda$ и достаточно широком угловом спектре, когда $\lambda_0^2/\Delta\lambda \gg 2\lambda_0/\theta^2$, где λ_0 - средняя длина волны, а θ - ширина углового спектра, длина продольной когерентности L_c определяется преимущественно шириной углового спектра θ ¹

$$L_c(z) \approx 2\lambda_0/\theta^2(z). \quad (1)$$

В свободном пространстве длина когерентности L_c монотонно возрастает с удалением от источника вдоль направления z распространения поля в силу уменьшения ширины углового спектра $\theta(z)$ ¹. Такая зависимость $L_c(z)$ проявляется в эксперименте с интерферометром Майкельсона с протяженным монохроматическим источником света на входе при продольном (вдоль оптической оси) смещении одного из зеркал интерферометра и регистрации интерференции на различных расстояниях z от источника¹.

Продольное смещение Δz_M одного из зеркал интерферометра приводит к возникновению разности хода Δ_{12} и к взаимному продольному сдвигу Δz интерферирующих полей на оптической оси интерферометра. Изменяющаяся разность хода Δ_{12} вызывает осцилляции в сигнале интерферометра, а взаимный продольный сдвиг полей Δz приводит к нарушению взаимной когерентности интерферирующих полей и, как следствие, к исчезновению интерференционных осцилляций при превышении сдвига Δz длины продольной когерентности L_c , $\Delta z \geq L_c$. Таким образом формируется интерференционный сигнал, огибающая (коэффициент модуляции) которого имеет достаточно узкую ширину в шкале разности хода, – так называемый интерференционный импульс. По величине продольного сдвига, соответствующего ширине интерференционного импульса, определяется длина продольной пространственной когерентности поля¹.

Величина продольного сдвига Δz в свободном пространстве (без изображающих оптических элементов) на выходе интерферометра равна разности хода¹

$$\Delta z = \Delta_{12} = 2\Delta z_M. \quad (2)$$

С ростом расстояния z от источника поля наблюдается монотонное увеличение ширины интерференционного импульса когерентности (ширины огибающей интерференционного сигнала) в шкале разности хода в интерферометре.

Однако, если в выходном плече интерферометра располагается собирающая линза, а наблюдение интерференции производится в пространстве изображений (за линзой), равенство (2) нарушается, и сдвиг Δz нелинейно изменяется вдоль оси z

$$\Delta z(z) = 2\Delta z_M (z/f)^2, \quad (3)$$

где f - фокусное расстояние линзы, а координата z отсчитывается от задней фокальной плоскости линзы. При этом разность хода Δ_{12} остается постоянной и определяется выражением (2). Вместе с этим в пространстве изображений ширина углового спектра поля $\theta(z)$ может немонотонно изменяться, что влечет за собой соответствующее немонотонное изменение длины когерентности $L_c(z)$.

Ширина углового спектра θ в пространстве изображений определяется или размером объекта D_S , или диаметром апертуры линзы D_L в зависимости от координаты z точки наблюдения поля и координаты z_s положения источника относительно линзы (отсчитывается от передней фокальной плоскости линзы).

В случае бесконечной апертуры линзы для угловой апертуры оптического поля в пространстве изображений можно получить следующее выражение

$$\theta_\infty(z) \approx 0.5D_S f / (z_s z - f^2). \quad (4)$$

При конечной апертуре линзы и бесконечно большом размере источника угловая апертура поля $\theta(z)$ определяется выражением

$$\theta_L(z) \approx 0.5D_L / (f + z). \quad (5)$$

Ширина интерференционного импульса когерентности в шкале разности хода Δ_{12} , возникающей в интерферометре при продольном смещении одного из его зеркал, определяется равенством

$$\Delta z(z) \approx L_c(z). \quad (6)$$

Используя соотношения (6), (1) и выражения (3)-(5), можно получить выражения для оценки полуширины интерференционных импульсов когерентности в зависимости от размеров источника и апертуры линзы

$$p_\infty(z) \approx \frac{8\lambda_0}{D_S^2} \left[z_s - \frac{f^2}{z} \right]^2, \quad (7)$$

$$p_L(z) \approx \frac{8\lambda_0}{D_L^2} \left[f \left(1 + \frac{f}{z} \right) \right]^2. \quad (8)$$

На рис.1 представлены экспериментальные данные зависимости ширины импульса продольной когерентности $p(z)$ от положения фотоприемника на оптической оси z в пространстве за линзой. В качестве монохроматического протяженного источника оптического поля использовалось матовое стекло, освещенное лазерным

светом с $\lambda_0 = 0,63$ мкм ($D_S = 3$ мм, $z_s = 57$ мм). В качестве линзы на выходе интерферометра использовался фотообъектив «Юпитер-3» ($f = 50$ мм, $D_L = 33$ мм).

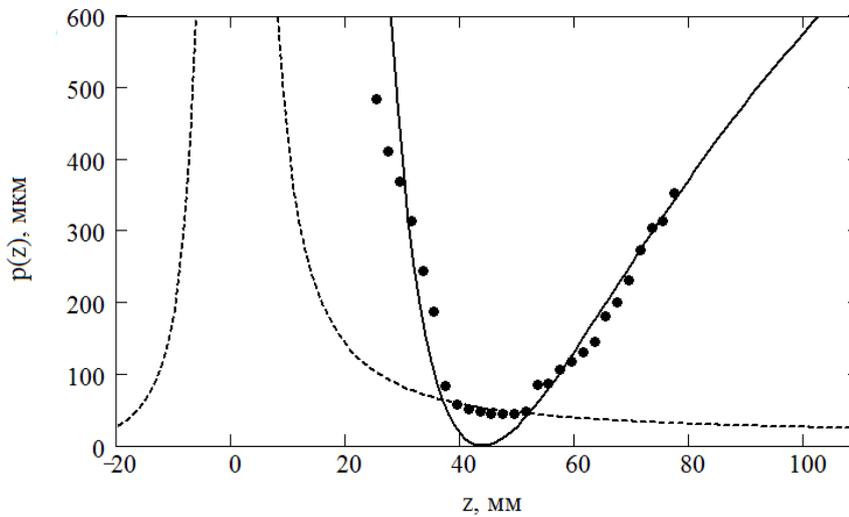


Рис. 1. Ширина импульса продольной когерентности в пространстве изображений тонкой линзы в зависимости от расстояния от задней фокальной плоскости линзы: сплошная линия – по формуле (7); пунктирная линия – по формуле (8); кружки – экспериментальные данные

Результаты исследования могут найти применение в методах профилометрии с использованием эффектов продольной пространственной когерентности², а также в методах корреляционного формирования изображений (ghost imaging)³.

Работа выполнена при поддержке грантов программы «Развитие научного потенциала высшей школы», коды проектов 2.1.1/4364 и 2.2.1.1/2950.

1. В.П. Рябухо, Д.В. Лякин, В.В. Лычагов, *Опт. и спектр.* **107**, №2, 296-301, (2009).
2. Z. Liu, T. Gemma, J. Rosen, M. Takeda, *Appl. Opt.* **49**, D12-D16, (2010).
3. F. Ferri, D. Magatti, V.G. Sala, A. Gatti, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 261109-261111, (2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ СФОРМИРОВАННОМ ИМПЛАНТАЦИЕЙ ПРОТОНОВ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Круглов В.Г., Шандаров В.М.

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия

Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения
информации, стендовый доклад

Представлены результаты экспериментальных исследований формирования и взаимодействия темных фотовольтаических пространственных солитонов в планарном волноводе сформированном имплантацией протонов в ниобате лития для прикладного использования при разработке устройств управления и модуляции света.

Элементы управления и преобразования световых пучков на основе фоторефрактивных материалов представляют интерес для систем оптической обработки информации^{1, 2}. Эффекты формирования оптических пространственных солитонов относятся к одному из приоритетных направлений исследований в плане реализации на их основе преобразующих и управляющих светом устройств. Целью данной работы явилось экспериментальное исследование и демонстрация возможности реализации оптически управляемых элементов в планарном оптическом волноводе, сформированном методом ионной имплантации в ниобате лития (LiNbO_3), пригодных для выполнения операций адресации световых пучков и переключения оптических каналов.

Исследуемый волноводный образец сформирован в пластине $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ (0,1 вес.%) X - среза путем протонной имплантации при энергии пучка 500 кэВ и дозе имплантированных протонов 10^{17} см⁻². При торможении ионов в материале происходит аморфизация кристалла в слое достаточно малой толщины на некотором расстоянии от поверхности, где они практически полностью теряют свою энергию. Показатель преломления LiNbO_3 для необыкновенно поляризованной волны в области этого слоя уменьшается на величину $\Delta n \approx 2 \cdot 10^{-3}$, оставаясь у поверхности кристалла неизменным. Барьерный слой с пониженным показателем преломления обеспечивает волноводный эффект в имплантированной области.

Схема экспериментов приведена на рис. 1. Источниками излучения являются твердотельный непрерывный $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ лазер с удвоением частоты ($\lambda=532$ нм) (1) и He-Ne лазер ($\lambda=633$ нм) (2). Поляризация света соответствует необыкновенной волне в кристалле, формирование темных солитонов и считывание индуцируемых ими волноводных каналов может осуществляться излучением с одной и той же либо с разными длинами волн. Диаметры световых пучков выравниваются с помощью коллиматора (3), для юстировки их соосности служат призма (7) и светоделительный кубик (8). Микрообъективами (9) с увеличением $3,7\times$ свет фокусируется на торец планарного волновода. Генерирование темных солитонов требует световых пучков с противофазным полем в половинах апертуры³. В нашем случае для этого в пучок вводятся тонкие стеклянные пластинки (4, 5) обеспечивающие при некотором положении нужный фазовый сдвиг⁴. Изображение выходной плоскости волновода

проецируется на CCD - камеру (14) микрообъективом (13). В ходе эксперимента пластинки периодически выводились из пучка на время считывания (~1 с). Это позволяет проследить за временной эволюцией поля считывающего пучка, изменение которого обусловлено индуцированием формирующим пучком нелинейной линзы. Альтернативно эта линза может зондироваться световым пучком с другой длиной волны, блокируемым шторкой (6) при формировании солитона и «включаемым» на время считывания при блокировании формирующего пучка.

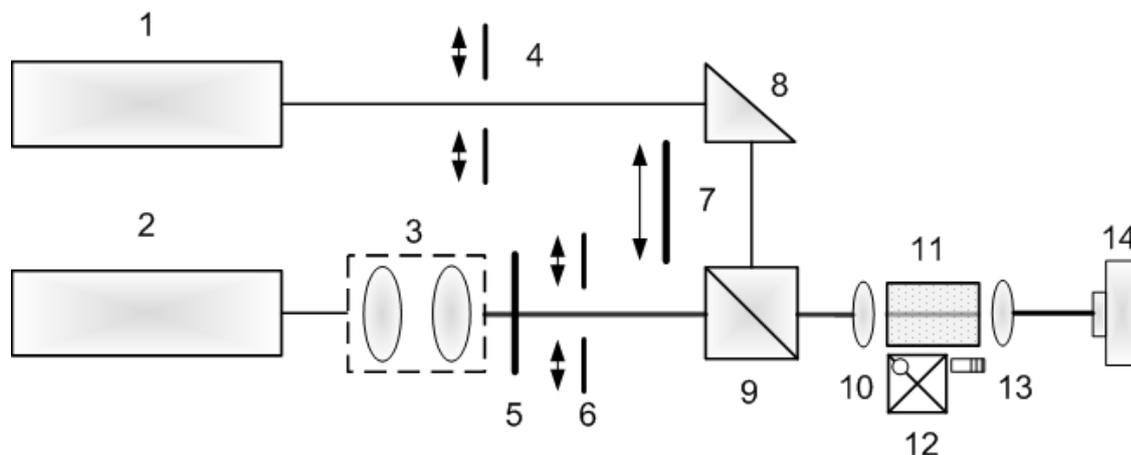


Рис. 1. Схема экспериментов: 1, 2 – YAG:Nd³⁺ и He-Ne лазеры; 3 – коллиматор; 4, 6 – стеклянные пластинки; 5 – светофильтр КС – 14 (8 dB), 7 – шторка для блокирования пучков; 8 – призма; 9 – светоделительный кубик; 10, 13 – микрообъективы; 11 – волновод; 12 – трехкоординатный микрометрический столик; 14 – CCD камера

Особенностью пространственных оптических солитонов является их поведение при взаимодействии, т.е. при пересечении солитонных пучков под малыми углами или при параллельном распространении на таком расстоянии, когда их поля частично перекрываются. Волноводная конфигурация запрещает часть подобных эффектов, для которых важен векторный характер светового поля, либо необходима трехмерность среды. Однако эффекты взаимного притяжения либо отталкивания и обмена энергией между светлыми стационарными экранирующими солитонами наблюдались в оптических волноводах SBN:Ce:He⁺ для излучения He – Ne лазера при микроваттных мощностях световых пучков⁵.

Картины светового поля на выходной плоскости волновода, представленные на рис. 2, иллюстрируют результаты эксперимента по формированию двух темных пространственных солитонов, распространяющихся в протонно-имплантированном волноводе в образце LiNbO₃:Cu:H⁺. В качестве формирующего и считывающего пучков использовалось излучение с $\lambda=633$ нм. Мощность формирующего и считывающего пучков перед микрообъективом с увеличением 3,7× составляла 112 мкВт. Начальная ширина темных провалов в поле формирующего пучка на выходной плоскости волновода составляла ~50 мкм (на входной плоскости ее величина ~15 мкм). В ходе эксперимента она существенно уменьшалась, достигая установившегося размера 20 мкм. При взаимодействии темных пространственных солитонов через $t=10$ минут после начала эксперимента, наблюдалось их взаимное притяжение (рис. 2 б), через $t=20$ минут наблюдалось отталкивание солитонов (рис. 2 в). При $t=30$ минут в данном эксперименте «включался» считывающий пучок с $\lambda=633$ нм. Рис. 2 г демонстрируют локализацию светового поля в области индуцированного темными солитонами волноводных каналов.

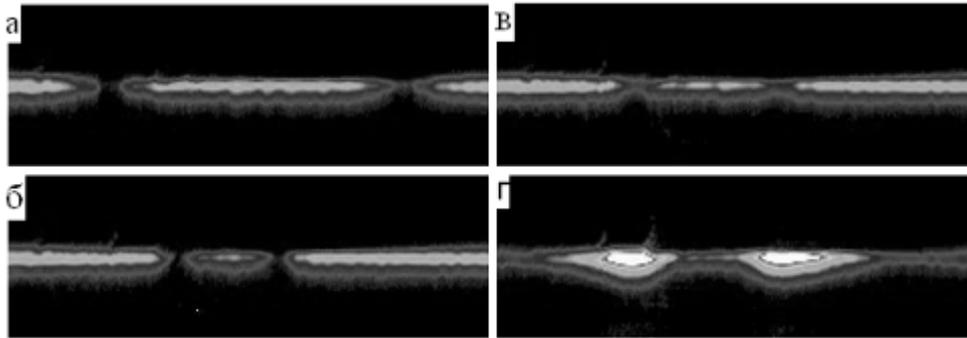


Рис. 2. Картины светового поля формирующего темные пространственные солитоны при $t = 0$ мин (а), $t = 10$ мин (б) и $t = 30$ мин (в), и считывающего оптические волноводы, сформированные солитонами при $\lambda = 633$ нм (г) на выходной плоскости волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{H}^+$

Представленные экспериментальные результаты демонстрируют возможность формирования и взаимодействия темных пространственных солитонов в полученном методом протонной имплантации оптическом волноводе. Рассмотренное взаимодействие темных пространственных солитонов в планарном оптическом волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}:\text{H}^+$ позволяет судить о возможности применения сформированных волноводных структур в элементах фотоники, реализующих операции управления светом с помощью света (например, Y – разветвители) ⁶.

Работа выполнена по проекту НИР РНП.2.1.1.429 и при финансовой поддержке Фонда содействия развитию МФП в НТС, грант У.М.Н.И.К.

1. D. Kip, *Appl Phys B*, **67**, 131-150, (1998).
2. Ю.С. Кузьминов, М.: Наука, (1975).
3. M. Taya, M. Bashaw, M. Fejer, M. Segev, G. Valley, *Phys. Rev. A* **52**, 3095, (1995).
4. V. Shandarov, D. Kip, M. Wesner, J. Hukriede, *Journ. Opt. A Pure Appl. Opt.*, **2**, 500, (2000).
5. D. Kip, M. Wesner, C. Herden, V. Shandarov, *Appl. Phys. B*, V. **68**, p. 971, (1999).
6. G.I. Stegeman, M. Segev. *Science*, V. **286**, p. 1518, (1999).

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИФРАКЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА ЛИНЗЕ ФРЕНЕЛЯ КАК ГЕНЕРАТОР КОДОВЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ИМПУЛЬСОВ

Стаценко Т.В., Толмачев Ю.А., Фроленкова М.В.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена динамика преобразования одиночного ультракороткого импульса в последовательность импульсов равной амплитуды, знак которых соответствует наперед заданному числовому коду. Анализируются особенности связи формы исходного импульса с формой отдельного импульса последовательности.

Развитие метода исследования особенностей преобразования ультракороткого импульса различными оптическими системами с помощью модели δ -волны (смотри обзор в работах ^{1,2}), показало возможность качественного и количественного описания

процессов нестационарной дифракции в рамках относительно простых математических и наглядных представлений. Их основу составляет подход к оптической системе как к устройству, *активно преобразующему* входной сигнал. Примером может служить данное в ³ описание взаимодействия пластинки Соре-Френеля с ультракоротким импульсом, и детальный анализ импульсного отклика одного компонента линзы Френеля ⁴. Представленная работа является логическим продолжением исследований и рассматривает воздействие этой простой системы как целого на облучающую ее импульсную волну. Предполагая линзу ахроматической и безабберационной, мы будем иметь в виду возможность реализации аналогичной по воздействию на волну комбинации кольцевых параболических зеркал.

Традиционный анализ работы линзы Френеля не подразумевает изучение особенностей задержки волны по времени (фазе моно-хроматического колебания), нас же будет интересовать именно этот аспект ее работы. Пусть волна $\delta(t-z/c)$ падает на линзу вдоль оси z . Игнорируя общую задержку во времени в слое стекла постоянной толщины, для некоторого момента времени после того как волна покинула линзу, поле можно качественно представить так, как это показано на рис. 1: имеется совокупность кольцевых сферических сегментов, сходящихся к общему фокусу. Между ними имеется задержка по времени, величина которой определяется конструкцией линзы. На основном рисунке показаны волны без учета дифракции, более детальная картина, с учетом краевых тороидальных волны, дана на врезке. Штриховой линией показаны составляющие краевой волны, имеющие знак противоположный падающей ⁴. Хорошо видимая на врезке точка пересечения штриховых линий – это сечение плоскостью рисунка круговой линии самопересечения расширяющихся со скоростью света тороидальных поверхностей, аналогичных линии пересечения краевых волн при дифракции $\delta(t)$ -волны на щели ⁵. Так же, как и в этом случае, такая точка перемещается со скоростью больше скорости света и нагоняет прошедшую волну только в фокусе. Эта точка на рисунке является следом отрицательной $\delta(t)$ -волны, определенной на кольце уменьшающегося по мере распространения радиуса, сжимающегося в фокусе в точку.

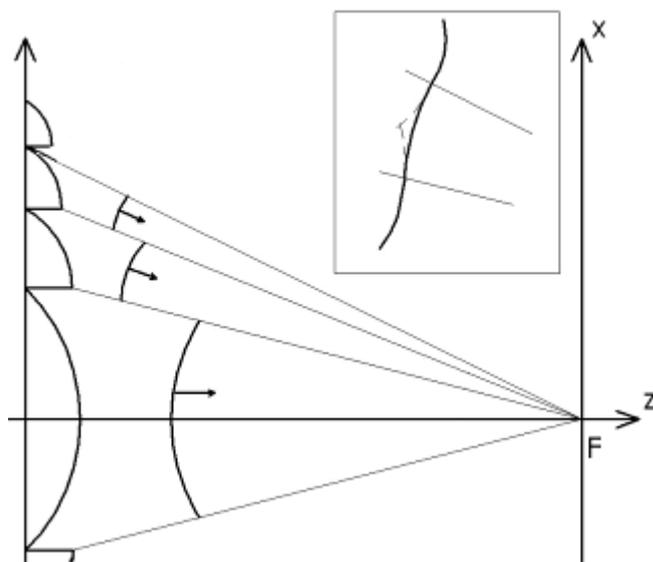


Рис. 1. Формирование последовательности волн линзой Френеля. На врезке дана полная структура одной из волн, штриховой линией показана краевая волны с изменившимся знаком.

Описанный процесс приводит к тому, что каждая компонента исходной волны в фокусе линзы создает сигнал, который описывается первой производной по времени функции $\delta(t)$. (Этот процесс детально изучен в ⁶ для полного сферического сегмента $\delta(t)$ -волны.) Таким образом, импульсный отклик линзы Френеля в точке фокуса описывается соотношением:

$$\hat{h}(t) = \delta'(t) * \sum_{n=1}^N C_n p_n \delta(t - t_n), \quad (1)$$

где C_n – компонента кода ($C_n = 0, \pm 1$), p_n – «амплитуда» соответствующей δ -функции, t_n – момент прихода импульса от n -ного кольца, а звездочкой обозначена операция свертки.

Применение понятия импульсного отклика оправданно только для *линейных* (по амплитуде) оптических систем. Имея это в виду, можем уравнение (1) переписать в виде:

$$\hat{h}(t) = \delta'(t) * \delta(t) * \sum_{n=1}^N C_n p_n \delta(t - t_n) = \delta'(t) * h(t) \quad (2)$$

и изучать далее только функцию $h(t)$, выполняя свертку (2) на заключительном этапе. Для реализации последовательности равноотстоящих на интервал τ импульсов необходимо, чтобы радиусы колец линзы Френеля r_n , имеющие фокусное расстояние f , удовлетворяли следующему условию:

$$r_n = \sqrt{nc\tau(2f + nc\tau)}. \quad (3)$$

При этом все p_n одинаковы и полагаем их равными единице. Вид импульсного отклика $h(t)$ для одного из вариантов кода показан на рис. 2.

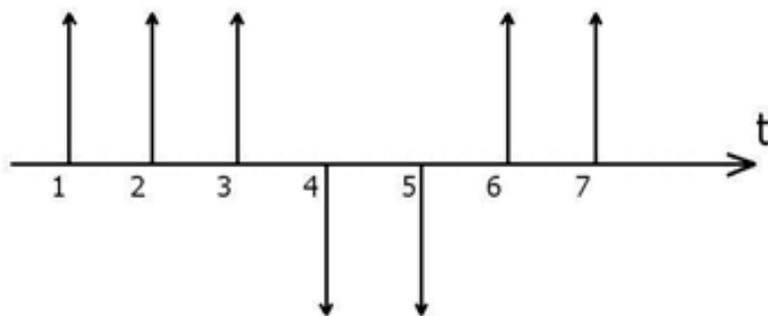


Рис. 2. Импульсный отклик линзы Френеля, предназначенной для генерации кода Баркера В₇.

Применение импульсного метода позволило показать один из возможных путей реализации генератора кодовых последовательностей импульсов для записи формы волнового фронта и в системах кодирования/декодирования информации. Описанная система может быть реализована как в объемном, так и в планарном варианте. С использованием фурье-преобразования импульсного отклика была изучена работа линзы Френеля и для монохроматической волны. В частности, нашло объяснение влияние случайных ошибок изготовления колец линзы на качество изображения.

1. М. К. Лебедев, Ю. А. Толмачев, *Лазерные исследования в Санкт-Петербургском государственном университете*. Вып. 3, СПб.: НИИ «Российский центр лазерной физики», 2004, С. 81-153.

2. А. В. Кытманов, М. К. Лебедев, Ю. А. Толмачев, М. В. Фроленкова, Цзюэ Ван, *Лазерные исследования в Санкт-Петербургском государственном университете*, Вып. 5, СПб: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2007. С. 5-44.
3. М. В. Разманова (Фроленкова), Ю. А. Толмачев, *Вестник СПбГУ*, Сер. 4. Физика, химия, Вып. 1 (№4), 22-29, (2003).
4. M. V. Frolenkova, Yu. A. Tolmachev, *Proc. LOYS-2003*. Saint Petersburg, Russia, 2003. P. 7-8.
5. И. Э. Сулейменов, М. К. Лебедев, Ю. А. Толмачев. *Оптика и спектроскопия*, **88**, № 1, С. 104-109, (2000).
6. М. К. Лебедев, Ю. А. Толмачев, М. В. Фроленкова, А. В. Кытманов. *Квантовая электроника*, **35**, №5, С. 479-483, (2005).

СУБВОЛНОВАЯ ФОКУСИРОВКА СВЕТА С ПОМОЩЬЮ БИНАРНОГО МИКРОАКСИКОНА

**Налимов А.Г., Котляр В.В., Шанина М.И., Скиданов Р.В.,
Л. О'Фаолейн*, Стафеев** С.С.**

Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки
изображений РАН, Самара, Россия

*Школа физики и астрономии Университета Сент-Эндрюса, Шотландия

** Самарский государственный аэрокосмический университет имени
академика С.П. Королева, Россия

В работе исследовано прохождение монохроматического лазерного излучения с длиной волны 532 нм через бинарный микроаксикон с периодом 800 нм, изготовленный в резисте ZEP520A на кварцевой подложке. Приведено сравнение численного моделирования и измерения прохождения света через него.

Известно, что с помощью аксикона можно сформировать на определенном участке оптической оси лазерный бездифракционный пучок Бесселя. Интерес к таким пучкам не ослабевает до сих пор. В работе¹ с помощью световода с кольцевым сечением из плавленного кварца, на конце которого была помещена линза, сформирован Бесселев пучок диаметром 20 мкм и протяженностью 500 мкм. В работе² моделировался 2D фотонный кристалл из прямоугольной сетки диэлектрических стержней в форме аксикона и показано, что на расстоянии 12 длин волн (λ) формируется расходящийся Бесселев пучок с диаметром по полуспаду интенсивности $\text{FWHM}=1,5\lambda$. В³ экспериментально с помощью радиально-поляризованного лазерного пучка ($\lambda=532$ нм), конического аксикона и иммерсионной микролинзы с числовой апертурой $NA=1,25$ в серебряной пленке толщиной 50 нм сформирована поверхностная плазмонная волна в виде концентрических колец, описываемых функцией Бесселя первого порядка. Диаметр центрального осевого кольца 278 нм, толщина – 250 нм $\approx 0,5\lambda$. Аналогично в⁴ с помощью He-Ne лазера ($\lambda=632,8$ нм), излучающего радиально-поляризованный свет, аксикона и иммерсионной линзы с $NA=1,4$ в пленке золота толщиной 44 нм формировался поверхностный плазмон с фокусной точкой в центре диаметром $\text{FWHM}=0,22$ мкм $=0,35\lambda$. В⁵ исследовалась фокусировка лазерного света вблизи кольцевой структуры в металле. В⁶ экспериментально исследовался бинарный аксикон (диаметр 30 мкм) с периодом $T=33$ мкм (он соответствует коническому

аксикону из стекла с углом при вершине 88°), выполненным на резисте ZEP520A (показатель преломления $n=1,46$). Было показано, что диаметр лазерного пучка не зависит от длины волны, что на расстоянии от 0 до $z=50$ мм радиус Бесселева пучка растет от 1,2 мкм ($\lambda=532$ нм) до 12,5 мкм, и далее от $z=50$ мм до $z=100$ мм сохраняет этот радиус.

В данной работе исследовался бинарный микроаксикон диаметром 13,6 мкм с периодом 800 нм, изготовленный по технологии электронной литографии с глубиной ступенек 465 нм в резисте ZEP520A для длины волны 532 нм. На рис.1 показан вид этого аксикона, полученный на электронном микроскопе.

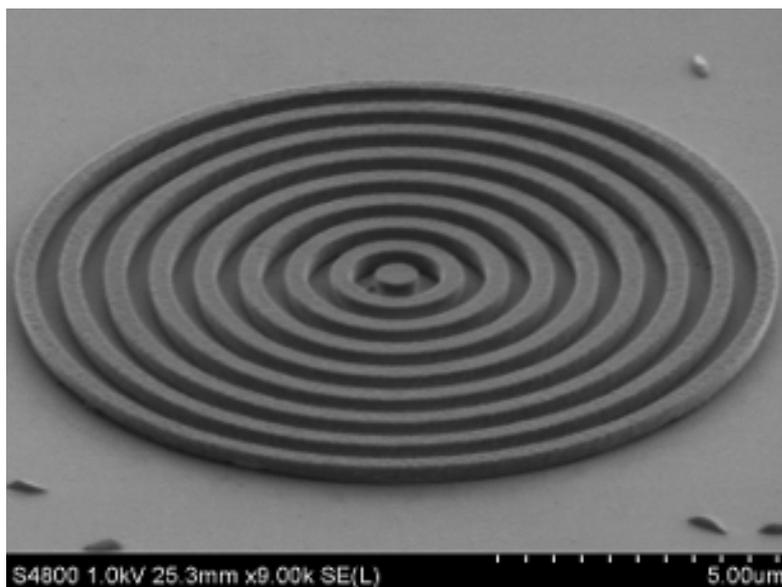


Рис. 1 Увеличенное изображение бинарного микроаксикона, полученное с помощью электронного микроскопа

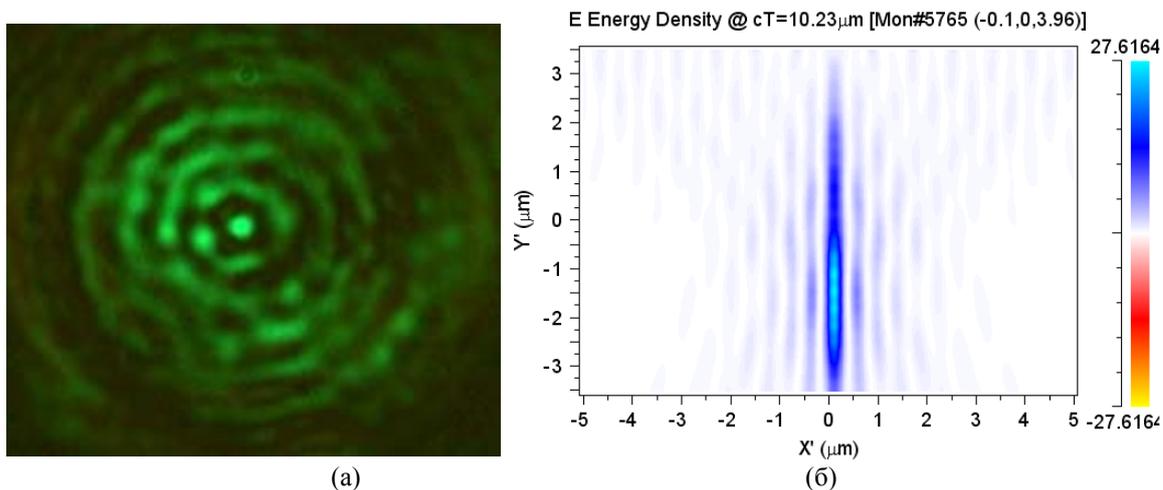


Рис. 2. Экспериментальная картина дифракции линейно поляризованного лазерного света с длиной волны 532 нм на микроаксиконе (рис. 1), зарегистрированная на расстоянии 3 мкм от его поверхности (а) и рассчитанная картина распределения интенсивности в плоскости XY, Y – оптическая ось

На рис. 2а показана экспериментальная картина дифракции линейно поляризованного лазерного света на микроаксиконе (рис. 1), а на рис.2б показан результат моделирования с помощью FDTD-метода (программа FullWave): распределение

интенсивности в плоскости XY, Y – оптическая ось. Размер дифракционной картины на рис. 2а – 11x11 мкм.

Экспериментально показано, что вблизи микроаксикона образуется осевой фокальный отрезок, имеющий диаметр по полуспаду интенсивности равный $FWHM = 380 \text{ нм} = 0,71\lambda$ (моделирование дало $FWHM=290 \text{ нм} = 0,56\lambda$) и длину 7 мкм. Скалярный дифракционный предел, определенный с помощью диска Эйри, равен $FWHM = 0,51\lambda/NA$, $NA = \sin \theta$ – числовая апертура аксикона, а продольная длина фокусного отрезка определяется соотношением $L = R/tg\theta$, где R – радиус аксикона. Угол дифракции первого порядка θ с оптической осью можно найти из уравнения дифракционной решетки (бинарный аксикон – это радиальная дифракционная решетка) $\sin\theta = \lambda/T$, T – период аксикона. В нашем случае будем иметь: $NA = \sin \theta = 0,665$ (угол $\theta = 42$ градуса). Тогда дифракционный предел для нашего аксикона будет равен $FWHM = 0,77\lambda$, а длина фокусного отрезка будет равна $L = 7,6$ мкм.

Таким образом показано, что с помощью бинарного микроаксикона, период которого сравним с длиной волны, можно в непосредственной близости от него сформировать осевой фокусный отрезок с диаметром меньшим дифракционного предела. Заметим, что диаметр фокусного отрезка для бинарного аксикона не зависит от длины волны света, так как $FWHM = 0,51\lambda/NA = 0,51\lambda/\sin\theta = 0,51\lambda/(\lambda/T) = 0,51T$, а зависит только от периода аксикона. Но сделать аксикон с периодом меньшим 800 нм для видимого диапазона длин волн трудная технологическая задача. Глубина травления такого аксикона для показателя преломления материала $n = 1,5$ равна длине волны λ , и если ширина полосы травления будет меньше $T/2 = 400$ нм, то будет расти величина аспекта $2\lambda/T > 1$ и будут увеличиваться искажения профиля рельефа аксикона (вместо прямоугольного рельефа будет получаться трапециевидный).

1. J.K. Kim, J.Kim, Y.Jung, W.Ha, Y.S.Jeong, S.Lee, A.Tunermann, K.Oh. *Opt.Lett.* 2009. **34**, no. 19. p.2973-2975.
2. H. Kurt. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2009. **26**, no.5. p. 981-986.
3. W. Chen, Q.Zhan. *Opt. Lett*, 2009. **34**, no. 6. p.722-724.
4. K.Watanabe, G. Terakedo, H.Kano. *Opt.Lett*, 2009. **34**, no.8. p.1180-1182.
5. Y.Fu, W.Zhan. *J. Nanophotonics*, 2009. **3**. p. 033504.
6. T. Kizuka, M. Yamanchi, Y.Matsuoka *Opt.Eng.* 2008. **45**, no5. p.053401.

ОПТОВОЛОКОННАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ БУФЕРНАЯ ПАМЯТЬ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ УПЛОТНЕНИЕМ КАНАЛОВ

Ксенофонтов М.А., Поляков А.В.*

Научно- исследовательский институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко, Минск, Беларусь

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Предлагается структура волоконно-оптического динамического запоминающего устройства регенеративного типа со спектральным уплотнением информационных каналов. Исследована динамика изменения длительности циркулирующих импульсов в зависимости от числа спектральных каналов и скорости записи информации с учетом дисперсионных свойств волоконного световода и фазовой автомодуляции.

Волоконно-оптические информационные системы (ВОИС) занимают в настоящее время доминирующее положение среди устройств, предназначенных для высокоскоростной передачи и обработки потоков данных. Основным способом повышения пропускной способности оптоволоконных информационных каналов является технология плотного спектрального (частотного) мультиплексирования (уплотнения) каналов с разделением по длинам волн, получившей название *DWDM*-технологии (dense wavelength division multiplexing). Экономичность *DWDM*-систем с большой суммарной скоростью передачи данных в значительной степени зависит от эффективности использования рабочего спектра для передачи информации, от увеличения так называемой спектральной эффективности. Сделать это можно двумя путями: уменьшить спектральный интервал между каналами и увеличить канальную скорость B . Второй путь экономически более перспективен, так как увеличение B приводит к снижению стоимости единицы передаваемой информации. По оценкам¹, увеличение канальной скорости в четыре раза обеспечивает снижение стоимости единицы передаваемой информации примерно в 2,5 раза.

Однако наряду с отмеченными преимуществами увеличение скорости передачи информации сопровождается ростом искажений цифровых сигналов. В частности, искажения, вызываемые хроматической дисперсией, растут пропорционально квадрату канальной битовой скорости, искажения из-за воздействия поляризационной модовой дисперсии в первом приближении пропорциональны первой степени канальной битовой скорости. Мощность шумов также пропорциональна битовой скорости.

До тех пор, пока оптическая мощность в волоконном световоде (ВС) невелика (несколько мВт), волокно может считаться линейной средой, то есть потери и показатель преломления волокна не зависят от мощности сигнала. Однако внедрение технологии спектрального уплотнения *WDM/DWDM*, которая ведет к значительному возрастанию вводимой в ВС мощности, а также повышение скорости передачи до 10 Гбит/с и выше требует учета нелинейных эффектов в ВС при исследовании ВОИС.

Одним из перспективных направлений развития ВОИС является разработка волоконно-оптических динамических запоминающих устройств (ВОДЗУ) регенеративного типа, которые могут использоваться в качестве быстродействующей динамической буферной памяти в оптических процессорах², оптоволоконных линиях связи; при исследовании быстропротекающих процессов для записи, хранения и обработке поступающих с большой скоростью информационных полей и т.п. Достоинством ВОДЗУ 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 таких оптоволоконных системах существует возможность организации по одному световоду одновременно нескольких информационных каналов, используя *DWDM*-технология.

Для минимизации влияния нелинейных эффектов были выбраны следующие параметры для волоконно-оптического запоминающего устройства. Применялась *DWDM*-технология с $k=8, 16, 32$ информационными каналами, имевшими межканальный интервал 100 ГГц. В качестве линии задержки использовался комбинированный световод с коррекцией хроматической дисперсии, состоящий из 20 км стандартного одномодового волокна (дисперсия 16,5 пс/нм·км на $\lambda=1550$ нм) и 5 км компенсирующего волокна (дисперсия минус 66 пс/нм·км на $\lambda=1550$ нм), в результате чего средняя хроматическая дисперсия на всем участке волоконного световода (ВС) составляла $D_{xp}=0,05$ пс/нм·км. Поляризационная модовая дисперсия

равнялась $D_{PMD}=0,1$ пс/км^{1/2}, потери – $\alpha=0,22$ дБ/км. В качестве источников излучения использовались лазеры, согласованные с отрезками волокна, на которых сформированы брэгговские решетки (DFB). Использование решеток позволяет гибко варьировать длину волны лазерной генерации в пределах контура усиления активной среды лазера, обеспечить стабильность генерации, уменьшить ширину лазерной линии, реализовать ее перестройку. DFB-лазеры обладали высокой температурной стабильностью и в окрестностях рабочей длины волны 1,55 мкм при прямой модуляции со скоростью более 10 Гбит/с, имели мощность излучения $P_0 = 2$ мВт и ширину линии генерации не более 0,01 нм. В этом случае доминирующим нелинейным эффектом являлась фазовая автомодуляция (SPM).

Фазовая автомодуляция возникает вследствие того, что показатель преломления волокна содержит нелинейно-зависимую от интенсивности компоненту, которая вызывает смещение фазы, пропорциональное интенсивности импульса. По этой причине различные составляющие импульса претерпевают различные фазовые смещения, обуславливая изменение линейной частотной модуляции (ЛЧМ) импульсов вне зависимости от их формы. Изменение ЛЧМ импульсов в свою очередь приводит к увеличению их длительности из-за дисперсии. Таким образом, SPM модифицирует влияние дисперсии на расширение импульса. Так как этот эффект изменения ЛЧМ пропорционален мощности передаваемого сигнала, SPM более ощутим в системах, использующих высокие мощности передачи. Поэтому вызванные SPM изменение ЛЧМ оказывает влияние на расширение импульса вследствие дисперсии и в связи с этим должно учитываться в системах с высокими битовыми скоростями, которые уже обладают значительными ограничениями из-за дисперсии.

На основе разработанной математической модели проведено исследование динамики изменения длительности циркулирующих импульсов в волоконно-оптическом запоминающем устройстве в зависимости от числа спектральных каналов и скорости записи информации с учетом дисперсионных свойств ВС и фазовой автомодуляции. Установлено, что длительность информационных импульсов в процессе циркуляции вначале уменьшается, а затем увеличивается. Данный эффект объясняется следующим образом. Импульсы, излучаемые полупроводниковыми лазерами с непосредственной модуляцией, представляют собой частотно-модулированные импульсы. Поскольку для стандартного одномодового волокна для длин волн, больших 1,3 мкм параметр дисперсии групповой скорости меньше нуля и вызванное SPM изменение ЛЧМ положительно, то рециркулирующие импульсы сначала подвергаются сжатию, а затем расширению. Данный эффект увеличивается с увеличением передаваемой мощности (т.е. увеличением числа информационных каналов), поэтому наблюдается увеличение степени начального сжатия и скорости последующего расширения импульсов с увеличением передаваемой мощности.

Одним из критериев, по которым оцениваются информационные параметры ВОДЗУ, является условие $\tau/T_i \leq 0,6$, τ – длительность информационных импульсов на входе решающего устройства, T_i – величина тактового интервала. Тогда влиянием межсимвольных помех можно пренебречь. В этом случае для $k=32$ время хранения информации равно $t_{xp1}=17,3$ мс ($B=2,5$ Гбит/с) и $t_{xp2}=5$ мс ($B=10$ Гбит/с); информационная емкость составляет $W_1=1,2$ Мб ($B=2,5$ Гбит/с) и $W_2=4,8$ Мб ($B=10$ Гбит/с), при этом время последовательного считывания всей информации не превышает 120 мкс.

1. Величко М.А., Наний О.Е., Сусьян А.А. *Lightwave Russian Edition.*, № 4, 21–30, (2005)
2. 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).

НОВЫЕ ПОДХОДЫ В ВЫДЕЛЕНИИ КОНТУРОВ ОБЪЕКТОВ ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Билинский И.И., Ратушный П.М., Мельничук А.О.

Винницкий национальный технический университет, Винница, Украина

Предложен метод повышения резкости слабоконтрастных двухмерных изображений. Перепады яркости, шириной в один пиксел получают путем обработки изображения скользящим оконном с весовыми коэффициентами, которые рассчитываются отдельно для каждого пиксела изображения.

Введение

Повышение резкости и выделение контуров объектов на цифровых изображениях, а также определение их геометрических параметров является основой для различных систем контроля, детектирования и диагностики. Постоянное развитие цифровой технологии предопределяет соответствующее развитие и алгоритмов обработки изображений для получения более точных параметров.

В системе машинного зрения важную роль играет высокое визуальное качество изображения, которое теряется из-за неудовлетворительных условий получения, несовершенства системы передачи видеoinформации, возникновения разного рода помех и искажений. Это, как правило, предопределяет принятие несоответствующих решений при анализе двухмерных слабоконтрастных изображений. Поэтому важной задачей обработки таких изображений является создание новых подходов, которые обеспечивают повышение резкости. Это дает возможность с более высокой точностью выполнить контуризацию, а также определить геометрические параметры исследуемых объектов [1,2].

Известны классические методы повышения резкости и выделения контура изображения не всегда дают ожидаемый результат. Например, при выделении контура малоконтрастных зашумленных изображений классическими методами, контурная линия является широкой, поскольку изображения были размытыми, а также содержали разного рода шумы. Кроме этого, например, градиентные методы, на которых основаны детекторы такие как, например, детектор Канни, через малую контрастность перепадов и шумы, часто дают контурную линию, координата которой не отвечает действительности или ненастоящую контурную линию [3].

Целью работы является разработка метода повышения резкости изображения, после обработки которым получается изображение с перепадами яркости шириной в один пиксел.

Основные положения

В работе предложена математическая модель повышения резкости слабоконтрастных цифровых изображений, базирующаяся на обработке изображения скользящим окном, которое являет собой маску с плавающими взвешивающими коэффициентами. Взвешивающие коэффициенты вычисляются отдельно для каждого

пиксела путем сравнения значения интенсивности центрального пиксела в окне со средним значением интенсивности по окну и с каждым пикселом в окне отдельно. Это дает возможность получить перепад яркости шириной в один пиксел. При этом размеры маски должны отвечать ширине перепадов яркости между фоном и объектом.

В предложенной математической модели точка максимального наклона определяется путем введения индикатора k_{wh} , который принимает значение 0 или 1 в зависимости от того, находится яркость текущего пиксела ниже или выше среднего уровня яркости в окрестности данного пиксела.

При размерности маски, которая отвечает ширине перепадов яркости в области перепада, будет наблюдаться одноразовый переход индикатора k_{wh} с 0 в 1 или наоборот.

Зная место перехода состояния индикатора необходимо усилить перепад яркости. Математическая суть усиления заключается в том, что яркости тех пикселов, которые были ниже яркости пиксела в точке перехода состояния индикатора k_{wh} , должны стать еще ниже, а те, которые были выше, должны стать еще выше. Это достигается путем сравнения яркостей пикселов центрального и тех, которые находятся в его окрестностях и формированием коэффициентов z_{wh} .

Значение «1» в соответствующем месте маски взвешивающих коэффициентов, устанавливается, если соответствующий коэффициент $z_{wh} = 1$ и $k_{wh} = 1$ или $z_{wh} = 0$ и $k_{wh} = 0$. Таким образом, взвешивающие коэффициенты вычисляются как сумма по модулю 2 с инверсией коэффициентов z_{wh} и k_{wh} .

Таким образом, обобщенная математическая модель повышения резкости имеет такой вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} I'_{ij} = \frac{\sum_{w=i-(n-1)/2}^{i+(n-1)/2} \sum_{h=j-(n-1)/2}^{j+(n-1)/2} (I_{wh} \cdot \overline{(k_{wh} \oplus z_{wh})})}{\sum_{w=i-(n-1)/2}^{i+(n-1)/2} \sum_{h=j-(n-1)/2}^{j+(n-1)/2} \overline{(k_{wh} \oplus z_{wh})}}; \\ k_{wh} = 1, \text{ если } I_{ij} \geq \frac{\sum_{w=i-(n-1)/2}^{i+(n-1)/2} \sum_{h=j-(n-1)/2}^{j+(n-1)/2} (I_{wh})}{n^2}; \\ k_{wh} = 0, \text{ если } I_{ij} < \frac{\sum_{w=i-(n-1)/2}^{i+(n-1)/2} \sum_{h=j-(n-1)/2}^{j+(n-1)/2} (I_{wh})}{n^2}; \\ z_{wh} = 1, \text{ если } I_{wh} \geq I_{ij}; \\ z_{wh} = 0, \text{ если } I_{wh} < I_{ij}. \end{array} \right. \quad (1)$$

где n – размер маски;

I_{ij} – входное значение яркости текущего пиксела; I'_{ij} – исходное значение яркости текущего пиксела.

Метод повышения резкости предусматривает следующие шаги:

1. Установление размеров маски $n \times n$.
2. Нахождение среднего значения интенсивности пикселов в окне.

3. Сравнение интенсивности центрального пиксела в окне со средним значением по окну: если значение интенсивности центрального пиксела выше среднего, то при сравнении значения интенсивности каждого пиксела в окне со значением интенсивности центрального пиксела в соответствующем месте маски устанавливается «1», если оно выше, и – «0», если ниже; если же значение интенсивности центрального пиксела меньше среднего, то при сравнении значения интенсивности каждого пиксела в окне со значением интенсивности центрального пиксела в соответствующем месте маски устанавливается «0», если оно выше, и «1», если ниже. Таким образом для текущего пиксела формируется маска с коэффициентами «0» и «1», с которой выполняется свертка текущего пиксела.

4. Формирование для следующего пиксела новой маски с взвешивающими коэффициентами по приведенному выше алгоритму.

Результаты работы предложенного метода использованы при обработке изображений микрокапилляров и приведены на рис. 1 а и б. На рис. 2 показана осциллограмма яркости одной строки изображения до и после обработки.

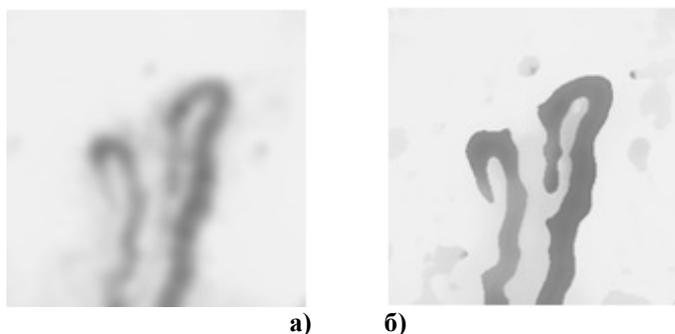


Рис. 1. Изображения микрокапилляра (а – входное; б – обработанное)

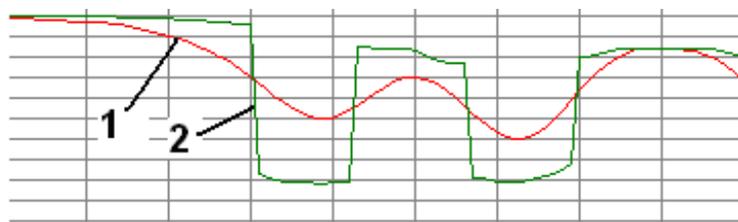


Рис. 2. Осциллограмма яркости одной строки изображения микрокапилляра:
«1» – до обработки, «2» – после обработки

Выводы

Таким образом, предложенный подход позволяет работать со слабоконтрастными изображениями, повышать их резкость, обеспечивая при этом ширину перепада интенсивности в один пиксел, а также выделять контуры, обеспечивающие определение геометрических параметров с высокой точностью.

1. Форсайт, Дэвид А., Понс Жан. Компьютерное зрение. Современный подход. Издательский дом «Вильямс», 928, (2004).
2. Гонсалес Р., Вудс Р., Эддинс С., Цифровая обработка изображений в среде MATLAB. Техносфера, 616, (2006).
3. Яне Б. Цифровая обработка изображений: Техносфера, 584, (2007).

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МДП-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНОГО HgCdTe МЛЭ С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ СОСТАВА

Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядх С.М.

ОСП «СФТИ ТГУ», Томск, Россия

Экспериментально исследованы фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе гетероэпитаксиального HgCdTe , выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с приповерхностными варизонными слоями с повышенным составом, а также с периодически повторяющимися слоями с резко повышенным составом.

Метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ предоставляет возможности выращивания гетероэпитаксиальных структур с заданным распределением состава по толщине эпитаксиальных пленок¹. В настоящее время распространено создание варизонных слоев с повышенным составом вблизи границ раздела эпитаксиальной пленки, что позволяет снизить влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей заряда в объеме эпитаксиальной пленки^{1,2}. Исследования свойств МДП-структур с неоднородным распределением состава актуальны в связи с возможностью улучшения характеристик МДП-приборов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ путем оптимизации распределения состава по толщине пленки, а также в связи с необходимостью пассивации поверхности приборов оптоэлектроники на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Экспериментальные данные о влиянии неоднородного распределения состава на электрические характеристики МДП-структур на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ немногочисленны³. Целью данной работы является экспериментальное исследование фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе гетероэпитаксиального $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ МЛЭ с неоднородным распределением состава по толщине эпитаксиальной пленки.

Исследуемые МДП-структуры изготавливались на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенного методом МЛЭ на подложках из $\text{GaAs}(013)$. При выращивании типичных гетероструктур с обеих сторон рабочего слоя создаются варизонные слои с повышенным компонентным составом CdTe . В работе приводятся результаты экспериментальных исследований фотоэлектрических свойств МДП-структур на основе $(n)p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x=0.21-0.23$ с приповерхностными варизонными слоями с повышенным составом. Также исследованы свойства МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.29-0.31$), имеющего периодически расположенные области толщиной 48-54 нм с резко повышенным составом ($x=0.7-0.9$) при различном расположении таких областей. Неоднородности с резким изменением состава расположены для образца №1 на расстоянии около 3.3 мкм, для образца №2 эти области находятся на расстоянии около 0.42 мкм от границы раздела с диэлектриком (рисунок 1). Для образца №3 неоднородности с резким изменением состава расположены в верхнем варизонном слое и расстояние от границы раздела до этих неоднородностей не превышает 0.03 мкм.

В результате исследования фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.21-0.23$) показано, что создание приповерхностных варизонных слоев с повышенным составом приводит к появлению классического вида (рисунок 2) полевой зависимости фотоЭДС (рост фотоЭДС в обеднении и слабой инверсии и насыщение в области сильной инверсии). Изменение вида полевой зависимости фотоЭДС связано с подавлением туннельной рекомбинации через

глубокие уровни в области пространственного заряда при создании приповерхностного варизонного слоя с повышенным составом. Исследования частотных зависимостей фотоЭДС позволили установить, что при создании приповерхностного варизонного слоя с повышенным составом время релаксации неравновесных носителей заряда в области пространственного заряда (определяемое по высокочастотному спаду фотоЭДС) в 2-4 раза больше, чем для МДП-структур на основе однородного по составу $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Для изучения влияния параметров приповерхностных варизонных слоев с повышенным составом на характеристики МДП-структур были созданы структуры на основе $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x=0.22$ с различными профилями распределения состава в приповерхностном слое. Показано, что увеличение состава на поверхности от 0.33 до 0.48 приводит к появлению высокочастотного вида вольт-фарадных характеристик на частоте 10 кГц, а также к подавлению межзонного туннелирования, что проявляется в появлении классического вида зависимостей фотоэдс от напряжения.

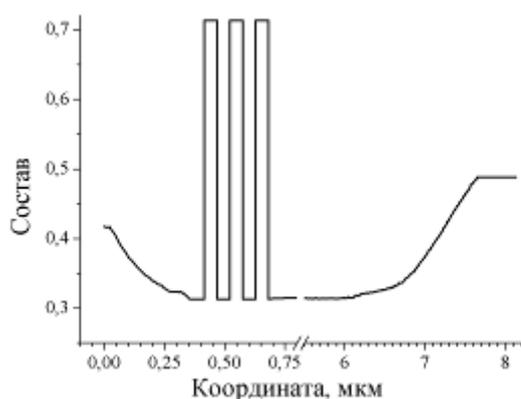


Рис. 1. Распределение состава x по толщине пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (№2), измеренное автоматическим эллипсометром в процессе выращивания, отсчет координаты ведется от границы раздела HgCdTe -диэлектрик

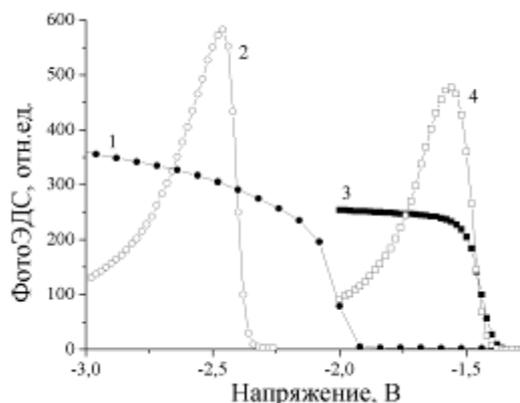


Рис. 2. Зависимости фотоЭДС от напряжения для МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{0.23}\text{Cd}_{0.77}\text{Te}$, измеренные на частоте 10 кГц, с варизонным слоем — кривые 1,3, без варизонного слоя — кривые 2,4

Также исследованы фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{0.69}\text{Cd}_{0.31}\text{Te}$, имеющего периодические неоднородности с резко повышенным составом (образцы №1, №2, №3). Из рисунка 3, на котором приведены частотные зависимости фотоЭДС для таких образцов, видно, что при приближении неоднородностей к границе раздела диэлектрик-полупроводник уменьшается время релаксации неравновесных носителей заряда в области пространственного заряда в сильной инверсии. Из рисунка 4, на котором показаны температурные зависимости фотоЭДС, видно, что высокотемпературный спад фотоЭДС для образца с расположением неоднородностей по составу непосредственно вблизи границы раздела диэлектрик-полупроводник происходит при более высоких температурах, чем для образцов с большим удалением неоднородностей по составу от границы раздела. Наибольшие отличия фотоэлектрических характеристик МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{0.69}\text{Cd}_{0.31}\text{Te}$ с периодическими резкими неоднородностями по составу от характеристик образцов без неоднородностей наблюдаются для образца с расположением неоднородностей по составу непосредственно вблизи границы раздела диэлектрик-полупроводник.

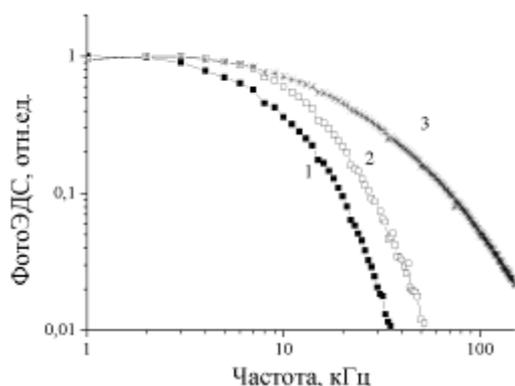


Рис.3. Нормированные зависимости фотоЭДС от частоты модуляции светового потока для МДП-структур №1(кривая 1), №2(2), №3(3), измеренные при напряжении, соответствующем сильной инверсии

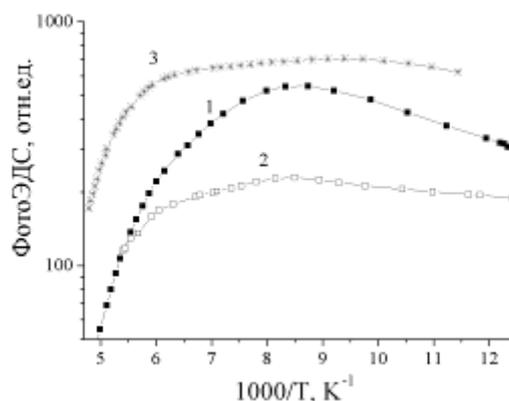


Рис.4. Зависимости фотоЭДС от обратной температуры для МДП-структур №1(кривая 1), №2(2), №3(3), измеренные при напряжении, соответствующем сильной инверсии

Таким образом, экспериментально исследованы фотоэлектрические характеристики МДП-структур на основе гетерозпитаксиального $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ МЛЭ с неоднородным распределением состава. Показано, что создание приповерхностных варизонных слоев с повышенным составом уменьшает роль туннельной рекомбинации через глубокие уровни для МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.21-0.23$) и межзонной туннельной рекомбинации для МДП-структур на основе $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.21-0.23$). Создание периодических неоднородностей по составу оказывает наибольшее влияние на частотные и температурные зависимости фотоЭДС при расположении областей с повышенным составом непосредственно вблизи границы раздела диэлектрик-полупроводник.

1. В.Н. Овсяк, Г.Л. Курышев, Ю.Г. Сидоров и др., *Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона*, Новосибирск: Наука, 376, (2001).
2. А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Сидоров, В.В. Васильев, *ФТП*, №11, 1327-1332,(2008).
3. M.W. Goodwin, M.A. Kinch, R.J. Koestner, *J. Vac. Sci. Technol.*, А6, №4 , 2685-2692, (1988).

РАСЧЕТ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА

Арефьева Н.Н., Яковлева Т.В.

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

Для расчета геометрических размеров канальных волноводов применен метод эффективного показателя преломления (The Effective Index Method). Произведено моделирование распространения света в полученных структурах. Волноводы изготовлены методом наноимпринта soft lithography. Введено излучение, исследованы потери.

Современные оптические интегральные схемы состоят из активных и пассивных элементов. Под активными элементами понимают компоненты, для работы которых требуется приложение управляющего напряжения, тока или подача иного управляющего сигнала. Одними из важнейших активных элементов оптических интегральных схем являются волноводные модуляторы. Самый распространенный на сегодняшний день тип модуляторов основан на волноводном варианте интерферометра Маха — Цандера с использованием одномодовых оптических волноводов.

Начальным этапом разработки модулятора является расчет необходимых геометрических размеров канальных волноводов, которые являются конструктивной основой устройства.

В этой работе для расчета геометрических размеров волноводов применяется метод эффективного показателя преломления (The Effective Index Method) – приближенный метод, который сводит задачу анализа трехмерной волноводной конфигурации к двумерной. Исходный канальный волновод в соответствии со структурой поперечного сечения разделяется на области, каждая из которых затем рассматривается независимо как неограниченный по оси y планарный волновод¹, позволяя таким образом применить стандартные методы, предназначенные для анализа планарных волноводов. Производится моделирование распространения света в полученной структуре.

Расчитанный волновод изготавливается методом нанолитографии “soft lithography”. Этот метод базируется на принципе модифицирования УФ-отверждаемой композиции мономеров при помощи гибкого штампа с последующей полимеризацией ультрафиолетом².

В изготовленный волновод вводится излучение, исследуются потери волновода.

1. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации. - М.: Радио и связь, 1990. – 224 с.
2. Sotomayor Torres C.M., Zankovych S, *Materials Science and Engineering*, №23, 23–31, (2003)

ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВАЯ ПЛАСТИНКА – КОМПЕНСАТОР КАК ЭЛЕМЕНТ УСИЛИТЕЛЯ СИГНАЛА

Хасанов Т.

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева 13, 630090, Новосибирск, Россия

Рассмотрена возможность использования компенсатора как элемент усилителя сигнала, где он одновременно работает как интерферометр Фабри–Перо и усилитель сигнала. Предлагается реализовать эффект усиления сигнала, введенного с торца пластинки, используя определенные области сдвига фаз и отношения амплитудных коэффициентов пропускания в двух ортогональных направлениях пластинки.

Световой пучок, проходящий через плоскопараллельную пластинку из любого вещества – как утверждал Ф.И. Федоров, - может изменять свою интенсивность и состояние поляризации [1]. На этом фундаментальном принципе основаны различные

поляризационно-оптические приспособления для изменения характеристики светового пучка в желательном направлении.

Четвертьволновая фазосдвигающая пластинка или так называемый оптический компенсатор - это плоскопараллельная пластинка, вырезанная из одноосного или двухосного кристалла, которая широко используется в поляризационно-оптических системах. В частности, почти во всех эллипсометрах компенсатор является одним из основных элементов оптического тракта.

Следует отметить, что во всех известных нам публикациях компенсатор рассматривается как дополнительный вспомогательный элемент эллипсометра, нуждающийся в совершенствовании его работы. Например, Д.А. Холмс впервые вывел формулу и доказал, что причина расхождения результатов измерения поляризационных углов в неэквивалентных измерительных зонах эллипсометра обусловлена многократными отражениями внутри фазосдвигающей пластинки [2]. Экспериментальная проверка на фазосдвигающих пластинках из кристаллического кварца, проведенная в работе С. Б. Иоффе и В. П. Шарбура, подтвердила, что наблюдаемые различия и изменения по периодическому закону коэффициентов пропускания пластинок объясняется наличием интерференционных эффектов внутри них [3]. Ранее нами была показана возможность измерения показателей преломления и толщины плоскопараллельной пластинки с точностью до 10^{-6} и до единиц нм из результатов определения параметров фазосдвигающей пластинки, изготовленной из одноосного кристалла [4].

В этом докладе показана возможность использования четвертьволновой пластинки как оптического элемента усилителя сигнала, аналогичного ламповому триоду или полупроводниковому транзистору.

Следует напомнить, что параметр T_c характеризует отношение амплитудных (по модулю) коэффициентов пропускания фазосдвигающей пластинки (компенсатора) вдоль его "медленной" и "быстрой" осей; δ_c - сдвиг фазы между компонентами вектора электрического поля параллельными "медленной" и "быстрой" осям приобретаемый падающей световой волной на выходе пластинки.

Параметры компенсатора T_c и δ_c с учетом влияния многократных отражений световой волны от границы пластины компенсатора определяются из следующих выражений [5]:

$$T_c = \frac{n_2}{n_1} \sqrt{\frac{a_1^2 + b_1^2}{a_2^2 + b_2^2}} \quad (1)$$

$$\delta_c = \delta_0 - \delta_1, \quad (2)$$

где

$$\delta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_2 - n_1)$$

$$\delta_1 = a_1 c \sin \frac{b_1 a_2 - a_1 b_2}{\sqrt{(a_1^2 + b_1^2)(a_2^2 + b_2^2)}}$$

$$a_{1,2} = (n_{1,2} + 1)^2 - (n_{1,2} - 1)^2 \cos \frac{4\pi l}{\lambda} n_{1,2}$$

$$b_{1,2} = (n_{1,2} - 1)^2 \sin \frac{4\pi l}{\lambda} n_{1,2}$$

Здесь δ_0 - разность фаз, вносимая идеальным компенсатором и линейно зависящая от его толщины l . δ_1 - разность фаз за счет учета многократного отражения в компенсаторе; λ - длина волны монохроматического света; n_1 и n_2 показатели преломления кристалла, из которого изготовлена фазосдвигающая пластинка.

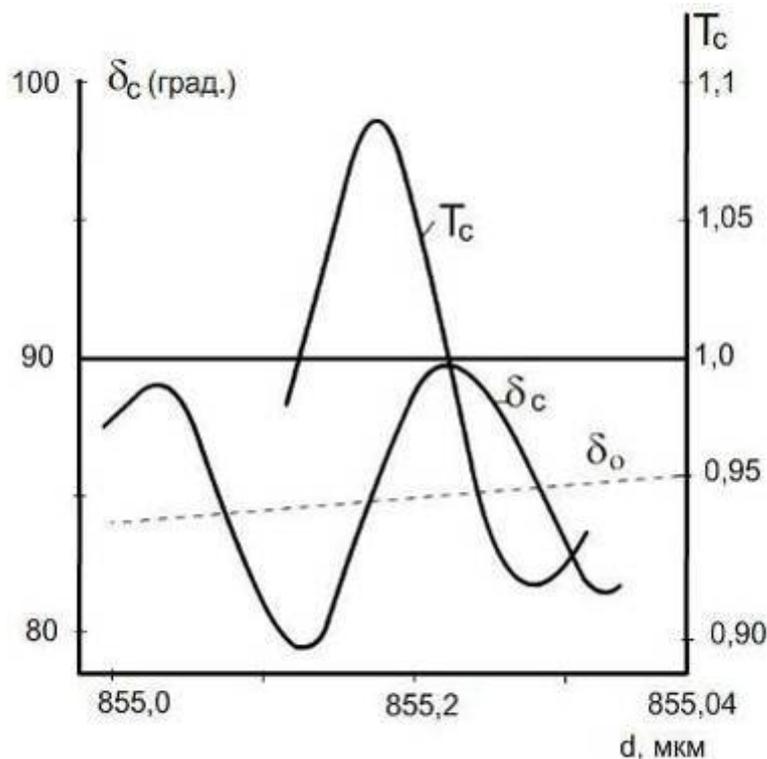


Рис. Зависимость параметров δ_c и T_c от толщины фазосдвигающей пластинки из кристаллического кварца при заданных (фиксированных) значениях показателей преломления кристалла

Считалось, что одновременное выполнение $T_c = 1$ и $\delta_c = \pi/2$ невыполнимо. Анализ формул (1,2) показывает, что δ_1 принимает экстремальное значение, равное $\pm 5,3^\circ$ при определённых толщинах, когда $T_c = 1$. Поэтому, выбирая толщину компенсатора в интервале, где $\delta_c = 90 \pm 5^\circ$, можно достичь условия одновременного выполнения $T_c = 1$. $\delta_c = \pi/2$ (см. рис.).

Проведенные нами многочисленные эксперименты показали, что это неустойчивое состояние компенсатора.

Согласно формулам (1), (2), чтобы рассчитать T_c и δ_c компенсатора с достаточной точностью, необходимо знать его толщину с точностью до ~ 1 нм, а показатель преломления - не менее 10^{-7} . Как было отмечено в монографии [5], контролировать указанные параметры четвертьволновых пластинок с такой высокой точностью для любого одноосного кристалла практически невозможно. Кроме того, в упомянутой монографии [5], по-видимому, был упущен из виду следующий очевидный факт: изменение температуры на $\sim 0,5^\circ\text{C}$ приводит к значительному изменению толщины и показателя преломления всех одноосных кристаллов, из которых можно изготовить компенсатор – четвертьволновую фазосдвигающую пластинку.

Из сказанного следует, что параметры компенсатора надо определять при строго заданной температуре и способом, не связанным непосредственно с точным знанием величин n_1 , n_2 и l . Однако, именно этот факт неустойчивости параметров компенсатора можно использовать для реализации эффекта усиления сигнала, когда, например, модулированное инфракрасное излучение направляется с торца пластинки и тогда,

вследствие изменения параметров компенсатора, основной рабочий световой пучок также моделируется. Таким образом, в рабочей схеме эллипсометра наша пластинка (компенсатор) в данном случае работает как сетка в электронной лампе.

1. Ф.И. Федоров, *Теория гиротропии*, Минск. 456, (1976).
2. D.A. Holmes, D.L. Feucht, *J. Opt. Soc. Amer.*, **57**, 466-468, (1967).
3. С.Б. Иоффе, В.П. Шаробура, *ОМП.*, № 5, 3-5, (1974).
4. Т. Хасанов, *Опт. и спектр.*, **102**, № 1, 1138-141, (2007).
5. А.В. Ржанов., К.К. Свиташев, А.И. Семенов, Л.В. Семенов, В.К. Соколов, *Основы эллипсометрии*, Новосибирск, 422, (1979).

ОПТИМИЗАЦИЯ МАСОК В ФОТОЛИТОГРАФИИ С ДВУХСТАДИЙНЫМ ЭКСПОНИРОВАНИЕМ

Белокопытов Г.В., Боголюбов А.Н., Поройкова А.А.

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

Сообщаются первые результаты численного моделирования процедуры оптимизации масок при двухстадийном экспонировании. Расчет проводился для различных значений параметров и начальных условий.

Двухстадийное экспонирование является важным методом, позволяющим уменьшить критические размеры элементов фотолитографических изображений¹. Суть метода заключается в формировании топографии изображения на резисте при последовательном освещении двух различных масок (масок a и b).

В отличие от традиционной фотолитографии с применением бинарных масок, для коррекции искажений при двухстадийном экспонировании применяется не краевая коррекция, когда изменяется только форма границы маски, а глобальная оптимизация. Одним из эффективных методов такой оптимизации является решение обратной задачи коррекции масок методом градиентного спуска.

К основным преимуществам решения обратной задачи относится, в частности, отсутствие привязки к исходной геометрии маски² (в отличие от прямой задачи, форма наилучшей маски ищется среди всех возможных комбинаций, а не ограничивается лишь несколькими рассмотренными формами). К недостаткам метода можно отнести не всегда удобный для производства дизайн маски³, а также невозможность найти глобальный минимум функционала ошибки. Впрочем, в большинстве случаев достаточно найти хороший локальный минимум.

Амплитуды электрического поля на резисте $u_a(x, y)$ и $u_b(x, y)$ линейно зависят от входной амплитуды поля, созданного масками $a(x, y)$ и $b(x, y)$, и когерентной передаточной функции $h(x, y)$:

$$u_a(x, y) = a(x, y) * h(x, y),$$

$$u_b(x, y) = b(x, y) * h(x, y).$$

Как правило, в литографии используется круговая апертура линз, в которой происходит обрезание высоких частот: $\nu_{\max} = NA / \lambda$. В приближении скалярной теории дифракции, функция $h(x, y)$ представляется в следующем виде⁴:

$$h(x, y) = \text{jinc}\left(r \frac{NA}{\lambda}\right) = \frac{J_1(2\pi NA / \lambda)}{2\pi NA / \lambda},$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, J_1 - функция Бесселя первого порядка, NA - числовая апертура, λ - длина волны освещения. Интенсивность засветки на резисте определяется как квадрат электрического поля: $I_{a,b}(x, y) = |u_{a,b}(x, y)|^2$.

Соответствующее изображение от пары масок, проявляемое на резисте, определяется следующим образом: $z(x, y) = 1/(1 + \exp\{-a(I_a + I_b - t_r)\})$, где a и t_r - параметры, зависящие от свойств резиста.

Будем искать такую пару масок a и b , чтобы функционал ошибки $\phi(a, b) = \sum_{i,j} (\tilde{z}_{ij} - z(a, b)_{ij})^2$ был минимальным. Здесь \tilde{z}_{ij} - желаемое (идеальное) изображение на резисте: может принимать значения 1 (соответствует проявленному состоянию резиста) или 0 (соответствует непроявленному состоянию); $z(a, b)_{ij}$ - полученное изображение.

В отличие от работы ¹ в данном докладе исследован случай, когда маски не вносят фазового сдвига, а модуль их коэффициента пропускания может непрерывно варьироваться в пределах от нуля до единицы. Такая ситуация может быть реализована, в частности, если в качестве виртуальной маски выступает пространственный модулятор света с системой поворотных зеркал ⁵.

Для корректной работы метода градиентного спуска перейдем к новым переменным θ^a и θ^b :

$$a_{ij} = \frac{1 + \cos(\theta_{ij}^a)}{2}, \quad b_{ij} = \frac{1 + \cos(\theta_{ij}^b)}{2}.$$

Новые переменные θ^a и θ^b , в отличие от a и b , принимающих значения от 0 до 1, являются неограниченными и могут принимать любые значения на числовой оси.

Вычисляя производные от функционала ошибки по новым переменным отдельно для полностью когерентного и некогерентного случаев и представляя их в матричном виде, получим:

$$\nabla_{a,b} \phi^{\text{coherent}}(\theta^a, \theta^b) = \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial \theta_{vw}^{a,b}} \right\}_{v,w} = 2a(H[(\tilde{z} - z) \otimes z \otimes (1 - z) \otimes (Hm^{a,b})]) \otimes \sin(\theta^{a,b}),$$

$$\nabla_{a,b} \phi^{\text{incoherent}}(\theta^a, \theta^b) = \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial \theta_{vw}^{a,b}} \right\}_{v,w} = a(\tilde{H}[(\tilde{z} - z) \otimes z \otimes (1 - z)]) \otimes \sin(\theta^{a,b}),$$

где \tilde{H} - матрица с квадратами элементов jinc -функции, $m^{a,b}$ - маски a и b , соответственно. Под символом \otimes понимается поэлементное умножение матриц. Вводя обозначения $d_{a,b}^n = \nabla_{a,b} \phi^n(\theta^a, \theta^b)$, запишем итерационный процесс:

$$\theta_{a,b}^{n+1} = \theta_{a,b}^n - s d_{a,b}^n,$$

где n - номер итерации, s - шаг итерации. Затем при необходимости производится дискретизация коэффициентов пропускания.

Данный метод коррекции изображения позволяет эффективно находить пару согласованных масок, функционал ошибки от которых принимает наименьшее значение. В работе произведен численный расчет для нахождения масок при различных параметрах, а также при различных нулевых приближениях.

1. Poonawala, P. Milanfar. *J. Micro/Nanolith MEMS MOEMS.*, 6(4), 043001, (2007).
2. D. S. Abrams, G. Dai, G. Russell, L. Pang, A. Moore, *LITHOGRAPHY, EQUIPMENT AND MATERIALS*, SECTION 5, 79-81.
3. L. Pang, Y. Liu, D. Abrams, *Proc. SPIE*, 6283, 62830X, (2006).
4. Д. Гудмен, *Введение в Фурье-оптику*, (1970).
5. U. Dauderstadt, P. Askebjør, P. Bjornangen, P. Durr, et al. *Proc. of SPIE*, 7208, 720804. (2009).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ РЕЖИМОВ ЗАПИСИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЁТОК В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

**Брунов¹ В.С., Златов¹ А.С., Тогузов² Н.В., Шамрай² А.В.,
Никоноров¹ Н.В.**

¹ Россия, Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

² Россия, Санкт-Петербург, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
РАН

Проведены исследования записи дифракционных решеток в кристаллах ниобата лития при импульсном облучении наносекундными импульсами эксимерного лазера (248 нм). Изучено влияние экспозиции и легирующих добавок на характеристики решеток.

Ниобат лития является одним из базовых материалов в современной интегральной оптике, где дифракционные решетки активно используются в качестве узкополосных оптических фильтров, а сильно выраженные электрооптические, пьезооптические и нелинейно-оптическими свойства кристалла могут быть использованы для их управления и перестройки. В последнее время большой интерес связан с исследованиями модификации оптических свойств материалов при импульсном облучении лазерным излучением и возможностью использования лазерных импульсов для изготовления интегрально-оптических устройств. Особый интерес представляет запись дифракционных решеток в кристалле ниобата лития с волновым вектором направленным поперек оси поляризации, что позволяет эффективно управлять такой решеткой за счет электрооптического эффекта.

Следует отметить, что технология получения дифракционных решеток на ниобате лития при импульсном облучении эксимерным лазером до сих пор недостаточно полно изучена. Используя разные режимы записи (энергией в импульсе, длительностью и количеством импульсов, длиной волны лазерного излучения и т.д.) можно получать разнообразные характеристики решеток [1].

В работе рассмотрена возможность получения фазовых голографических решеток с волновым вектором вдоль и поперёк оси поляризации в одноимпульсном и многоимпульсном режиме записи KrF-лазером. Определены оптимальные режимы записи на длине волны 248 нм. Исследовано влияние плотности энергии и количества импульсов, а также легирующих добавок в кристалле на характеристики записанных решеток. Записаны голограммные решетки для ИК области спектра, обладающие большим динамическим диапазоном изменения показателя преломления ($\Delta n \sim 3 \times 10^{-3}$) с дифракционной эффективностью близкой к 100%.

1. C. Sones, C. Valdivia, J. Scott. Ultraviolet laser induced sub-micron periodic domain formation in congruent undoped lithium niobate crystals // *Appl. Phys. B* **80**, 2005, p.341-344

ФОРМИРОВАНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ СО ВСТРОЕННЫМИ ВОДЯНЫМИ ЗНАКАМИ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Гендин В.Г.

Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных
Технологий Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты реализации оптико-электронной системы внедрения скрытых голографических водяных знаков в изображения. Проведено исследование влияния параметров схемы на качество внедрения и восстановления водяных знаков.

В последние годы активно развиваются методы защиты электронных изображений путем внедрения в них скрытых водяных знаков^{1,2}. При этом актуальной является проблема внедрения водяных знаков в изображение в момент записи, что позволяет идентифицировать видеокамеру, с которой производилась запись и предотвратить факт подмены видеозаписи.

В работе представлены результаты реализации схемы, имеющей дополнительный источник оптического излучения, который устанавливается перед объективом камеры. Дополнительный источник позволяет регулировать соотношение интенсивностей излучения обоих пучков – объектного и прошедшего через голограмму – и тем самым достигнуть незаметности водяного знака при требуемом качестве восстановления водяного знака.

В качестве источника излучения был выбран белый светодиод. Точечный источник расположен на расстоянии, равном фокусному расстоянию линзы, тем самым после линзы формируется параллельный пучок, который проходит сквозь голограмму, записанную на пленку. Объект расположен на гиперфокальном расстоянии Γ от объектива L_1

$$\Gamma = f^2 / cd, \quad (1)$$

где f – фокусное расстояние объектива, d – диаметр диафрагмы, c – диаметр пятна рассеяния, который определяется по формуле³:

$$c = f / 1720. \quad (2)$$

Когда объект расположен на гиперфокальном расстоянии от объектива, можно говорить, что в объектив приходит параллельный пучок. Таким образом, можно не меняя фокусировку объектива получать резкие изображения как объекта, так и голограммы. Регулировкой мощности источника можно добиться формирования изображения, содержащего объект и голограмму, так что голограмма будет незаметна в изображении, но будет возможно ее восстановить.

На рис. 1 представлено исходное изображение, результат внедрения водяного знака оптическим методом и результат восстановления водяного знака из изображения.

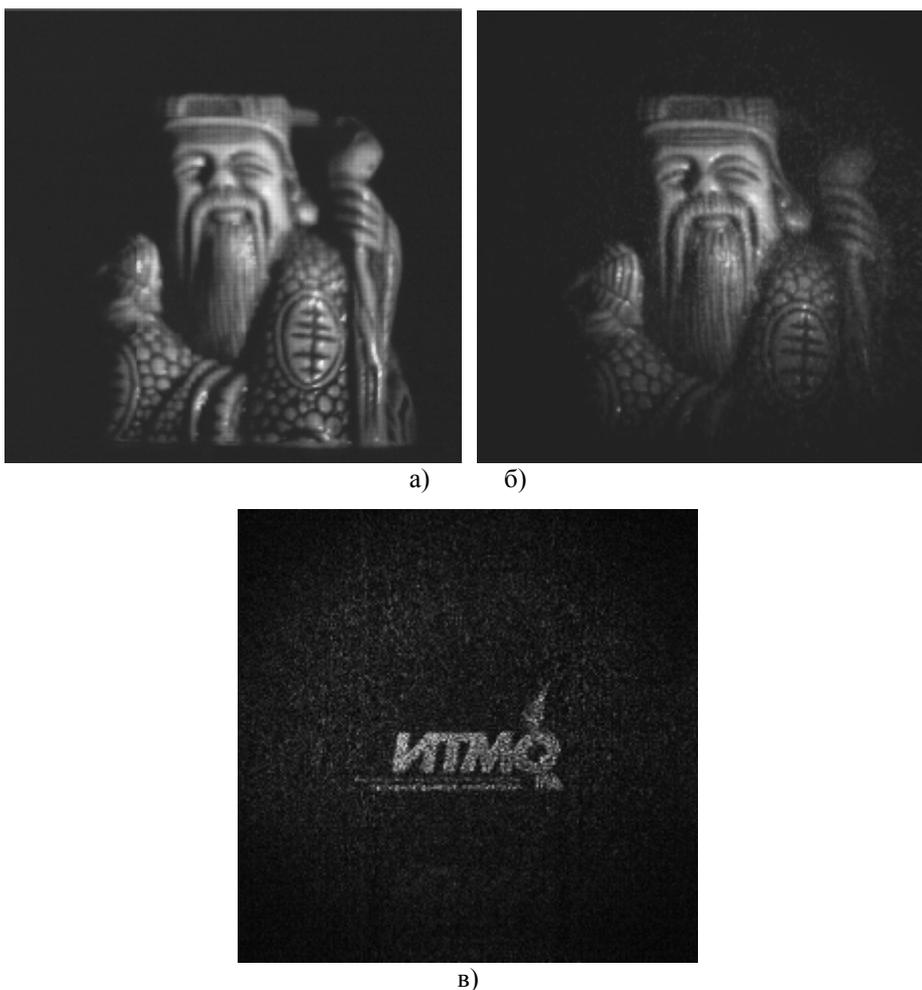


Рис. 1. Исходное изображение без водяного знака (а), результат внедрения водяного знака оптическим методом (б) и результат восстановления водяного знака (в)

На изображении, представленном на рис. 2б видно, что внедрение водяного знака внесло некоторые искажения в исходное изображение. Уменьшить эти искажения можно путем уменьшения мощности пучка, прошедшего через голограмму, однако в этом случае сильно ухудшается качество восстановления водяного знака.

Для численной оценки качества восстановления введем критерий качества в форме коэффициента корреляции образцового водяного знака и результата восстановления водяного знака из изображения при различном соотношении опорного пучка и пучка, прошедшего через голограмму. Для численного представления соотношения обоих пучков примем за единицу интенсивность опорного пучка, которая считается постоянной. Интенсивность пучка, прошедшего через голограмму, будем менять с равным шагом в диапазоне $t = 0...1$.

В результате экспериментов была получена серия изображений с различным соотношением обоих пучков. Далее из каждого изображения был восстановлен водяной знак и вычислен коэффициент корреляции полученного результата восстановления и образцового водяного знака. В качестве образцового изображения был взят результат восстановления отдельно голограммы с максимальной интенсивностью прошедшего через нее пучка.

На рис. 2 представлен полученный в результате проведения экспериментов график зависимости коэффициента корреляции от соотношения объектного пучка и пучка, прошедшего через голограмму.

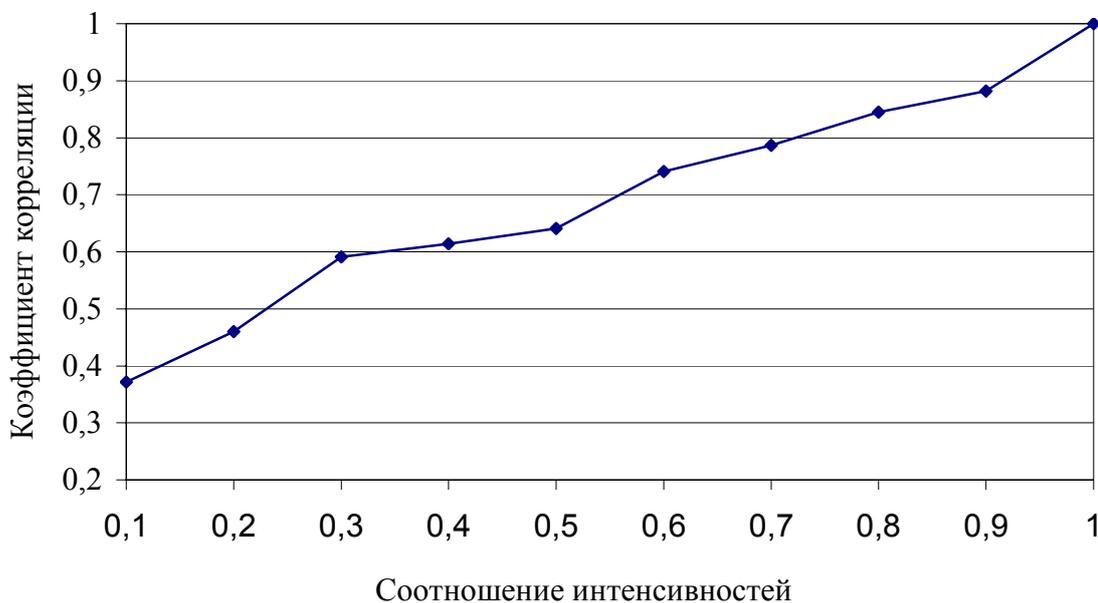


Рис. 2. Зависимость коэффициента корреляции от соотношения интенсивностей исходного изображения и пучка, прошедшего через голограмму

Из графика видно, что чем больше интенсивность пучка, прошедшего через голограмму, тем выше качество восстановления водяного знака, однако при этом возрастают искажения изображения.

Проведенные исследования показали сильное влияние соотношения интенсивностей изображения и волны, прошедшей через голограмму, на качество восстановления водяного знака. Следовательно, требуется подбирать параметры соотношения пучков исходя из конкретной задачи, для решения которой будет применяться эта система.

1. O. Okmanand, G. Akar, *JOSA A.*, **24**, 243–252 (2007).
2. M. Smirnov, *J. Opt. Tech.*, **72**, 464-468 (2005).
3. С.В. Кулагин, Е.М. Апарин, *М. Машиностроение*, (1986).

СОВРЕМЕННЫЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПЛОСКОСТНОСТИ И ПРЯМОЛИНЕЙНОСТИ

Елкин Е.А.

Московский государственный университет геодезии и картографии
(МИИГАиК), Москва, Россия

В докладе рассматриваются современные методы претензионного контроля плоскостности и прямолинейности, основанных на работе оптико-электронных приборов.

Современные высокоточные оптико-электронные системы контроля плоскостности и прямолинейности можно разделить на несколько типов, лежащих в основе работы таких приборов, как оптический плоскомер, интерферометр, тахеометр, лазерный нивелир и построитель плоскости.

Оптический плоскомер и интерферометр предназначены для измерения отклонений от плоскостности поверхностей изделий протяженностью до 25 м, что ограничивает область их применений.

Современные тахеометры, лазерные нивелиры и построители плоскостей дают точность измерений порядка нескольких секунд. Однако удобство их эксплуатации зависит от условий окружающей среды.

Все рассмотренные методы обладают несколькими общими недостатками: интегрируемость ошибки во времени, привязка к внешней системе координат.

Комплексный анализ (точность, область применения, габариты, стоимость, условия эксплуатации) рассмотренных систем формулирует необходимость создания принципиально новой системы, лишенной ряда имеющихся недостатков.

Секция 4 Когерентные процессы взаимодействия света с веществом

УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕНЕМ ОТКЛИКА ШТАРКОВСКОГО ЭХА

Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.

Татарский Государственный Гуманитарно – Педагогический университет,
г. Казань, Россия

В работе¹ был проведен эксперимент по наблюдению Штарковского эха. В данной работе мы покажем, что возможно управление временем появления такого эха путем варьирования величин приложенных градиентов электрических полей.

Рассмотрим схему возбуждения (рис. 1), где после лазерного импульса P на среду накладывается линейный градиент электрического поля G_1 и через время τ направление градиента G_2 меняется на 180° . В этом случае, как было показано в работе² возможно появление Штарковского эха.

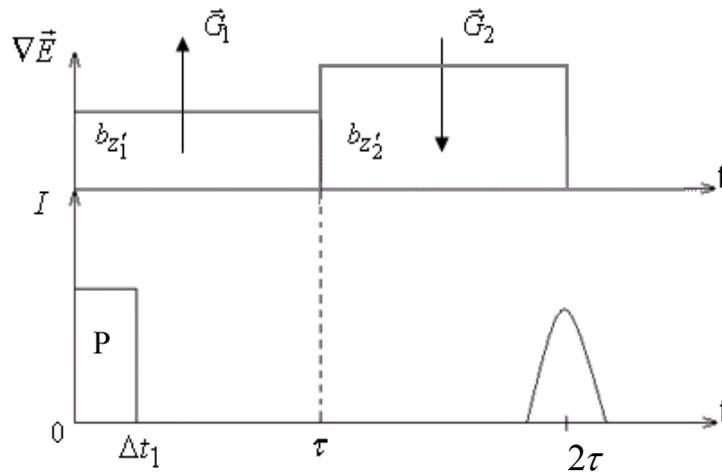


Рис.1. Схема возбуждения градиентного (штарковского) эха

Уравнение для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат запишем в виде

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} [B_m, \tilde{\rho}], \quad (1)$$

где

$$B_m = \tilde{H}_{0m} + \tilde{U}_m - \hbar A,$$

$$\tilde{H}_{0m} = e^{iAt} H_{0m} e^{-iAt},$$

$$\tilde{U}_m = e^{iAt} U_m e^{-iAt},$$

A - матрица перехода во вращающуюся систему координат, U_m - оператор взаимодействия резонансной системы с m -ым возбуждающим лазерным импульсом,

H_{0m} - гамильтониан оптического центра во внешнем пространственно неоднородном нерезонансном электромагнитном поле на τ_m -ом временном интервале, r - радиус-вектор местоположения оптического центра. В случае двухуровневой системы

$$\begin{aligned} e^{\pm iAt} &= P_{11} + P_{22}e^{\pm i\omega t}, \\ \tilde{H}_{0m} &= \hbar(\Delta + \varepsilon(\tau_m, r)), \\ \tilde{V}_m &= \frac{1}{2}dE_{0m}(P_{12}e^{-ik_m r} + P_{21}e^{ik_m r}), \end{aligned}$$

где P_{ij} - проективные матрицы (их ij -й элемент равен единице, а остальные элементы равны нулю), d - дипольный момент резонансного перехода, E_{0m} - напряженность электрического поля m -го лазерного импульса, k_m - волновой вектор лазерного импульса, $\varepsilon(\tau_m, r)$ - дополнительный частотный сдвиг оптического центра на временном интервале τ_m .

Решение уравнения (1) для двухуровневой системы было получено в работе². В этом случае эффективность "запираания" (воспроизведения) информации, заложенной в m -ой паре возбуждающих импульсов, в отклике сигнала можно оценить из выражения:

$$I_m = E_m E_m^*,$$

где

$$\begin{aligned} E \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int_V \exp\{i[\pm \tau_m f(\tau_m, \Delta, r) - \tau_\zeta f(\tau_\zeta, \Delta, r)]\} \\ \exp\{i[k_e \pm k_m - k_{m'} - k_\zeta]r\} g_1(r) g(\Delta) dV d\Delta, \end{aligned}$$

k_m и k'_m - волновые вектора m -ой пары возбуждающих лазерных импульсов, k_ζ - волновой вектор считывающего импульса, k_e - волновой вектор отклика сигнала, Δ - сдвиг отдельной монохроматы, $f(\tau_m, \Delta, r) = \Delta + \varepsilon(\tau_m, \Delta, r)$ - дополнительные частотные сдвиги уровней оптических центров при воздействии нерезонансного лазерного излучения на образец^{2,3,4}, V - объем образца.

В случае, когда имеются углы между градиентами, то $f(\tau_m, \Delta, r)$ и $f(\tau_\zeta, \Delta, r)$ зависят от взаимной ориентации этих градиентов. Свяжем систему координат (x, y, z) с первым градиентом, а (x', y', z') - со вторым градиентом:

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla} E)_{\Delta\tau_i} &= b_{x_1} \vec{i} + b_{y_1} \vec{j} + b_{z_1} \vec{k}, \\ (\vec{\nabla} E)_{\Delta\tau_k} &= b_{x'_2} \vec{i}' + b_{y'_2} \vec{j}' + b_{z'_2} \vec{k}', \end{aligned}$$

где $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ - орты систем координат. Тогда в системе (x, y, z) второй градиент будет иметь компоненты

$$\begin{pmatrix} b_{x_2} \\ b_{y_2} \\ b_{z_2} \end{pmatrix} = A(\alpha, \beta, \gamma) \begin{pmatrix} b_{x'_2} \\ b_{y'_2} \\ b_{z'_2} \end{pmatrix}$$

где $A(\alpha, \beta, \gamma)$ - матрица вращений, α, β, γ - углы Эйлера взаимной ориентации градиентов. Для простоты выберем направления градиентов вдоль осей z и z' соответственно.

Тогда

$$\varepsilon_{\Delta\tau}(z) = C_{ui} b_{z_m}, (z_m = 1, 2)$$

где C_{ui} – штарковский коэффициент.

Если градиенты \vec{G}_1 и \vec{G}_2 разные, т.е. $b_{z'_1} \neq b_{z'_2}$, тогда

$$E \sim \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int \exp(i\Delta t) \exp\left(i C_{ui} b_{z'_1} \tau z - i C_{ui} b_{z'_2} (t - \tau) z\right) g(\Delta) g_1(\vec{r}) d\Delta d\vec{r} =$$

$$= \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \int \exp(i\Delta t) \exp\left(-i C_{ui} b_{z'_2} \left(t - \tau - \tau \frac{b_{z'_1}}{b_{z'_2}}\right) z\right) g(\Delta) g_1(\vec{r}) d\Delta d\vec{r}$$

Экстремум этого выражения будет наблюдаться при $t = \tau \left(1 + \frac{b_{z'_1}}{b_{z'_2}}\right)$. Это

означает, что путём изменения соотношения между величинами линейных градиентов электрических полей можно управлять временем появления отклика градиентного (штарковского) эха.

1. A.L. Alexander, J.J. Longdell, M.J. Sellars and N.B. Manson, *arXiv: quant-ph/0506232*. 25, 5, 1-5, (Nov 2005).
2. Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева (Хакимзянова), *Оптика и спектроскопия*. 105, № 6, 1007-1012, (2008).
3. Г.И. Хакимзянова (Гарнаева), Л.А. Нефедьев, *Сборник тезисов III Международной конференции «Фундаментальные проблемы физики», Казань: КГУ, 172-173, (2005).*
4. Г.И. Хакимзянова (Гарнаева), Л.А. Нефедьев, *Сборник тезисов III Международного симпозиума по фотонному эху и когерентной спектроскопии (ФЭКС - 2005) / Калининград (Светлогорск), 2, (2005).*

СЖАТИЕ СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ С ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Воробьева В.Е., Самарцев* В.В.

Казанский Государственный Университет, Казань, Россия

*Казанский Физико-технический Институт КазНЦ РАН, Казань, Россия

В данной работе был разработан метод расчета оптических когерентных откликов, возбуждаемых в двухуровневой резонансной системе лазерными импульсами с линейной частотной модуляцией и использование этого метода для объяснения экспериментальных результатов Байя-Баббита-Моссберга.

В данном докладе рассматривается расчет фотонного эха, полученного в результате воздействия на среду импульсов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ-импульсов). Во многих схемах обработки информации на основе фотонного эха требуется использование коротких возбуждающих импульсов, имеющих, соответственно, δ -образную функцию корреляции. Поэтому на практике применяют

ЛЧМ-импульсы [1], частота которых за время их действия изменяется по линейному закону

$$w(t) = w_s + (w_f - w_s) \frac{(t - t_s)}{\Delta t},$$

где w_s и w_f - начальное и конечное значение частоты импульса, Δt - его длительность; t_s - момент включения импульса.

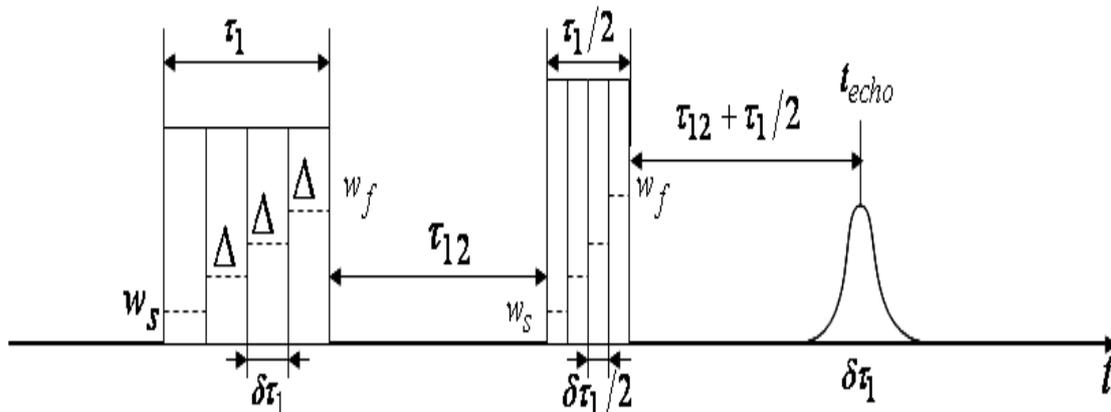


Рис.1. Сжатие импульса с помощью сигнала двухимпульсного эха: τ_1 - длительность информационного импульса; τ_{12} - длительность считывающего импульса; $\delta\tau_1$ и $\delta\tau_1/2$ - длительности монохроматических участков этих импульсов; Δ - разность частот соседних участков; $t_{ECHO} = 2\tau_1 + 2\tau_{12}$ - момент появления эхо сигнала

При этом сами импульсы могут быть слабыми по интенсивности, но продолжительными по времени. Различают два способа сжатия импульсов: двухимпульсное (рис.1.) и трехимпульсное. Эти способы основаны на использовании первичного и стимулированного фотонного эха, соответственно.

При расчете эхо-откликов полученных с помощью ЛЧМ-импульсов, необходимо учитывать изменение частоты во время действия импульса. Тогда изменится и оператор эволюции [4], что приведет к изменению матрицы плотности, значения форм-фактора и интенсивности отклика по сравнению с обычными сигналами фотонного эха и световой индукции.

Обратимся к экспериментам: в 1985 году на отделении физики Гарварда Баем и Моссбергом [2] был поставлен первый эксперимент по сжатию лазерных импульсов в технике первичного фотонного эха. Эксперимент проводился на парах атомного иттербия ^{174}Yb , на длине волны 555,6 нм. Длительность возбуждающих импульсов составляла 800 и 400 нс., а времена релаксации среды были: $T_2 \sim 1.4$ мкс. И $T_2^* = 5 \cdot 10^{-10}$ с. Длительность же эхо-сигнала было порядка 27 нс. Соответственно коэффициент сжатия $K \sim 30$.

В 1986 года был произведен еще один эксперимент [3] по сжатию импульсов, но уже в технике стимулированного фотонного эха. Коэффициент сжатия $K \sim 6$.

Рассчитаем первый эксперимент, тогда в операторе эволюции [4] во время действия импульса будет учитываться коэффициент сжатия:

$$L_{лчм} = \exp \left\{ i \sum_j (-a - \alpha k^2) R_3^j + \frac{1}{2} \theta e^{i \frac{\omega_0 + \alpha k^2}{c} \bar{n} \bar{r}} R_+^j + \frac{1}{2} \theta e^{-i \frac{\omega_0 + \alpha k^2}{c} \bar{n} \bar{r}} R_-^j \right\},$$

где k -коэффициент сжатия, α - количество интервалов Δt за время первого импульса.

Были получены рекуррентные соотношения, аналогичные полученным в [4], но с изменениями в соответствии с учетом коэффициента сжатия.

Как следует из эксперимента, для определения наибольшего коэффициента сжатия эхо-сигнала необходимо, чтобы скорость ЛЧМ-модуляции первого импульса была в два раза больше скорости ЛЧМ-модуляции второго. В случае же когда мы используем различные значения частот и скоростей ЛЧМ-модуляции мы получаем не максимально сжатый эхо сигнал, а всевозможные вариации эхо-отклика с различными форм-факторами и интенсивностями. Этот факт довольно интересен для дальнейшего применения в технике, использующей лазерные сигналы сложной формы.

Результатом данной работы стал расчет форм-факторов эхо-откликов, их интенсивности и времени их возникновения в зависимости от характеристик, подаваемых на нее ЛЧМ-импульсов.

1. М.И. Куркин, Е.А. Туров ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применение, М.: Наука, (1990).
2. Y. S. Bai, W. R. Babbitt, T. W. Mossberg, *Opt. Lett.* **11**, 11, 724, (1986)
3. Y. S. Bai, T. W. Mossberg, *Opt. Lett.* **11**, 1, 30, (1986)
4. Э.А. Манькин, В.В. Самарцев, Оптическая эхо-спектроскопия, М.: Наука, (1984).

РЕФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ

Авербух Б.Б., Авербух И.Б.

Тихоокеанский государственный университет. Хабаровск, Россия

Рассмотрено преломления плоской s - поляризованной электромагнитной волны на выходе из плоскопараллельного диэлектрического слоя. Показано, что в однородной среде за диэлектрическим слоем существует область пространства (ближняя зона), в которой распространение поля подобно рефракции в неоднородной среде.

Исследование электромагнитных полей в ближней зоне вблизи различных поверхностей представляет как общенаучный (в этой области формируются отраженная и прошедшая волны), так и прикладной интерес, обусловленный, например, изучением структуры поверхности. Прохождение монохроматической плоской электромагнитной волны через границу раздела двух сред или плоскопараллельный диэлектрический слой - это классические задачи электродинамики и теории распространения волн. Обычно эти явления

рассматриваются, исходя из уравнений Максвелла¹. Но уравнения Максвелла не раскрывают физический механизм формирования преломленной и отраженной волн. Сделать это может только микроскопическая теория. С точки зрения молекулярной оптики среда рассматривается как вакуум, в котором находятся атомы вещества. Под действием внешнего поля эти атомы становятся источниками вторичных когерентных электромагнитных волн. Интерференция этих волн и определяет структуру электромагнитного поля в среде. Вторичные волны, распространяющиеся назад, интерферируя, дают отраженную волну. Вторичные волны, распространяющиеся вперед, интерферируя между собой и с падающей волной, дают преломленную волну.

Механизм преломления электромагнитной волны и изменения ее скорости распространения при входе в среду в модели рассеивающих падающее излучение невзаимодействующих между собой точечных диполей, описан, например, в учебнике Д.В. Сивухина². Среда рассматривалась как набор последовательных плоских дипольных слоев бесконечно малой толщины. Диполи одного слоя считались распределенными равномерно и неупорядоченно. Поле одного диполя учитывалось только в волновой зоне. Воздействие одного слоя диполей на остальные не учитывалось.

Между тем, учет ближнего поля в излучении диполя, а также воздействие поля излучения одного дипольного слоя на другие крайне важны. В работе³ было показано, что ближнее поле вносит значительный вклад в оптический отклик среды на расстояниях нескольких постоянных решетки, а в работе⁴ - что законы отражения и преломления света в ближней зоне существенно отличаются от френелевских. Структура электромагнитных полей в ближней зоне может существенно отличаться от их структуры в дальней зоне. В работе⁵ было показано, что выражение для коэффициента пропускания Френеля в рамках молекулярной оптики можно получить только при учете влияния поля излучения одного дипольного слоя на другие, причем поле диполя учитывалось полностью, а не только в волновой зоне.

Целью настоящей работы является анализ механизма преломления прошедшей через плоскопараллельный диэлектрический слой (т.е. на выходе из среды) плоской электромагнитной s -поляризованной волны и определение поведения поля этой волны вблизи выходной поверхности слоя. Среда считается состоящей из T плоскопараллельных монослоев точечных диполей, расположенных на расстоянии a друг от друга. Диполи одного монослоя расположены равномерно и неупорядоченно. Так как внешнее поле распространяется вперед, рассматривается рассеяние последовательными монослоями диполей, причем учитывается то, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения других монослоев. Поле одного диполя учитывается полностью. Точечность диполя означает, что его размеры считаются много меньшими расстояний между диполями, а также величин a и λ .

Рассмотрим первый монослой диполей с поляризуемостью A и с плотностью N диполей в слое, расположенный в плоскости xy , пересекающей ось z в точке z_1 . Пусть на слой падает под углом α поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k}_0 и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Вектор \mathbf{k}_0 лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$.

Под действием этого внешнего поля диполи монослоя сами начинают излучать. Поле, излученное всем дипольным монослоем вперед, определяется

выражением ${}^6 \mathbf{E}_{10}(0, y_2, z_2 > z_1) = -iPE_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2)$, где $k = \frac{\omega}{c}$, а

$$P = 2\pi NA \frac{k^2}{k_{0z}}.$$

Поле в точке нахождения диполя второго монослоя, складывается из падающего поля $\mathbf{E}_0(0, y_2, z_2)$ и поля $\mathbf{E}_{10}(0, y_2, z_2)$, рассеянного первым монослоем. Поле в точке нахождения диполя третьего монослоя складывается из трех полей: падающего и рассеянных первым и вторым монослоями и так далее. Поле излучения вперед всех дипольных монослоев (т.е. всего диэлектрического слоя в целом) в точке наблюдения $(0, y, z_T + b)$, находящейся на расстоянии b от слоя, равно $(1 - iP)^T \mathbf{E}_0(0, y, z_T + b)$. При $P \ll 1$ (разреженная среда) это можно представить в виде $\mathbf{e}_0 E_0 \exp[i\omega t - ik_{0y}y - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}(T - 1)a - i(k_{0z} + \frac{P}{b})b]$, где $k_{2z} = k_{0z} + \frac{P}{a}$.

Это выражение показывает, что за диэлектрическим слоем распространяется поле (т.е. прошедшее через слой поле), у которого z -компонента волнового вектора $k_{3z} = k_{0z} + \frac{P}{b}$ зависит от расстояния b между точкой наблюдения и диэлектрическим слоем. При $b = a$ имеем $k_{3z} = k_{2z}$. С ростом b величина k_{3z} уменьшается, стремясь к значению k_{0z} . При измерениях в оптическом диапазоне точка наблюдения обычно находится в дальней зоне и $b \gg \lambda \gg a$. В этом случае $k_{3z} \approx k_{0z}$ и волновой вектор выходящей из диэлектрического слоя волны видится параллельным волновому вектору падающей на слой волны.

Непрерывное изменение k_{3z} с расстоянием b при неизменном $k_{3y} = k_{0y}$ фактически означает плавный поворот вектора $\mathbf{k}_3 = (0, k_{3y} = k_{0y}, k_{3z})$ в пространстве за диэлектрическим слоем, что аналогично явлению рефракции в неоднородной среде (хотя здесь среда за слоем однородна).

Таким образом, пространство за последним T -м дипольным монослоем становится подобным неоднородному (различные слои его находятся на разных расстояниях от границы диэлектрика). Объяснить это можно тем, что вторичные волны, излученные различными диполями последнего монослоя, приходят в точку наблюдения с разными фазами. Поэтому результирующая волна, излученная всеми диполями T -го слоя, отстает по фазе от падающей на последний монослой волны. Это отставание различно для разных слоев пространства (и, следовательно, для точек наблюдения, лежащих в разных слоях) позади диэлектрика. Таким образом, хотя среда за диэлектрическим слоем сама по себе и однородна, присутствие диэлектрического слоя делает пространство позади него неоднородным, что и приводит к рефракции прошедшего через диэлектрик поля. При $\lambda \gg a$ размер области, в которой формируется направление прошедшей волны, порядка длины волны. Поэтому наблюдение этого эффекта требует измерений в пределах ближней зоны.

1. М. Борн, В. Вольф, *Основы оптики*, М.: Наука, 855 с, (1970).

2. Д.В. Сивухин, *Лекции по физической оптике, ч.1*, Новосибирск: Новосибирский Гос. Ун-т, 354 с, (1968).
3. С.В. Сухов, *Оптика и спектроскопия*, **90**, №5, с. 817 – 825, (2001).
4. О.Н. Гадомский, К.В. Крутицкий, И.В. Гадомская, *Оптика и спектроскопия*, **84**, №5, с.780 – 785, (1998).
5. Б.Б. Авербух, И.Б. Авербух, *Сборник трудов шестой международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика 2009"*, СПб., с.248-251, (2009).
6. Б.Б. Авербух, И.Б. Авербух. *Известия вузов. Физика*, **52**, №12, с.8-13, (2009).

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В СРЕДАХ С ТЕПЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Горбач Д.В., Романов О.Г., Сухоруков А.П.*, Толстик А.Л.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
*Московский государственный университет, Москва, Россия

Экспериментально и теоретически проанализированы закономерности взаимодействия некогерентных световых пучков в средах с тепловой нелинейностью. Показано, что при нелинейном отражении наблюдается преобразование пространственной структуры сигнального пучка, которое может быть описано в рамках пространственно-распределенной модели накачки – пробный пучок.

Возможности управления параметрами световых пучков при нелинейных взаимодействиях широко обсуждаются в научной литературе. Интерес к исследованиям систем, работающих на принципе управления светом с помощью света, связан с потенциальными возможностями использования преимуществ оптических методов обработки информации. Быстродействующие переключающие устройства могут быть реализованы, например, в средах с квадратичной и тепловой нелинейностями. При этом область практических применений может быть расширена при использовании наряду с солитонными световыми пучками также и несолитонного режима распространения и взаимодействия лазерных пучков.

В настоящей работе экспериментально и теоретически анализируются особенности некогерентного взаимодействия импульсных световых пучков в средах с тепловой нелинейностью. В качестве нелинейной среды выбраны растворы сложных органических красителей, позволяющих работать с мощными наносекундными лазерными импульсами. Обсуждаются особенности преобразования пространственной структуры световых пучков и условия, при которых может быть реализован нелинейный вариант полного внутреннего отражения при взаимодействии пучков в дефокусирующей среде.

Экспериментальная реализация эффекта нелинейного отражения в среде с тепловой нелинейностью основана на создании локализованной пространственной области с отрицательным изменением показателя преломления. Такая область может быть сформирована в растворе поглощающего органического красителя с отрицательным термооптическим коэффициентом ($dn/dT < 0$) при воздействии мощного лазерного импульса (пучка накачки). Распространяясь в растворе красителя, лазерный импульс создает неоднородное распределение температуры в поперечном

сечении нелинейной среды. В результате возникает градиент показателя преломления, и мощный опорный пучок становится непрозрачным объектом для наклонной волны другой частоты. При определенных условиях на светоиндуцированной фазовой неоднородности можно наблюдать рассеяние сигнального пучка, распространяющегося под небольшим углом к пучку накачки.

В соответствии с теоретической оценкой предельное значение угла между сигнальным пучком и пучком накачки γ , при котором реализуется полное внутреннее отражение, определяется нелинейным изменением показателя преломления: $\gamma \approx \sqrt{|\Delta n|}$. В рассматриваемом нами случае изменение показателя преломления Δn связано с тепловой нелинейностью, величину которой можно оценить по следующей формуле: $\Delta n = (dn/dT)(kI\tau/C_p)$, где dn/dT – термооптический коэффициент, k – коэффициент поглощения, I – интенсивность накачки, C_p – теплоемкость единицы объема, τ – эффективное время взаимодействия, которое совпадает с длительностью импульса τ_p при работе с одиночными импульсами и $\tau \approx N\tau_p$ при работе лазера в частотном режиме, где N – число импульсов, при котором тепловые процессы выходят на стационар.

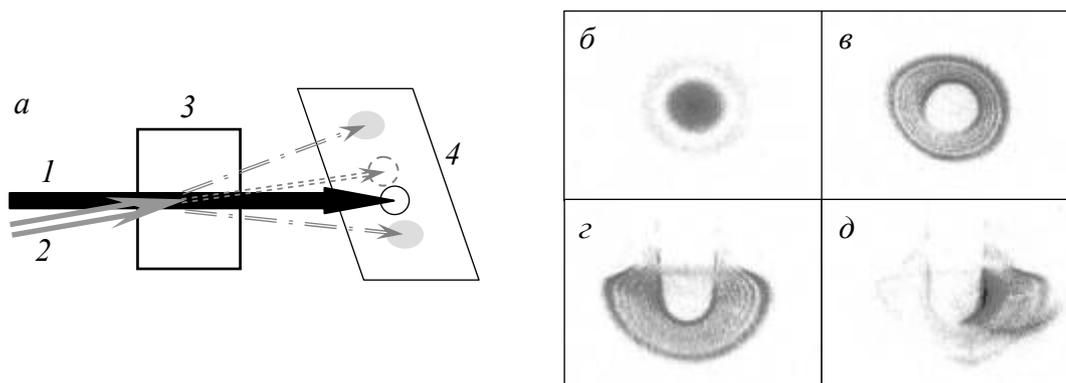


Рис. 1. Схема нелинейного взаимодействия световых пучков (а) и распределение интенсивности сигнального пучка, прошедшего через мощный пучок накачки, при количестве возбуждающих лазерных импульсов $N = 0$ (б), 6 (в), 12 (г, д)

Схема нелинейного взаимодействия излучения гелий-неонового лазера с пучком накачки представлена на рис. 1, а. Пучок накачки 1 и сигнальный пучок 2 направлялись в кювету с раствором красителя 3. Вид сигнального пучка после взаимодействия регистрировался на экране 4. Зарегистрированные распределения интенсивности в профиле сигнального пучка, приведенные на рис. 1, б – г, отображают динамику преобразования излучения гелий-неонового лазера в зависимости от количества импульсов мощного пучка при условии наибольшего перекрытия сигнального пучка с пучком накачки в кювете с красителем. Видно, что в отсутствие пучка накачки на выходе имеется гауссов пучок излучения гелий-неонового лазера (рис. 1, б). При включении лазера на иттрий-алюминиевом гранате вследствие локального нагрева среды создается область с более низким значением показателя преломления ($\Delta n < 0$), которая начинает «выталкивать» сигнальный пучок из центра (рис. 1, в). Однако с течением времени ($\tau \sim 1$ с при работе лазера на частоте 10 Гц), вследствие конвекционных потоков в растворе красителя, симметрия нарушается и происходит вынос тепла и связанной с ним области теплового изменения показателя преломления вверх. При этом формируется вертикальная тепловая «стенка», участвующая в

процессе нелинейного отражения (рис. 1, *з*). При смещении сигнального пучка в горизонтальной плоскости из положения полного перекрытия характер взаимодействия изменяется и наблюдается частичное отталкивание зондирующего пучка (рис. 1, *д*).

Для реализации полного отражения пучка от области светоиндуцированной нелинейности интенсивность пучка накачки была увеличена до $I = 1,5 \text{ ГВт см}^{-2}$. Отражение сигнального пучка происходило при воздействии на среду одиночных импульсов излучения без формирования тепловой «стенки». Динамика взаимодействия пучков приведена на рис. 2. При попадании мощного импульса в кювету с раствором красителя наблюдалось резкое смещение излучения сигнального пучка из начального положения (рис. 2, *а*) в часть, отвечающую направлению полного отражения пучка от термоиндуцированной области (рис. 2, *б*). По мере перераспределения тепла в объеме среды происходило уменьшение величины теплового изменения показателя преломления, и излучение сигнального пучка приближалось к своему исходному положению (рис. 2, *в*, *г*). Исходные размеры сигнального пучка достигались через 150 – 200 мс, а окончательная релаксация термоиндуцированной области и возврат сигнального пучка к начальному направлению распространения происходил в течение секунды.

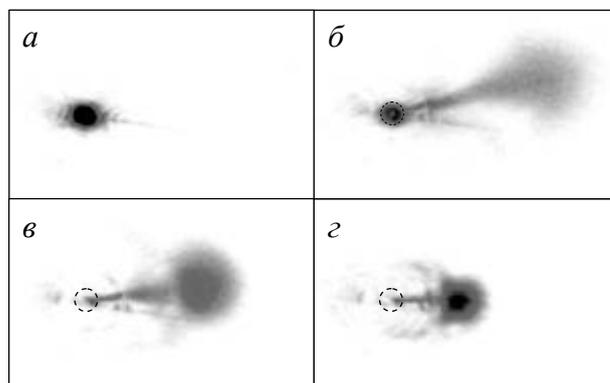


Рис. 2. Динамика трансформации сигнального пучка при нелинейном отражении в различные моменты наблюдения $t = 0$ (*а*), $0 - 30\text{мс}$ (*б*), $30 - 60\text{мс}$ (*в*), $60 - 120\text{мс}$ (*г*).

Сравнение двух режимов взаимодействия (интенсивность $I = 100 \text{ МВт см}^{-2}$ при частоте следования импульсов 10 Гц и интенсивность $I = 1,5 \text{ ГВт см}^{-2}$ для одиночных импульсов) показывает, что при использовании одиночных лазерных импульсов имеет место трансформация сигнального пучка в область углов, отвечающих условию полного внутреннего отражения. В то же время, в условиях частотного возбуждения наблюдается широкоапертурное рассеяние сигнального пучка, которое можно связать с трансформацией термоиндуцированной области вследствие проявления эффектов конвекции и тепловой релаксации.

Для объяснения закономерностей преобразования поперечной структуры сигнального светового пучка при отражении от пространственно-неоднородной тепловой линзы, наводимой в растворе красителя пучком накачки, разработана теоретическая модель, учитывающая как динамику изменения показателя преломления среды под действием мощного светового импульса, так и объемный характер взаимодействия световых пучков.

ЭФФЕКТИВНАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ СИММЕТРИИ $mm2$ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ НЕКОЛЛИНЕАРНЫМИ СВЕТОВЫМИ ВОЛНАМИ

Горева О.В., Илларионов А.И.

Иркутский государственный университет путей сообщения
Россия, Иркутск, Чернышевского 15

В работе представлена математическая модель расчёта нелинейной восприимчивости двуосных кристаллов группы симметрии $mm2$ при взаимодействии неколлинеарных световых волн в пространстве кристаллической структуры. С помощью компьютерного моделирования произведен расчёт пространственного распределения нелинейной восприимчивости кристалла калия титанил фосфата при синхронной генерации второй гармоники неколлинеарными световыми волнами.

В прикладных задачах нелинейной оптики особую роль отводят генерации оптических гармоник в двуосных кристаллах. Это обусловлено тем, что в двуосных кристаллах возможно повышение эффективности взаимодействий кристаллической структуры и световых волн за счёт возможности реализации большего числа направлений синхронизма. Анализ возможных направлений векторного синхронизма и значений эффективной нелинейности в этих направлениях для двуосных кристаллов позволит увеличить рабочее пространство для эффективной генерации второй оптической гармоники в кристалле-преобразователе.

При накачке двуосного кристалла излучением со сложным волновым фронтом в кристаллической структуре могут эффективно взаимодействовать как коллинеарные, так и неколлинеарные световые волны. При этом одновременно возможна реализация нескольких типов взаимодействий: $ss \rightarrow f$, $sf \rightarrow f$, $fs \rightarrow f$. При расчете d_{eff} для каждого типа взаимодействия световых волн в нелинейном кристалле были использованы выражения наведённой поляризации, базисы векторов наведённой поляризации, определяющиеся направляющимися косинусами относительно кристаллофизических осей среды преобразователя. Углы, определяющие направления распространения взаимодействующих волн, варьировались от 0 до 90° и рассматривались в каждом октанте относительно кристаллофизических осей.

С помощью численных методов компьютерного моделирования определены возможные пространственные направления векторного синхронизма и эффективная нелинейность в этих направлениях для кристалла калия титанил фосфата при генерации второй гармоники излучением с длиной волны $\lambda = 1.064$ мкм.

ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ГРАНИЦЫ СРЕДЫ С НЕЛИНЕЙНЫМ УСИЛЕНИЕМ И ПОГЛОЩЕНИЕМ

Афонюшкин А.А.*, Иванова А.Е.*, Кынев С.М.*, Розанов Н.Н.*,**

*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

**ФГУП НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Выполнен теоретический анализ и расчет отражения монохроматического излучения от среды с нелинейностью усиления и поглощения. Найдена зависимость коэффициента отражения от интенсивности падающего излучения, а также продольный профиль интенсивности излучения в среде.

Бистабильность при отражении плоской световой волны от границы среды с нелинейным показателем преломления предсказана более 40 лет тому назад, но до сих пор не продемонстрирована экспериментально ввиду чрезмерно высоких требований к величине нелинейности. В данном сообщении предлагается другая схема, в которой достижение бистабильности требует значительно меньших величин нелинейности. Рассматривается падение плоской монохроматической волны на границу среды, занимающей область $z > 0$, с нелинейными (насыщающимися с ростом интенсивности излучения) усилением и поглощением. Параметры среды выбраны так, что при малых интенсивностях излучения (линейный режим) усиление меньше суммарных потерь, но при увеличении интенсивности поглощение насыщается быстрее усиления. Поэтому в неограниченной среде устойчивы два режима с однородным (не зависящим от продольной координаты z) распределением интенсивности I : отсутствия излучения (интенсивность излучения $I_0 = 0$) и режим генерации ($I_s > 0$).

Анализ ведется в рамках нелинейного уравнения Гельмгольца с условиями непрерывности на границе $z = 0$. При $z \rightarrow \infty$ исходим из требования приближения интенсивности либо к $I_0 = 0$, либо к I_s . Результаты для первого варианта приведены на рисунке (безразмерная форма). Аналогичным образом проводится анализ второго режима. Таким образом, в рассмотренной схеме возможно наблюдение бистабильности при умеренных значениях интенсивности падающего излучения.

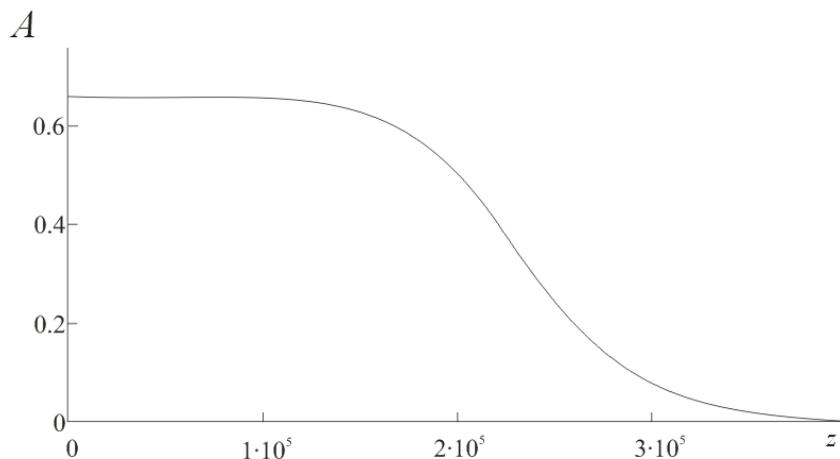


Рис. Продольная зависимость амплитуды излучения в режиме $I(z \rightarrow \infty) = 0$.

CREATION OF A SINGLE OPTICAL VORTEX BY LIGHT FOCUSED BY A TWO-COMPONENT CRYSTAL-OPTICS ELEMENT

Osipov V.Yu.* **, Buznikov A.A.**

*Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

**St. Petersburg State Electro-Technical University "LETI", St. Petersburg, Russia

In the neighborhood of the cusp of the "double" caustic produced by the y -polarized convergent eo - and ee - beams, a single isolated optical vortex was found to exist. The observed single vortices are formed only under four strictly defined angular orientations of the incident collimated light beam relative to the entrance face of TCE.

Unconventional phase singularities of focusing complex laser beams and the associated optical vortices localized inside caustic regions of focused laser beams continue to generate considerable interest for people both in basic science and in the field of possible applications. Crystal-optics elements composed of uniaxial crystals can also be used in synthesizing optical vortices. Optical elements made from birefringent uniaxial crystals are among a very few optical systems which can be used to produce singular vortex beams, i.e., optical vortices, at high incident laser light power densities. By contrast, elements traditionally employed to generate vortex beams, such as computer-synthesized diffraction optical elements, holograms, or phase elements with a preset surface relief, have, as a rule, poor resistance to high incident laser radiation power densities and are prone to degradation. It is this aspect that largely accounts for the unwaning interest of specialists in crystal optics, particularly as applied to development of optical devices and elements intended for creation of vortices in laser beams with intensities limited only by the optical strength and damage breakdown threshold of the optical materials used.

The possibility of generation of single optical vortices by means of a focusing two-component crystal-optics element (TCE) made from uniaxial crystals of Iceland spar (the so-called *bifocal lens* 1) has been recently demonstrated in our brief communications^{2,3}. The present publication provides a first detailed description of the single isolated optical vortices that form behind the "double" caustic cusp and propagate through a certain distance along the optical axis of the system in the $+z$ direction, as well as identifies the specific conditions, i.e., the geometry of the collimated beam striking the TCE entrance face, that favor their creation.

The TCE consists actually of two cemented plano-concave and plano-convex components cut from uniaxial Iceland spar crystals (CaCO_3) and having differently oriented optical axes $\mathbf{a}_1 = (0; 0; 1)$ and $\mathbf{a}_2 = (0; 1; 0)$ ¹. Consider a collimated laser beam with an arbitrary state of the polarization vector $\mathbf{E}_0 \sim (E_x, E_y, 0)$ striking the TCE from the side of the plano-concave component with optical axis \mathbf{a}_2 (Fig.1). As a result, we have three waves at TCE exit altogether. These are, first, a plane wave with wave vector $\mathbf{k}_{3oo} = \mathbf{k}_{3oe}$, whose components, both indistinguishable, cross the TCE without refraction, and with the direction of vibrations of the electric field vector $E_1^\perp (E_x, 0, 0)$ perpendicular to the optical axis \mathbf{a}_2 in TCE component II; and two convergent, nonuniformly polarized eo - and ee - waves whose wavefronts Σ_{eo} and Σ_{ee} are axially symmetric with respect to the Oz axis and distorted by spherical aberration. The notation oo -, oe -, eo -, and ee - labels here four possible types of wave transformation at the spherical interface separating the TCE components, namely, the ordinary o - and the extraordinary e - waves from the TCE component II into the o - and e -

waves in the TCE component I. In our consideration, we are going to address the case of a thin-film dichroic polarizer inserted into the convergent *eo*- and *ee*- beams immediately upon their exiting the TCE, and intended to pass light polarized in the *y* direction or, which is the same, in the direction of the \mathbf{a}_2 axis. In this case, the *x*-polarized collimated *oo*- , and the quasi-collimated *oe*- , beams exiting the TCE will be fully suppressed by the polarizer and, thus, will not contribute to the diffraction field of the TCE caustic zone.

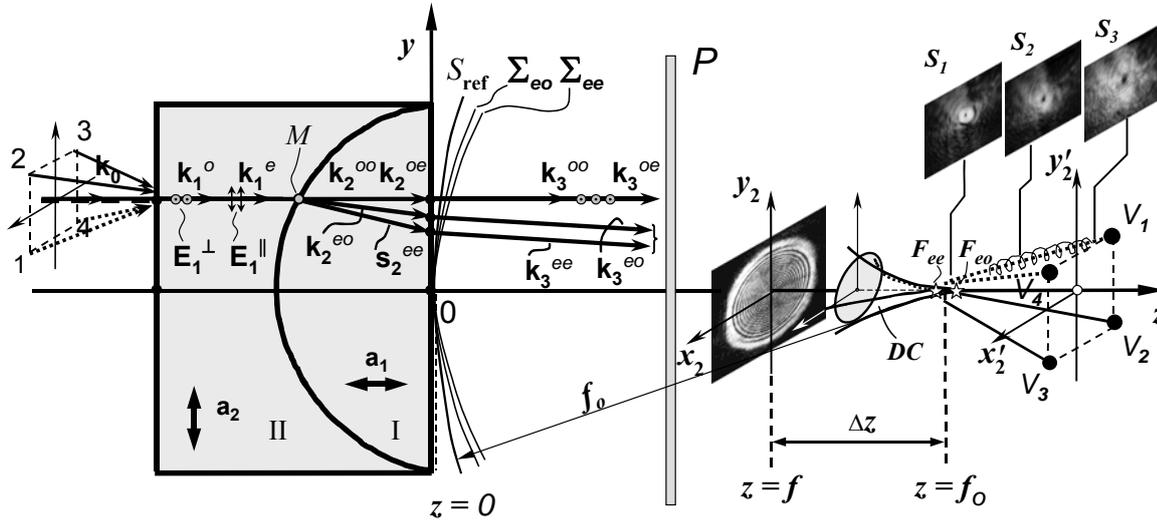


Fig.1. Schematic of generation of a “double”, nonuniformly polarized caustic as a collimated laser beam incident normally on the TCE from the side of the plano-concave component. DC - composite “double” caustic. The isolated single vortices formed in the focal region for $z > F_{ee}$ and denoted by V_1, V_2, V_3 and V_4 correspond to different space orientations of the incident wave vector $\mathbf{k}^{(i)}$ ($i = 1 \dots 4$). S_1, S_2, S_3 - diffraction images obtained in the planes of the three corresponding “virtual” screens located in the focal region. P- thin-film dichroic polarizer

A thorough analysis of the variation of the diffraction field near the double-caustic cusp (for $z > f_0$) with the angle of incidence of a collimated laser beam ($\lambda=632.8$ nm) striking the TCE entrance face revealed formation in the near-focus region, under very specific conditions, of single isolated optical vortices of a limited extent (up to 3-4 mm) in the *z* direction. These vortices are formed only under four mutually symmetric and strictly defined angular orientations of the incident light beam relative to the entrance face. Significantly, the wave vectors $\mathbf{k}^{(1)}, \mathbf{k}^{(2)}, \mathbf{k}^{(3)}$, and $\mathbf{k}^{(4)}$ of the incident beams make the same small angle ($\alpha \sim 1.5^\circ$) to the *Oz* optical axis of the system and are arranged symmetrically with respect to the base wave vector \mathbf{k}_0 , i.e., they lie in the planes defined by the polar angles of $45^\circ, 135^\circ, 225^\circ$ and 315° in the cylindrical frame with the longitudinal axis specified by *Oz*. The orientation of the base wave vector \mathbf{k}_0 corresponding to the conventionally normal incidence of a wide-aperture collimated laser beam on a TCE machined realistically to small tolerances was derived from symmetry considerations, i.e., an approach in which the interference pattern produced by *eo*- and *ee*- waves mixed with a polarizer exhibits at TCE exit the highest possible degree of symmetry expected theoretically for the TCE type under study. The expansion of the dark spot and decreasing sharpness in intensity of the gap at the center of the optical vortex are clearly seen in Fig. 2 (fragments 1-9), and, hence, mean its gradual expansion in the $+z$ direction for $z > f_0$. This optical vortex has a shape of an expanding horn with mouths turned in the $+z$ direction from the paraxial doublet focal point at $z \approx f_0$. Said otherwise, this wave formation represents actually an expanding vortex tube extending altogether up to 3-4 mm. The intensity profiles drawn along the radial lines in some cross sections of an optical vortex provide additional evidence for the assumption that intensity

scales as $\sim(r - r_{\perp 0})^2$ in the small vicinity around the vortex center and goes practically to zero at the vortex center. The corresponding intensity gap (vortex core) is fairly deep and compact.

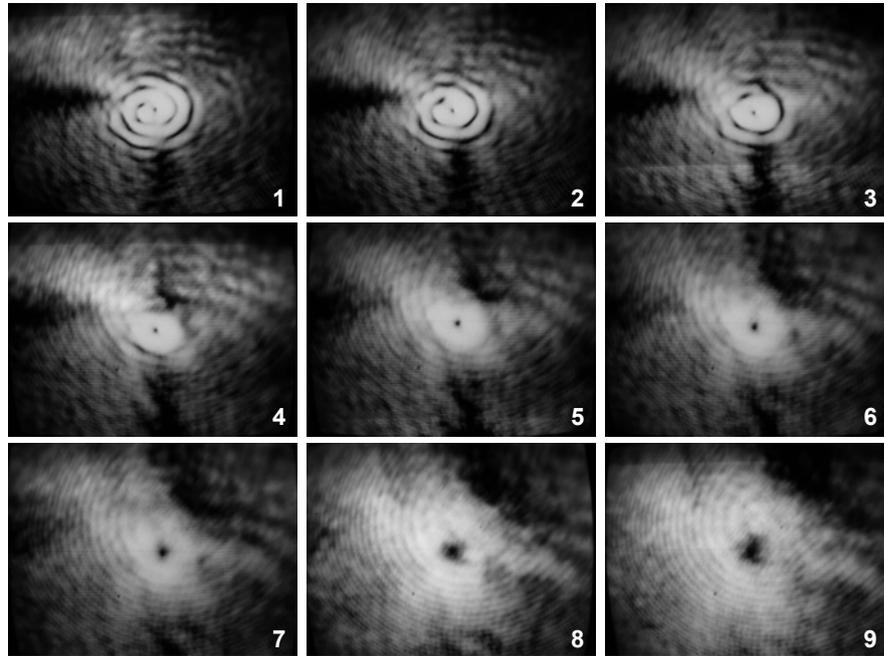


Fig.2. 1-9 - Diffraction patterns recorded in the neighbourhood of the “double” caustic cusp and corresponding to different transverse cross sections of an optical vortex. The deep intensity gap at the center of the optical vortex is a function of defocusing parameter Δz . Δz varies from -1.7 mm (1) to $+2.3$ mm (9) in 0.5 mm steps. The images were recorded with a $40\times$ microobjective and a Vidicon transmitting TV tube. $\lambda = 632.8$ nm

Preliminary experiments suggest that this structure disappears rapidly (collapses) already at a slight change of the inclination of the laser beam striking the two-component crystal-optics element (TCE), thus showing it to depend critically on the type of the aberrations introduced into the beams undergoing focusing, while persisting qualitatively on small spatial scales in the z direction. We note in conclusion that the formalism describing the formation of single extended optical vortices in the near-focus region and behind the doublet focus at fixed orientations of a laser beam incident on the TCE reduces actually to creation of such unique specific conditions under which the distribution of the phase difference between the convergent eo - and ee waves in the exit aperture plane at $z = 0$ and the shapes of both aberrated eo - and ee wave fronts are such that for $z \approx F_{eo}, F_{ee}$ interference between the y -polarized components of the diffraction fields of both caustics generates this unique single optical vortex at the center of the diffraction spot.

The TCE design described in the present paper can be used to advantage in obtaining single isolated vortex at high incident laser radiation power densities in both research and applied fields.

1. K.A. Barsukov, Yu.V. Osipov, A.U. Umbetov. *Opt. and Spectr.*, **56**, 319-320, (1984).
2. V.Yu. Osipov, A.A. Buznikov, *Opt. and Spectr.*, **107**, N° 3, 417-423, (2009).
3. V.Yu. Osipov, A.A. Buznikov, *J. of Optics A- Pure and Appl. Optics*, **11**, No.9, 094019-11, (2009).

АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В УСТРОЙСТВАХ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Садовников А.В., Рожнев А.Г.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
Саратов, Россия

В работе проведено численное исследование процессов распространения электромагнитных волн в двумерной нелинейной брэгговской решетке. Показана возможность распространения сигнала при увеличении его амплитуды на частотах, лежащих в полосе непропускания такой структуры.

Нелинейные периодические диэлектрические волноводящие системы широко используются сегодня в таких оптических устройствах, как перестраиваемые и фиксированные узкополосные фильтры, компенсаторы дисперсии, частотно-селективные ответвители, мультиплексные пассивные волоконно-оптические датчики, используемые в биологии и медицине¹. Это определяет актуальность решения задачи численного анализа процесса распространения электромагнитного излучения в периодических структурах с зависимостью диэлектрической проницаемости от величины интенсивности поля.

Целью настоящей работы являлось изучение влияния нелинейности на процесс распространения электромагнитного излучения в двумерной нелинейной брэгговской решетке на частотах вблизи границы полосы непропускания системы.

В данной работе рассматривается плоская двумерная система, представляющая собой брэгговскую решетку, часто используемую в интегральной оптике, а также в качестве сенсоров в биомедицинских приложениях (рис. 1). Решетка состоит из слоёв диэлектрика толщиной $2a$, период структуры d . Материалы слоев имеют диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{I,II} = n_{I,II}^2$ и нелинейность Керровского типа² – показатели преломления слоёв зависят от интенсивности поля $n_{I,II} = n_{01,02} + n_2 |E|^2$, где $n_{01,02}$ – линейные части показателей преломления слоёв, $n_2 = 3 \cdot 10^{-8} \text{ мкм}^2/\text{Вт}$ – нелинейная добавка к показателю преломления кварцевого стекла².

Численное моделирование рассматриваемой диэлектрической системы проводилось методом конечных разностей во временной области³ (FDTD) с помощью программного пакета meep⁴. Метод конечных разностей во временной области основан на прямом численном решении уравнений Максвелла с использованием разностной схемы, записанной в дифференциальной форме. Необходимо также учесть, что рассматриваемая нами система является открытой, поэтому граничные условия в численном эксперименте устанавливаются в виде идеально согласованных (поглощающих) слоев⁵, на рис. 1 они окружают расчетную область и обозначены штриховкой. Входной сигнал задавался в области подводящего волновода спектр пропускания измерялся вблизи правой границы отводящего волновода, для того чтобы минимизировать отражения от границ расчетной области.

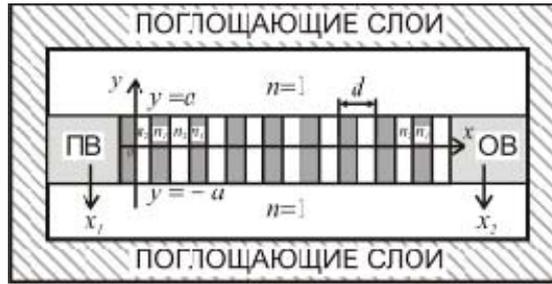


Рис. 1. Схема периодической нелинейной системы, образованной из чередующихся слоев диэлектрика. Параметры структуры: толщина одного слоя 0.5 мкм, число слоев 100, период структуры $d = 1$ мкм, поперечный размер слоев $2a = 1$ мкм, линейная часть показателей преломления слоев $n_{01} = 1.45$, $n_{02} = 2.0$. ПВ – подводящий волновод, ОВ – отводящий волновод.

Дисперсионная характеристика для системы, состоящей из чередующихся слоев двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 хорошо изучена и имеет вид чередующихся полос пропускания и непропускания и является периодической по волновому числу k . В данном случае система ограничена в поперечном направлении (рис. 1), поэтому для оценки частот отсечек (границ полос непропускания на дисперсионной характеристике) использовался метод эффективного показателя преломления (МЭПП).

На рис. 2 показана зависимость коэффициента прохождения T от частоты (спектр прохождения) импульса через рассматриваемую систему, отчетливо заметна первая зона непропускания периодической структуры, частотные границы зоны обозначены $f_{кр1}$ и $f_{кр2}$. Обнаружено неплохое совпадение критических частот $f_{кр1}$ и $f_{кр2}$, рассчитанных с помощью FDTD метода и МЭПП для первой ТЕ моды планарного диэлектрического волновода толщины $2a$ в поперечном направлении.

В случае входного сигнала постоянной частоты и амплитуды удастся пронаблюдать в численном эксперименте влияние керровской нелинейности на распространение электромагнитных волн в брэгговской решетке.

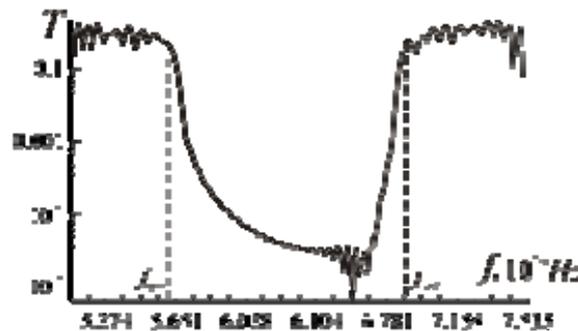


Рис. 2. Спектр прохождения через брэгговскую решетку гауссова импульса с центральной частотой $f_c = 6.3102 \cdot 10^{14}$ Гц и шириной $df = 2.072 \cdot 10^{14}$ Гц.

На рис. 3 изображено распределение компоненты E_z электромагнитного поля вдоль системы на ее оси при различных значениях амплитуды входного сигнала. Поскольку частота входного сигнала лежит в полосе непропускания системы, сигнал затухает вдоль системы (рис. 3а), однако при увеличении амплитуды наблюдается импульсное прохождение сигнала (рис. 3б), при этом максимальное

значение нелинейной добавки к показателю преломления $n_2 |E|^2$ в численном эксперименте составило 5 % от линейной части $n_{01,02}$.

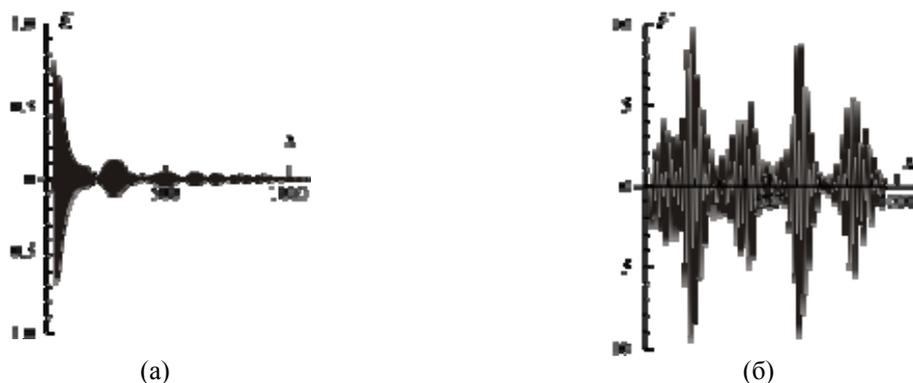


Рис. 3. Распределение компоненты напряженности $E_z(x)$ поля вдоль системы в плоскости $y = 0$.
Значение амплитуды входного сигнала $A = 1$ (а) и $A = 10$ (б). Частота входного сигнала в обоих случаях $f = 6.78115 \cdot 10^{14}$ Гц

В ходе проведённых исследований была проведена оценка влияния керровской нелинейности материала, из которых состоит брэгговская решетка, на процесс распространения электромагнитных волн в системе. Продемонстрирована возможность распространения сигнала, частота которого лежит в полосе непропускания периодической структуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 08-02-00621).

1. Othonos, K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings*, Artech House, (1999).
2. S.A. Akhmanov, *Optics of Femtosecond Laser Pulses*, American Institute of Physics, New York, (1992).
3. Taflove, *Computational electrodynamics*, London, Artech House, (1995).
4. A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, *Computer Physics Communications*, №. 181, 687–702, (2010).
5. R.Mittra, U. Pikel, *IEEE Microw. Guided Wave Lett.*, 5, № 3, 84-86, (1995).

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ВЕЛИЧИН ТЕНЗОРОВ КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $\Delta\chi^{(2)}$ И ЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $\Delta\chi^{(1)}$ В КРИСТАЛЛАХ KN_2PO_4 И LiNbO_3

Воробьёв В.В., Якобсон В.Э.*

ООО «Элан+» Санкт-Петербург, Россия,

*НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Описывается метод визуализации локальных нелинейнооптических и оптических неоднородностей в кристаллах дигидрофосфата калия и ниобата лития в режиме генерации второй гармоники в расходящемся пучке. Произведено сравнение с результатами селективного травления и дифракционно-теневого исследования.

Разработан новый метод, позволяющий выявлять в кристаллах сегнетоэлектриках монодоменные области и границы областей с антипараллельным расположением доменов¹. Он заключается в просмотре полированных заготовок в расходящемся ИК лазерном пучке в режиме ГВГ. Пучок 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 которых на выходе из образца отсутствует ГВГ, светлые - экстремумам ВГ порядка m . В случае прохождения расходящегося ИК лазерного пучка сквозь полидоменную область в кристалле на экране наблюдаются искривлённые полосы или светлые и чёрные пятна (рис. 2). Присутствие инверсных доменов в LiNbO_3 выявляется при селективном травлении.

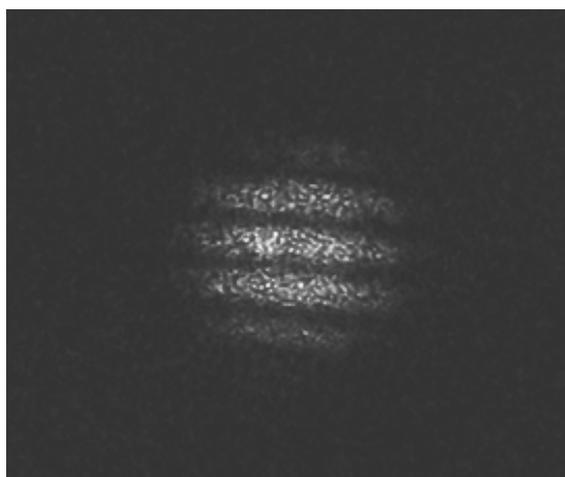


Рис.1. Участок кристалла LiNbO_3 с высокой нелинейно-оптической однородностью

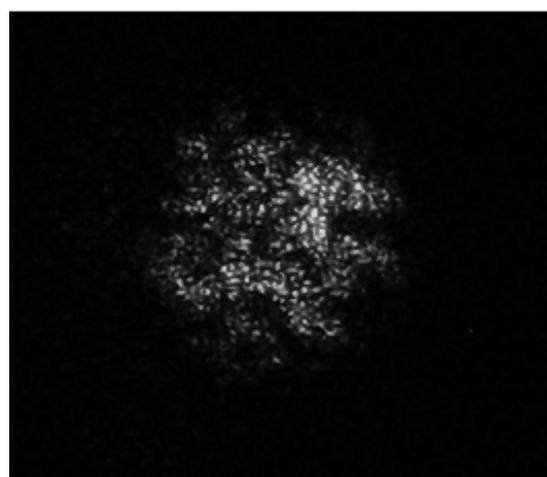


Рис.2. Участок кристалла LiNbO_3 низкого нелинейно - оптического качества

Метод 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 КДР локальных Δn наблюдается полная корреляция предложенного метода с широко известной дифракционно-теневой методикой². Пороговая чувствительность метода исследования неоднородности как $\Delta\chi^{(2)}$ так и $\Delta\chi^{(1)}$ определяется порядком наблюдаемого минимума (максимума) ВГ.

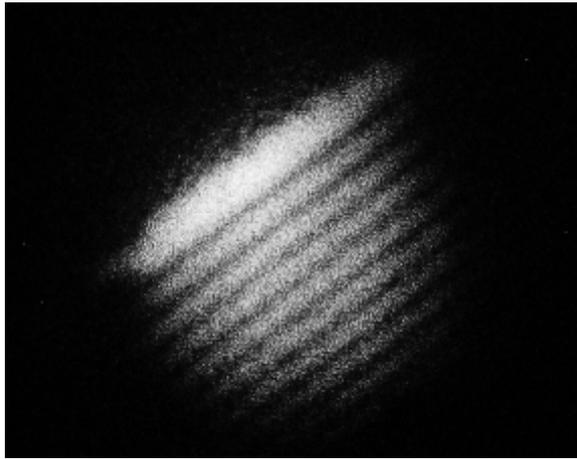


Рис.3 Участок кристалла КДР с высокой нелинейно-оптической однородностью

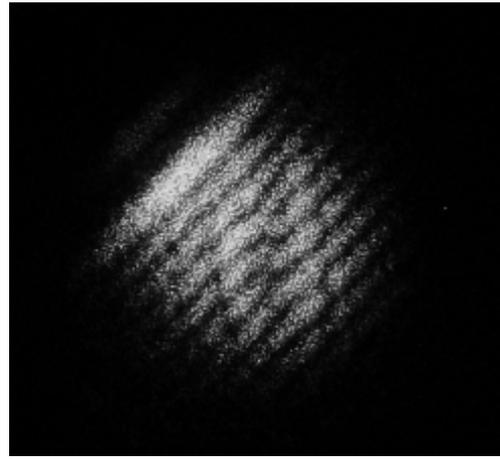


Рис.4. Искажение “полосатой картины ВГ” в кристалле КДР, содержащем границу двух пирамид роста

Аналогично тому, как искажение интерференционных полос позволяет оценивать оптическую однородность, т.е. величину Δn , так искажение полос ВГ порядка m — нелинейную однородность материала. Однозначно судить об однородности нелинейно-оптического преобразования в образце кристалла-сегнетоэлектрика позволяет анализ наблюдаемой на экране картины искажений линий минимумов и максимумов излучения ВГ порядка m , возникающей в результате прохождения сквозь образец расходящегося ИК лазерного пучка в режиме ГВГ.

Методика была реализована как на импульсном, так и на непрерывном лазере на YAG:Nd^{+3} .

1. В.Н.Войцеховский, И.В.Мочалов, В.Э.Якобсон, *Оптический журнал*, 7, 84-91, (2009).
2. В.С. Доладугина, Е. Е. Березина, *Рост кристаллов*, 5, 391, М. Наука, (1965).

ФОТОРЕФРАКТИВНОЕ РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$

Антонычева Е.А., Сюй А.В., *Сидоров Н.В., *Чуфырев П.Г.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья
КНЦ РАН, Апатиты, Россия

Рассмотрена зависимость кинетики фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ [0,015мас.%], вырезанных из разных областей були. Экспериментальные результаты показывают, что фоторефрактивные свойства кристаллов по объему були значительно отличаются.

В качестве рабочих сред для когерентно-оптических систем обработки информации перспективны фоторефрактивные монокристаллы ниобата лития (LiNbO_3), легированные катионами с переменной валентностью, например, катионами Fe, Cu, Mn, Ni и др. При этом наиболее подробно в литературе изучены фоторефрактивные

свойства кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. Фоторефрактивные свойства монокристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ к настоящему времени практически не исследованы. Информативными методами одновременного изучения фоторефрактивных свойств и структуры монокристаллов является фоторефрактивное и комбинационное рассеяние света (ФРРС и КРС). В данной работе впервые выполнены исследования зависимости спектров КРС и кинетики ФРРС в монокристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ [0,015мас.%], вырезанных из разных областей були, от мощности лазерного излучения. Исследованы образцы в виде параллелепипеда размером $\approx 4 \times 5 \times 6$ мм, вырезанные вблизи конуса були (№118-3к-2, №118-3к-3), и образцы из середины були (№118-4к-6) при использовании излучения лазера на Y:Al гранате MLL-100 мощностью 160 мВт ($\lambda_0 = 0,53$ мкм). Спектры КРС регистрировались спектрометром Ramanog U1000 в 90 и 180 градусных геометриях рассеяния. Для исследования ФРРС рассеянное кристаллом излучение направлялось на экран и регистрировалось цифровой видеокамерой. При этом волновой вектор световой волны был направлен вдоль оси u , по нормали к входной грани кристалла, а вектор напряженности электрического поля световой волны E параллелен полярной оси кристалла P_s .

При облучении кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ (0,015 мас.%) излучением мощностью 160 мВт наблюдаются значительные изменения ФРРС. Форма индикатрисы рассеяния для кристаллов с номерами №118-3к-2; №118-3к-3 принимает вид четко обозначенной «восьмерки». После 10 минут облучения происходит незначительное сжатие лепестков. В кристалле с номером №118-4к-6 индикатриса рассеяния в течение первых трех минут имеет форму «восьмерки» двухслойной спекл-структуры. При дальнейшем увеличении времени облучения рассеяние принимает форму «овала», а индикатриса рассеяния принимает первоначальную форму «окружности» соответствующую первым десяти секундам облучения.

На рис.1. приведена кинетика ФРРС, из которой следует, что фоторефрактивные свойства кристалла в значительной степени зависят от области були, из которой вырезался исследуемый образец. При этом небольшое уменьшение размеров индикатрисы ФРРС (особенно заметное при максимальной мощности излучения 160 мВт, когда температура кристалла достигает 80°C), очевидно, связано с нагревом кристаллов при облучении.

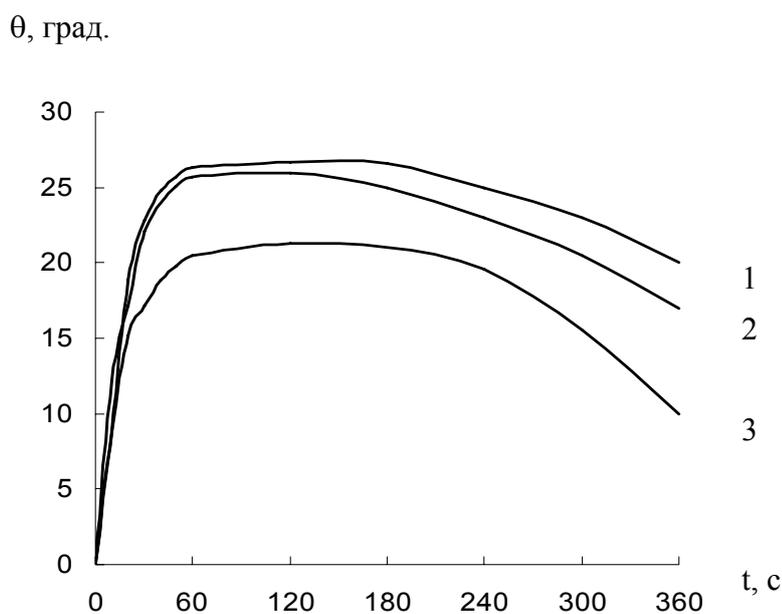


Рис.1. Зависимость угла фоторефрактивного рассеяния света от времени в $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ [0,015 мас.%] при мощности 160 мВт.
1- №118-3к-2, 2-№118-3к-3, 3- №118-4к-6

Для проверки данного эффекта кристалл помещался в термооптическую камеру, где поддерживалась температура 80°C . При этом производилось облучение кристалла излучением мощностью 160 мВт. ФРРС при данных условиях не развивается. Если температуру воздуха понизить до $50\text{-}60^\circ\text{C}$, то развивается ФРРС.

Таким образом, при выращивании монокристаллов ниобата лития методом Чохральского фоторефрактивные свойства по объему були могут значительно отличаться. При этом наблюдаются также отличия и в спектрах КРС. Из экспериментальных данных, полученных нами, следует, что образцы $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ [0,015 мас.%], вырезанные из були ближе к ее конусу, проявляют наиболее яркие фоторефрактивные свойства. Вероятно, это обусловлено неравномерным распределением дефектов и примеси Cu по объему кристалла.

ВЛИЯНИЕ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ПЛАСТИН

Кундикова Н.Д, Митяева Л.И., Попков И.И, Попкова А.М.

Лаборатория нелинейной оптики Института электрофизики УрО РАН и
Южно-Уральского государственного университета, г. Челябинск, Россия

Экспериментально показано, что поляризационные характеристики двулучепреломляющих пластин зависят не только от длины волны излучения, но и от его спектральной ширины. Для увеличения точности измерений был разработан новый метод.

Поляризационные системы нашли широкое применение в различных областях науки и техники, таких как телекоммуникация, поляризационно-оптические измерения

в медицине, астрономии, робототехнике и военной технике¹. Для обеспечения должного функционирования пространственно-временные модуляторы света должны удовлетворять такому важному требованию, как высокая точность настройки поляризметрических параметров (фазового сдвига, ориентации оптической оси), максимальная глубина модуляции и аппретура, а так же минимальное время переключения².

Добиться хорошей точности настройки фазовых элементов зачастую бывает трудно, т.к. на систему влияют различные факторы. Одним из таких факторов является влияние интерференции многократных переотражений от поверхностей разделов двух сред. Такое влияние может сказываться как на свойствах одиночной фазовой пластинки, так и на свойствах составных многослойных систем, в которых влияние многолучевой интерференции является более значительным. Часто при расчете прохождения излучения через анизотропную среду интерференция многократных переотражений не учитывается. Как правило, выражение для фазового сдвига кристаллической фазовой пластинки записывается в приближенном виде³:

$$\Gamma = \frac{2\pi \cdot d}{\lambda} (n_e - n_o)$$

Здесь d – толщина пластинки, λ – длина волны излучения в вакууме, n_e и n_o – показатели преломления необыкновенного и обыкновенного лучей. Если толщина пластинки много меньше длины когерентности излучения, то интерференция многократных отражений приводит к тому, что фазовая пластинка приобретает свойства частичного поляризатора, то есть различным становится пропускание излучения, поляризованного по главным осям пластинки. Для оценки влияния многолучевой интерференции вводят относительный коэффициент пропускания F , который определяется следующим образом $F = (E_{x0}/E_{y0}) / (E_x/E_y)$. Здесь E_{x0} , E_{y0} и E_x , E_y – амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн на входе и выходе пластины, соответственно. Именно этот коэффициент позволяет оценить влияние многолучевой интерференции.

Влияние интерференции многократных переотражений может сильно сказываться как на активные (жидкокристаллическая ячейка), так и на пассивные (слюдяная пластина) фазовые элементы.

Таким образом, можно говорить о сильном влиянии интерференции многократных переотражений на фазовые свойства различных поляризационных элементов. Поэтому в настоящее время существует необходимость в новом методе определения фазовых параметров поляризационных элементов.

Цель настоящей работы – разработать метод, позволяющий учитывать интерференцию многократных переотражений при расчетах и создании поляризационных систем.

Суть данного метода состоит в том, что фазового элемента рассматривается как система, состоящая из линейного частичного поляризатора и следующего за ним линейного фазосдвига⁴:

$$\mathbf{T}(\Gamma, F) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i\Gamma) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & F \end{bmatrix}.$$

Рассмотрим распространение линейно поляризованного света через систему, состоящую из исследуемой пластинки и анализатора. Эта система описывается матрицами Джонса $\mathbf{T} = \mathbf{A}\mathbf{M}$:

$$\mathbf{T} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{M} = \begin{bmatrix} \cos^2 \beta & \cos \beta \sin \beta \\ \cos \beta \sin \beta & \sin^2 \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cdot Fe^{-i\Gamma} & \cos \theta \sin \theta (1 - Fe^{-i\Gamma}) \\ \cos \theta \sin \theta (1 - Fe^{-i\Gamma}) & \cos^2 \theta \cdot Fe^{-i\Gamma} + \sin^2 \theta \end{bmatrix}$$

Здесь A – матрица Джонса анализатора, ориентированного под углом β относительно азимута линейной поляризации излучения, падающего на пластинку, а M – модифицированная матрица Джонса пластинки, ориентированной под углом θ относительно азимута падающего линейно-поляризованного излучения. Интенсивность линейно-поляризованного в горизонтальной плоскости излучения, падающего на исследуемый образец равна:

$$I(\beta, \theta) = I_0 \left| \cos^2 \beta (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cdot Fe^{-i\Gamma}) + \cos \Gamma \sin \Gamma \cos \theta \sin \theta (1 - Fe^{-i\Gamma}) \right|^2 + \\ + \left| \cos \Gamma \sin \Gamma (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cdot Fe^{-i\Gamma}) + \sin^2 \Gamma \cos \theta \sin \theta (1 - Fe^{-i\Gamma}) \right|^2.$$

Если измерить интенсивность при фиксированных значениях угла $\theta=0^\circ, 90^\circ$, то можно получить следующие выражения для определения Γ и F :

$$F = \frac{\sqrt{(I(0) + I(90)) - \cos^2 \theta}}{\sin \theta}, \\ \cos \Gamma = \frac{\sin \theta (I(0) - I(90) + \cos 2\theta (I(0) + I(90) - 2 \cos^2 \theta))}{2 \sin^2 2\theta \sqrt{I(0) + I(90) - \cos^2 \theta}}.$$

Полученные выражения можно использовать для определения параметров Γ и F одиночной фазосдвигающей пластины, а также поляризационных систем, состоящих из нескольких фазосдвигающих пластин.

Предлагаемый метод определения параметров Γ и F был использован для определения параметров одиночной слюдяной пластинки, поляризационные свойства которой также были определены методом, предложенным в работе⁵. Обнаружено соответствие между результатами, полученными разными методами.

Метод также был использован для определения влияния ширины спектра (длины когерентности излучения) на величину фазовой задержки и относительного амплитудного коэффициента. Обнаружено, что поляризационные параметры одиночной фазовой пластины значительно зависят от спектральной ширины используемого излучения. На рис. 1 представлена экспериментальная зависимость фазового сдвига пассивного элемента от ширины спектра.

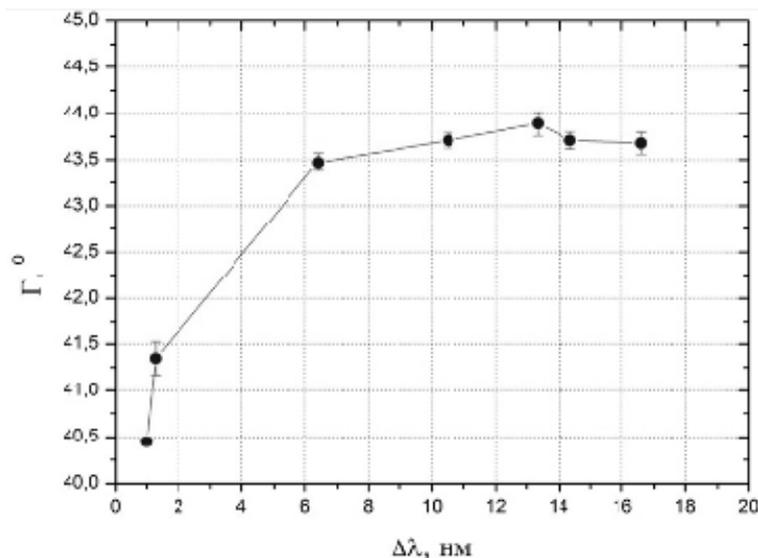


Рис. 1 Зависимость фазового сдвига от ширины спектра

Таким образом, разработан метод, позволяющий на основе измерения двух значений интенсивности излучения полностью описать все поляризационные характеристики фазового элемента. На основе разработанного метода определено влияние спектральной ширины излучения на поляризационные характеристики фазового элемента, используемого для преобразования состояния поляризации данного излучения и показана необходимость оценки параметров фазосдвигающих элементов при работе с излучением разной спектральной ширины.

1. T.Weyrauch, W.Haase, *J. Lightwave Technology*, **17**, 9, 1602 – 1616, (1999).
2. E.Solomon, *Applied Optics*, **20**, 9, 1537 – 1544, (1981).
3. М.Борн, Е.Вольф, *М.: Наука*, (1973).
4. S.N.Savenkov, V.V.Marienko, E.A.Oberemok, *Physical Reviewer E*, **74**, 056607, 1-8, (2006).
5. А.Бибикова, Н.Д.Кундикова, Л.Ф.Рогачева, *Известия РАН. Серия физическая*, **70**, 9, 1285 – 1288, (2006).

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВОЙ ПЛАСТИНКИ

Пикуль О.Ю., Коваленко Л.Л., Строганов В.И.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Направление оптической оси в плоскости входной грани четвертьволновой пластинки определяется по коноскопической картине кристаллической пластинки любой толщины, размещенной в оптической системе после исследуемой четвертьволновой пластинки

Известен способ определения расположения быстрой и медленной осей фазовой пластинки с помощью компенсатора с известным расположением оптической оси, вводимого в параллельный пучок лучей после исследуемой кристаллической пластинки^{1,2}.

Результаты эксперимента показали, что для этой цели можно использовать расходящийся пучок излучения, получая и анализируя коноскопическую картину кристаллической пластинки любой толщины, размещенной после исследуемой пластинки $\lambda/4$ (в эксперименте использована кристаллическая пластинка LiNbO_3 с входной гранью, перпендикулярной оптической оси, толщиной 10 мм) .

В оптическую систему (рис. 1) после поляризатора вводят пластинку $\lambda/4$ и, вращая ее вокруг оси пучка, наблюдают за изменением коноскопической картины. Поляризатор и анализатор скрещены.

При совпадении оптической оси пластинки $\lambda/4$ с осью пропускания поляризатора излучение после $\lambda/4$ станет линейно поляризованным. Коноскопическая картина LiNbO_3 на экране приобретет традиционный вид concentрических колец-изохром, пересеченных в центре картины черным мальтийским крестом^{1,2}.

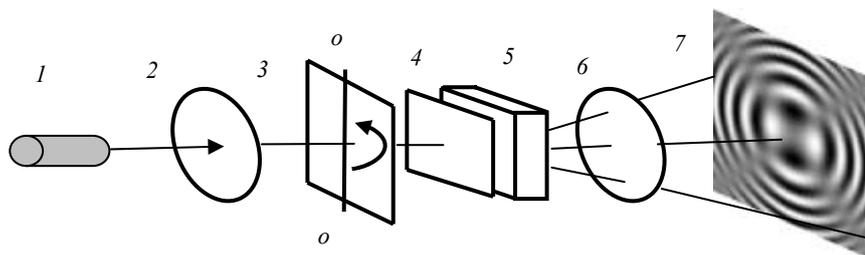


Рис. 1. Схема установки. 1 – He-Ne лазер; 2 – поляризатор; 3 – пластинка $\lambda/4$ (оо – оптическая ось); 4 – рассеиватель (матовое стекло); 5 – кристаллическая пластинка LiNbO_3 , вырезанная перпендикулярно оптической оси; 6 – анализатор; 7 – экран.

При дальнейшем вращении $\lambda/4$ излучение после нее становится эллиптически поляризованным, что соответствует отклонению оптической оси $\lambda/4$ на промежуточный угол от 0° до 45° от оси пропускания поляризатора. Коноскопическая картина кристаллической пластинки LiNbO_3 постепенно изменяется.

При угле 45° между оптической осью пластинки $\lambda/4$ и осью пропускания поляризатора излучение после $\lambda/4$ станет циркулярно поляризованным. Коноскопическая картина LiNbO_3 с таким излучением приобретет вид, изображенный на рис. 1. В центре коноскопической картины LiNbO_3 с циркулярным излучением расположены два минимума и два максимума интенсивности между ветвями светлого мальтийского креста на фоне колец-изохром. Ветви светлого мальтийского креста соответствуют осям пропускания поляризатора и анализатора. Интенсивность колец-изохром изменяется в каждом кольце от максимума к минимуму при переходе через ветви мальтийского креста^{3,4}.

Эксперимент показал, что линия, проведенная через две черные точки (минимумы интенсивности) в центральной области коноскопической картины, параллельна оптической оси в плоскости входной грани фазовой пластинки $\lambda/4$. На рис. 1 эта линия является вертикальной.

В целом при полном обороте пластинки $\lambda/4$ коноскопическая картина кристаллической пластинки LiNbO_3 с циркулярно поляризованным излучением появится на экране 4 раза.

Такой же результат можно получить, если в ту же оптическую систему ввести пластинку $\lambda/4$ и зафиксировать ее неподвижно, а синхронно вращать скрещенные поляризатор и анализатор.

Следует отметить, что коноскопическую картину, изображенную на рис. 1, возможно получить в данной оптической системе при любом расположении поляризатора и анализатора. Однако прямая линия, проведенная через две черные точки (минимумы) в центре картины, будет параллельна оптической оси исследуемой четвертьволновой пластинки только при скрещенном расположении поляризатора и анализатора.

Предложенный способ определения расположения оптической оси в плоскости входной грани пластинки $\lambda/4$ прост и удобен в экспериментальных условиях тем, что не требует специальных дорогостоящих устройств типа компенсаторов. Вместо этого может быть использована практически любая кристаллическая пластинка, вырезанная перпендикулярно оптической оси.

1. Н.М Меланхолин, Методы исследования оптических свойств кристаллов – М.: Наука, 1970. – 155 с.
2. Е.А. Волкова, Поляризационные измерения. – М.: издательство стандартов, 1974. – 156 с.
3. О.Ю. Пикуль, К.А. Рудой, В.И. Строганов, *Прикладная оптика* : сб. тр. шестой международной конференции – СПб : СПбГУ ИТМО, 2. – 77, (2004).
4. О.Ю. Пикуль, [и др.] *ИВУЗ. Приборостроение.*, № 9, 37–41, (2005).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ЖИДКОСТИ ПУТЕМ АНАЛИЗА СПЕКЛ-КАРТИН

Неупокоева А.В., Малов А.Н., Бородин А.Н.

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

Предложен метод определения структуры жидкости на примере бензина путем вычисления функции автокорреляции от спекл-картины, образованной лазерным излучением, рассеянным жидкостью. Экспериментально показано, что лазерное излучение вызывает изменение структуры бензина, разрушая кластеры, что приводит к осциллирующему поведению функции автокорреляции.

Различные взаимодействия в жидкостях – полярные, гидрофобные – приводят к возникновению в жидкостях неоднородностей, которые по своим макроскопическим параметрам (плотности, теплоемкости и т.п.) могут существенно отличаться от жидкости в целом. Центрами образования таких неоднородностей – кластеров – являются заряженные частицы¹. Причина образования кластерной оболочки из ассоциированных молекул – кулоновское поле вокруг иона. Размер кластера может быть довольно большим и включать в себя макроскопическое количество молекул. Наличие неоднородностей часто приводит к возникновению у жидкостей нежелательных свойств. Например, в случае бензина наличие неоднородностей приводит к неполному сгоранию топлива в двигателе, образованию нагара.

Цель работы – провести мониторинг структуры бензина, выявить изменения, происходящие под действием лазерного излучения, определить наличие энергетического порога реакции.

Кластеры являются неоднородностями, на которых рассеивается лазерное излучение, поэтому пространственное распределение поля излучения, прошедшего через раствор будет иметь вид спекл-картины, причем величина спеклов будет взаимосвязана с величиной кластеров. Изменение размеров неоднородностей, например, вследствие воздействия лазерным излучением, будет приводить к изменению спекл-картины зондирующего излучения.

В качестве источников излучения использовались полупроводниковые лазеры. Диаметр пучка излучения зондирующего лазера (длина волны 0,65 мкм) составлял около 5 мм, а его интенсивность после прохождения через фильтр составляла 0,8 мВт/см². Диаметр пучка воздействующего лазера составлял около 0,5 мм, а его интенсивность регулировалась с помощью нейтрального светофильтра в пределах от 5 Вт/см² до 30 Вт/см² при длине волны 0,65 мкм.

Спекл-картины, полученные при прохождении излучения от зондирующего лазера через кювету с бензином, фиксировали с помощью цифрового фотоаппарата. Воздействующий лазер был включен в течение 5 минут, одновременно с помощью зондирующего лазера фиксировались спекл-картины. Затем воздействующий лазер отключали и спекл-картины фиксировали еще в течение 5 минут (релаксация). Для каждой спекл-картины рассчитывался коэффициент автокорреляции. Результаты сравнивались по положению вершины функции автокорреляции (рис. 1).

Из приведенных данных видно, что лазерное излучение в значительной степени влияет на структуру бензина, причем изменения структуры имеют осциллирующий характер. При отключении воздействия структура жидкости возвращается к исходному состоянию не скачком, а постепенно, проходя через некоторую последовательность структурных изменений.

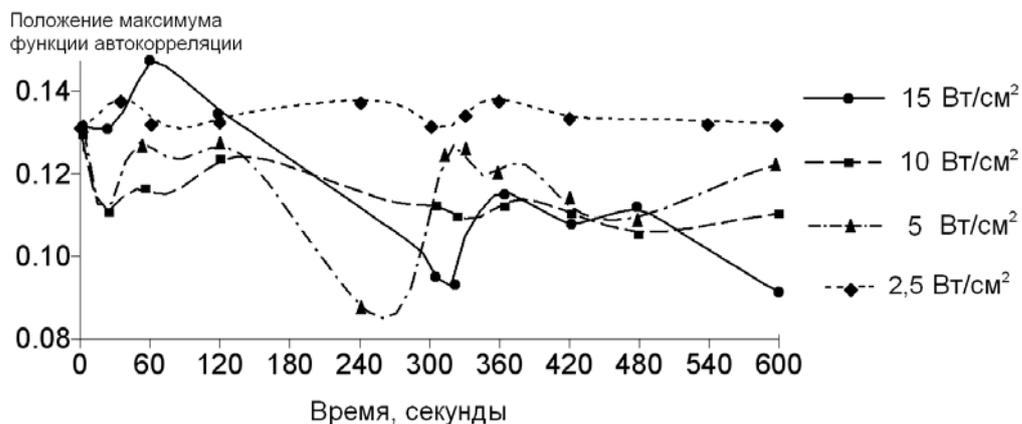


Рис. 1. Изменение положения максимума функции автокорреляции при различных интенсивностях лазерного воздействия

Серия экспериментов по изучению зависимости структурных изменений от интенсивности лазерного воздействия показала, что при интенсивности воздействия 2,5 Вт/см² модификации структуры бензина не происходит. Экспериментально выявлено, что значимые изменения микроструктуры бензина, которые отражает спекл-картина, возникают при интенсивностях более 5 Вт/см².

На основании всех представленных результатов можно сделать следующие выводы:

1) Регистрация спекл-картин от излучения, рассеянного при прохождении через жидкость, в сочетании с корреляционной обработкой спекл-картин, позволяет выявлять структурные изменения, происходящие в этой жидкости.

2) Воздействие лазерного излучения на органическую жидкость (на примере бензина) вызывает изменение ее структуры, что приводит к осциллирующему поведению функции автокорреляции. При прекращении воздействия структура жидкости возвращается к первоначальной конфигурации не мгновенно, а через цепь промежуточных структурных изменений.

3) Значимые изменения микроструктуры бензина возникают при интенсивностях более 5 Вт/см^2 .

1. В.Б. Ошурко, Э.А. Манькин. Самоорганизация воды под действием лазерного излучения// *Голография: фундаментальные исследования, инновационные проекты и нанотехнологии. Материалы XXVI школы по когерентной оптике и голографии. Издательство «Папирус», Иркутск, 2008.*

**ДИНАМИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА
В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ
ИМПУЛЬСАМИ ПИКОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ
Шандаров С.М., Кистенева М.Г., Акрестина А.С., Сивун Д.О.,
Киселев Р.В., Смирнов С.В., Толстик А.Л.*, Агишев И.Н.*,
Станкевич А.*, Каргин Ю.Ф.****

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, Томск, Россия

*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

**Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН,
Москва, Россия

Экспериментально исследована динамика фотоиндуцированного поглощения света на длине волны 633 нм в нелегированном кристалле титаната висмута при его облучении лазерными импульсами (532 нм) пикосекундной длительности.

Кристаллы силленитов имеют сложную структуру энергетических уровней в запрещенной зоне, включающую глубокие центры и мелкие ловушки, оказывающие сильное влияние на их оптические свойства¹. Облучение кристалла титаната висмута наносекундными лазерными импульсами на длине волны $\lambda=532$ нм приводит к увеличению оптического поглощения в диапазоне 492–840 нм, что связано с заполнением электронами центров с энергиями ионизации ~ 1.6 и 2.57 эВ^2 .

В настоящей работе представлены результаты исследования динамики фотоиндуцированного поглощения на длине волны 633 нм в нелегированном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ при воздействии лазерных импульсов пикосекундной длительности с $\lambda=532$ нм.

В экспериментах использовался нелегированный кристалл титаната висмута (ВТО) среза (001) с толщиной 6 мм. Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения в кристалле наводились импульсами с длиной волны 532 нм (вторая

гармоника лазера на алюмоиттриевом гранате), длительностью 70 пс и частотой следования 5 Гц. Средняя энергия одного импульса составляла 50 мДж, при этом интенсивность излучения на входе в кристалл достигала значений ~ 300 мВт/см². Для регистрации изменений в наведенном поглощении использовалось излучение непрерывного He-Ne лазера с длиной волны 633 нм. Все эксперименты проводились при комнатной температуре.

При облучении кристалла пикосекундными импульсами наблюдалось уменьшение коэффициента пропускания кристалла для света с длиной волны 633 нм, динамика которого на начальном участке представлена на рис. 1. Как видно, здесь наблюдается быстрый рост фотоиндуцированного поглощения света. За время, составляющее около 90 нс, поглощение достигало максимума. Далее (рис. 2) наблюдалось значительно более медленное восстановление исходного оптического пропускания кристалла. Только за период следования импульсов, составляющий 0,2 с, происходило возвращение поглощения к начальному уровню.

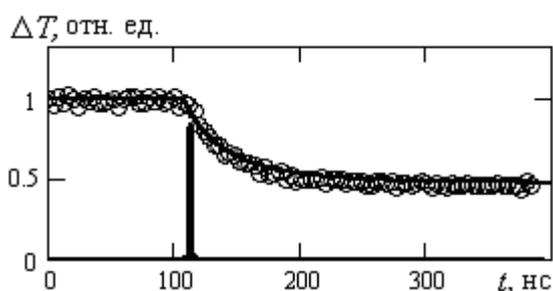


Рис. 1. Экспериментальная (кружки) и расчетная (сплошная кривая) зависимости оптического пропускания ВТО для излучения с длиной волны 633 нм при воздействии лазерного импульса пикосекундной длительности (532 нм) в момент времени $t_p \sim 110$ нс

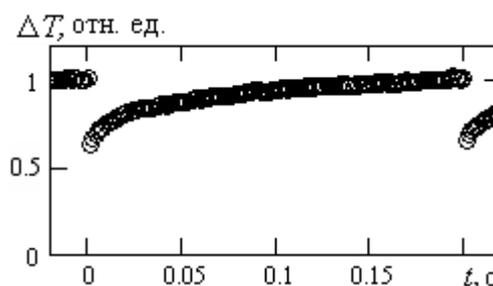


Рис. 2. Экспериментальная зависимость релаксации оптического пропускания ВТО на длине волны 633 нм после воздействия периодически следующими лазерными импульсами пикосекундной длительности с длиной волны 532 нм

Для описания наблюдаемой динамики фотоиндуцированного поглощения света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ была использована модель³, предполагающая наличие в нем двух типов глубоких дефектных центров и компенсирующих акцепторов *A* (рис. 3, а). В соответствие с моделью⁴ считалось, что дефектные центры обоих типов, 1 и 2, содержат (рис. 2,б) разделенные потенциальным барьером доноры (*D1* и *D2*) и ловушки (*T1* и *T2*), причем второй центр находится ближе к дну зоны проводимости, чем первый. Электрон, локализованный на дефектном центре, может туннелировать сквозь этот потенциальный барьер с вероятностью β , зависящей от температуры кристалла. Сечения фотоионизации для электрона, находящегося в состояниях *D* и *T*, предполагались различными. Часть таких дефектных центров считалась ионизированными в темновых условиях, а их заряд полагался компенсированным нефотоактивными акцепторами *A*. Принималось также, что с ловушек *T2* электроны могут туннелировать на ловушки *T1*. Под действием света в кристалле происходит генерация электронов в зону проводимости с неионизированных центров, которые затем рекомбинируют на ионизированные глубокие центры в состояниях *D* или *T*.

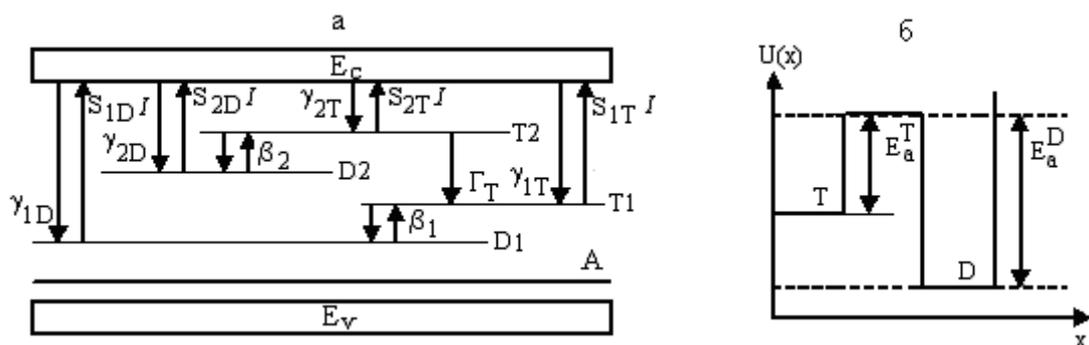


Рис. 3. Схема энергетических уровней в запрещенной зоне кристалла (а); модель потенциальной энергии для электрона на дефектном центре (б)

Коэффициент поглощения для света с длиной волны 532 нм в рамках данной модели определяется следующим выражением:

$$\alpha_g = h\omega_g (S_{1D}N1 + S_{1T}M1 + S_{2D}N2 + S_{2T}M2), \quad (1)$$

где $h\omega_g$ - энергия кванта света; $N1$ и $N2$, - концентрации неионизированных доноров $D1$ и $D2$; $M1$ и $M2$ - концентрации заполненных ловушек $T1$ и $T2$; S_{1D} и S_{2D} , S_{1T} и S_{2T} , - сечения фотоионизации для донорных и ловушечных центров первого и второго типов, соответственно. Свет с длиной волны 633 нм переводит электроны в зону проводимости только с центров типа 2, поэтому для него коэффициент поглощения находится, как

$$\alpha_r = h\omega_r (S_{2D}N2 + S_{2T}M2). \quad (2)$$

В результате численного моделирования динамики фотоиндуцированного поглощения были найдены материальные параметры рассматриваемой модели для исследованного кристалла $Vi_{12}TiO_{20}$, при которых теория воспроизводит характерные особенности динамики поглощения для длинноволнового (красного) излучения, фотоиндуцированного импульсами коротковолнового (зеленого) света пикосекундной длительности. На основе полученных параметров кристалла была проведена аппроксимация временной зависимости наведенных изменений в поглощении и их релаксации после прекращения освещения. Проведенное численное моделирование показало, что развитая в работе³ модель удовлетворительно описывает наблюдаемую экспериментально динамику оптического поглощения.

Работа выполнена при поддержке программ «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)» и ФАНИ (ГК 02.740.11.0553).

1. В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко *Фотоиндуцированные явления в силленитах*. Новосибирск: Наука. 1990. 160 с.
2. А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева, С.М. Шандаров, С.И. Иткин, А.Е. Мандель, Ю.Ф. Каргин, Ю.Н. Кульчин, Р.В. Ромашко, *Квантовая электроника*, **37**, №11, 1027-1032 (2007).
3. С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, М.Г. Кистенева, В.И. Иткин, А.С. Вишнев, *Химия высоких энергий*, **42**, №4, 58-60 (2007).
4. S.M. Shandarov, L.E. Polyakova, A.E. Mandel, M.G. Kisteneva, J. Vidal, Yu.F. Kargin, A.V. Egorysheva, *Proc. SPIE*. **6595**. 124-131 (2007).

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА СПЕКТР, ПРЕОБРАЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гаранькова И.А., Литвинова М.Н., Строганов В.И.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск, Россия

В работе¹ рассматривается процесс преобразования некогерентного излучения при одновременном использовании кристаллов LiIO_3 и КТР. Исследовано преобразование широкополосного ИК излучения в видимую область спектра в системе состоящей из двух нелинейных кристаллов.

В эксперименте по преобразованию ИК излучения в видимую область спектра исследовали системы кристаллов ниобат лития и оптически активные кристаллы: парателлуриит (толщина 7 мм), иодат лития (толщина 15 мм).

В экспериментальной установке луч от лампы накаливания проходил через модулятор (частота 150 Гц) и фокусировался с помощью собирающей линзы на передней грани кристалла ниобата лития (толщина кристалла 11 мм). Системы кристаллов располагали между двумя светофильтрами (КС-19 и СЗС-22). Падающее ИК излучение направлено перпендикулярно оптической оси кристалла ниобата лития. Оптически активные кристаллы помещали перед кристаллом ниобата лития. Преобразованное излучение регистрировалось с помощью дифракционного монохроматора (МСД-2) и усиливалось с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ-29).

В результате эксперимента спектр излучения изменял свою интенсивность, полосу пропускания и незначительно смещался максимум преобразованного излучения.

Результаты показывают, что в системе кристалл иодат лития + ниобат лития увеличивается эффективность преобразованного излучения, в то время, как в системе кристалл парателлурита + ниобат лития уменьшается его эффективность.

1. Е. В. Толстой Нелинейно-оптические преобразования теплового широкополосного излучения в анизотропных кристаллах: диссертация/ Е. В. Толстой. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 112, (2003)

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ФОТОПРИЕМНОЙ МАТРИЦЕЙ

Дудина Т.Ф., Гуров И.П.

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

Рассмотрены особенности регистрации спекл-интерференционных полей фотоприемной матрицей с учетом среднего размера спеклов и размера пикселей матрицы. Представлены зависимости вероятности порогового обнаружения интерферометрического сигнала от количества пикселей n в спекле и от количества регистрируемых спеклов k при использовании фотоприемной матрицы заданного формата.

Методы спекл-интерферометрии широко применяются в научных исследованиях и современных технологиях бесконтактного контроля объектов. При использовании методов спекл-интерферометрии важно учитывать особенности формирования и регистрации спекл-полей. До настоящего времени актуальна задача исследования возможностей повышения точности и эффективности использования спекл-интерферометров, оснащенных современными оптико-электронными элементами и узлами. В частности, в связи со значительным прогрессом технологии создания многоэлементных фоточувствительных матриц, целесообразно рассмотреть особенности регистрации спекл-интерференционных полей фотоприемной матрицей с учетом стохастического характера спекл-интерференционных сигналов.

Регистрируемые спекл-интерференционные сигналы представляют собой реализации узкополосного гауссовского случайного процесса. При этом амплитуда сигнала имеет рэлеевскую плотность распределения [1-3]. Обнаружение сигнала имеет место при превышении амплитуды сигнала заданного порогового значения A_H .

Для регистрации спекл-полей необходимо, чтобы размер спекла превышал размер пикселя, поскольку в противном случае имеет место значительное снижение контраста наблюдаемого спекл-поля. При использовании фотоприемной матрицы оптическую систему обычно юстируют так, чтобы интенсивности измерительной и опорной волн были распределены по возможности равномерно по полю фотоприемной матрицы. При этом чем больше пикселей приходится на спекл, тем с большей вероятностью спекл-интерференционный сигнал будет обнаружен. Иными словами, при увеличении количества пикселей, приходящихся на спекл, можно повысить надежность обнаружения спекл-интерференционных сигналов.

Как известно (см., например, [1, 2]), средний размер спекла b определяется параметрами оптической системы, а именно

$$b = 1,22\lambda z / D, \quad (1)$$

где λ - длина волны излучения, z - расстояние до исследуемого объекта, D - диаметр линзы объектива.

Очевидно, что в случае регистрирующей матрицы с заданными размерами пикселей количество пикселей, приходящихся на один спекл, можно изменять при варьировании параметров оптической системы в (1), определяющих средний размер спеклов. Если юстировка оптической системы сложна или невозможна в силу специфики эксперимента, то необходимо подбирать матрицу с соответствующими размерами пикселей.

Рассмотрим вначале случай изменения размера спеклов за счет юстировки оптической системы при заданном формате регистрирующей матрицы. Пусть имеется группа из k спеклов, каждый из которых независимо от других обнаруживается по сигналу, зарегистрированному отдельным пикселем видеокамеры. При этом

$$k = M / n,$$

где M - количество пикселей в матрице, n - количество пикселей в спекле. Каждый отдельный спекл регистрируется одновременно n пикселями. Найдем вероятность того, что все спеклы будут обнаружены.

Вероятность обнаружения спекла по сигналу одного из n пикселей, амплитуда которого A превышает заданное пороговое значение A_H , может быть определена как [4]

$$P_D(A_H) = P(A > A_H) = \int_{A_H}^{\infty} p_A(A) dA = \exp\left(-\frac{A_H^2}{2\mu^2 I_r I_s}\right),$$

где μ – постоянный коэффициент преобразования интенсивности света в значения фотоэлектрического сигнала; I_r, I_s – интенсивности опорной и измерительной волн, приходящиеся на один пиксель. При этом вероятность пропуска сигнала спекла при регистрации сигнала от одного пикселя определяется выражением

$$P_M(A_H) = 1 - P_D(A_H).$$

Вероятность $P_{Mn}(A_H)$ пропуска спекла при независимой регистрации сигналов всех n пикселей равна

$$P_{Mn}(A_H) = [P_M(A_H)]^n = [1 - P_D(A_H)]^n,$$

Вероятность обнаружения спекла хотя бы одним пикселем

$$P_{D1}(A_H) = 1 - P_{Mn}(A_H) = 1 - [P_M(A_H)]^n = 1 - [1 - P_D(A_H)]^n.$$

Вероятность обнаружения фотоприемной матрицей k статистически независимых спеклов, на каждый из которых приходится n пикселей, выражается в форме

$$P(A_H) = [1 - (1 - P_D(A_H))^n]^k. \quad (2)$$

На рис. 1 представлены кривые, рассчитанные согласно выражению (2) для различных значений параметра $\beta = A_H^2 / (4\mu^2 I_r I_s)$ и $M = 10^6$. Из рисунка видно, что чем выше порог обнаружения, тем большее количество пикселей должно приходиться на один спекл. Если известен формат матрицы, то можно подобрать требуемый размер спеклов за счет изменения геометрических параметров оптической системы в (1), влияющих на средний размер спеклов.

Если геометрические параметры оптической системы изменить затруднительно или невозможно, то необходимо подбирать матрицу с соответствующими размерами пикселей.

На рис. 2 представлены зависимости вероятности обнаружения сигнала от количества спеклов, регистрируемых матрицей, содержащей M элементов.

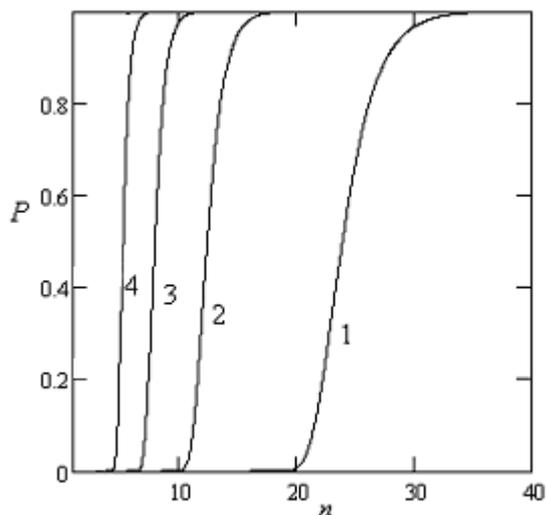


Рис. 1. Зависимость вероятности обнаружения сигнала от количества пикселей n в спекле при использовании фотоприемной матрицы ($\beta_1 = 1.0$, $\beta_2 = 0.5$, $\beta_3 = 0.25$, $\beta_4 = 0.1$)

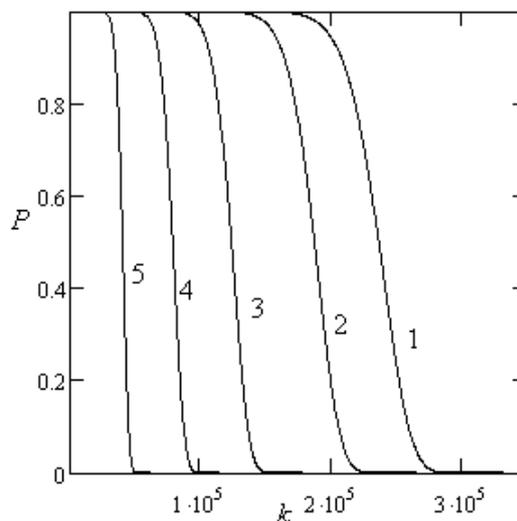


Рис. 2. Зависимость вероятности обнаружения сигнала спеклов от количества спеклов, регистрируемых фотоприемной матрицей ($\beta_1 = 0.05$, $\beta_2 = 0.1$, $\beta_3 = 0.25$, $\beta_4 = 0.5$, $\beta_5 = 1.0$)

Из графиков видно, что вероятность обнаружения спекл-интерференционных сигналов фотоприемной матрицей убывает с увеличением количества регистрируемых спеклов. С увеличением порога обнаружения допустимое количество спеклов

снижается. Полученные зависимости позволяют выбирать оптимальные режимы формирования и регистрации спекл-интерференционных полей при помощи фотоприемных матриц.

1. М. Франсон, *Оптика спеклов*, М.: Мир, (1980).
2. Дж. Гудмен, *Статистическая оптика*, М.: Мир, (1988).
3. В.М. Аранчук, *Опт. спектр.*, **78**, №2, 284-287, (1995).
4. И.П. Гуоров, Т.Ф. Дудина, *Труды научно-технического центра Фотоники и оптоинформатики*, 398-405, (2009).

ВАРИАЦИОННЫЕ ОЦЕНКИ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР

Матвеев Д.Г.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлен метод для поиска и доказательства существенных спектральных свойств диэлектрических структур волноводного типа. Обсуждается ход доказательства и примерный вид окончательного результата. Обозначаются дальнейшие направления исследования в данной области.

Возможность проиводства диэлектрических волноводов с различными локальными индексами, позволяющими привносить новые особенности в свойства системы – является важным основанием для развития исследовательской деятельности в данном направлении. При должном подходе разработанная теорическая идея и ее результаты будут иметь возможность верификации на практическом опыте в реальной установке. Это серьезно повышает вероятность разработки непротивочивой с экспериментальными данными теории.

Работа автора направлена на рассмотрение диэлектрических волноводов с локальными особенностями в структуре, например, материалами с более высоким индексом преломления/отражения по сравнению с основной средой волнода. В данных структурах интересен анализ спектральных свойств оператора Гельмгольца как представления транспортных свойств диэлектрического волновода.

Необходимо должным образом подобрать препосылки вариационного метода – пробные функции, зависящие от параметров системы, а также руководствоваться актуальными граничными условиями. Результатами может явиться нахождение резонанса или связанного состояния в подобной системе, что ведет к оценке свойств трапспорта. Разумеется, правильность данных оценок и выводов будет возможно проверить на опыте. При таком подходе полученные оценки, к примеру, на собственное значение оператора будут иметь непосредственный физический смысл и предоставлять важное значение для анализа зависимости особенностей спектра системы от ее параметров и внешнего влияния.

Предполагая наличие внешнего воздействия на диэлектрические волноводы – полагаем дальнейшие направления изучения подобной системы на предмет возможности управления внешними полями. Упарвление может обеспечить выполнение различных операций на одном элементе при различный внешних условиях

– что ведет к реализации набора операций на одном элементе – элементарное приближение квантового вычислителя. Таким образом, результаты, полученные в рамках предлагаемого подхода, могут дать достаточное основание для продолжения исследования в такой актуальной области современной науки как квантовые вычисления.

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ НА ПАРАМЕТРЫ ВКР УСИЛЕНИЯ В СЖАТОМ ВОДОРОДЕ

Макаров Е.А., Беспалов В.Г., Жевлаков А.П.*

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

* НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Получена зависимость времени запаздывания стоксового импульса от отношения длительности импульса накачки к времени поперечной релаксации среды для ВКР генерации. Проведены расчеты эффективности преобразования ВКР в режиме усиления в зависимости от временного сдвига затравочного стоксового импульса относительно импульса накачки и выявлены оптимальные условия.

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) является эффективным средством преобразования частоты. В частности ВКР можно использовать для создания затравочных источников излучения для CO_2 лазеров. В данной работе проводилась оптимизация КПД ВКР усилителя в схеме многокаскадного лазерного комплекса облучения мишени конвертора в рентгеновский диапазон спектра. В комплексе энергия мощного импульса Nd:YAG лазера разделяется на две равные части, одна из которых поставляется непосредственно на мишень для создания предимпульса. Вторая часть энергии дополнительно усиливается в твердотельном Nd:YAG усилителе и доходит до светоделительного зеркала, которое делит энергию на две неравные части, основная из которых поступает в качестве накачки на оптический параметрический усилитель ОРА. Другая часть энергии импульса поступает в генератор стоксового излучения на основе обратного вынужденного рассеяния. Стоксовое излучение на первой стоксовой компоненте ВКР генератора, идущее назад, поступает в качестве сигнала на оптический параметрический усилитель ОРА, в котором усиливается до необходимого уровня. Данный усиленный импульс излучения ОРА на первой стоксовой частоте является накачкой следующего усилителя попутного ВКР FSRS. Сигнал на второй стоксовой частоте генератора ВКР идущий «вперед», соответствующий длине волны усиления CO_2 лазера попадает в качестве сигнала в усилитель попутного ВКР. После усиления, импульс поступает в оконечный усилитель на CO_2 и фокусируется на мишень.

Общепринятый подход к решению проблемы формирования пучков мощного излучения с заданными свойствами, состоит в усилении слабых когерентных сигналов, особенно эффективного при использовании усилителей, работающих в сверхрегенеративном режиме, то есть выше порога самовозбуждения.

Поскольку в условиях предполагаемых экспериментов времена поперечной релаксации молекулярных колебаний T_2 сжатого водорода составляют 0,2 нс и режим ВКР для импульсов накачки длительностью 2,4 нс и больше является нестационарным,

актуальным является выбор временных сдвигов стоксового импульса накачки на входе усилителя [1]. Для оптимизации задержек входных импульсов в данной работе проводилось численное моделирование динамики процесса ВКР генерации и усиления.

На первом этапе моделирования импульсы накачки на входе в первую кювету (задающий генератор) и вторую кювету (усилитель) считались гауссовыми и длительность изменялась от 100 пс до 5 нс. Длина первой кюветы задающего генератора составляла 400 см. Амплитуда волны накачки в расчетах выбиралась, исходя из условия достижения порога генерации, в качестве которого был принят уровень интенсивности генерируемого стоксового излучения, равный 1% от интенсивности накачки. Амплитуда стоксовой волны на входе в задающий генератор задавалась уровнем спонтанных колебаний среды. Выбранный интервал изменения длительности импульса накачки позволил произвести моделирование режимов стационарного и нестационарного ВКР. В ходе первого этапа была получена следующая зависимость времени запаздывания стоксового импульса, нормированного на длительность накачки, от отношения длительности импульса накачки к времени поперечной релаксации среды (рис.1).

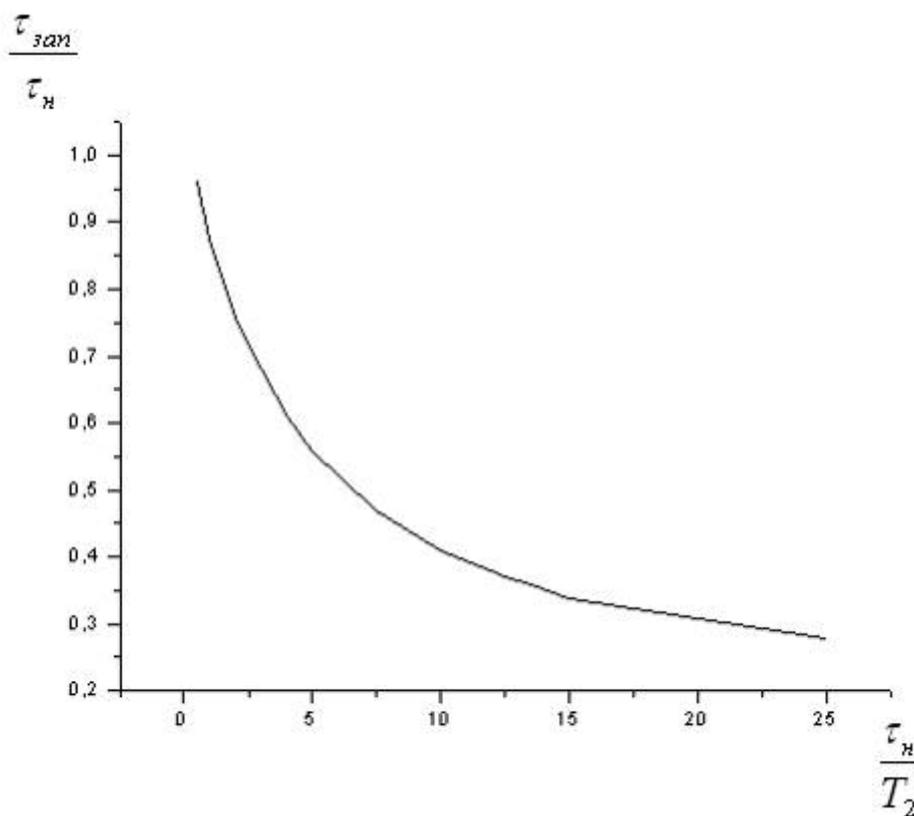


Рис. 1. Зависимость времени запаздывания стоксового импульса, нормированного на длительность импульса накачки, от отношения длительности импульса накачки к времени поперечной релаксации среды

На втором этапе стоксовые импульсы поступали в кювету усилителя такой же длины и использовались в качестве затравочного сигнала. Было проведено моделирование процесса усиления импульсов при различных задержках импульса накачки относительно стоксового импульса на входе в кювету (рис 2). Расчеты эффективности преобразования ВКР в режиме усиления показали, что оптимальный

временный сдвиг между импульсами накачки и Стокса оказывается близок к времени запаздывания в режиме нестационарного ВКР. Таким образом, для реализации наибольшей эффективности преобразования в нестационарном и переходном режимах ВКР необходимо введение линии задержки излучения накачки на интервал два времени запаздывания.

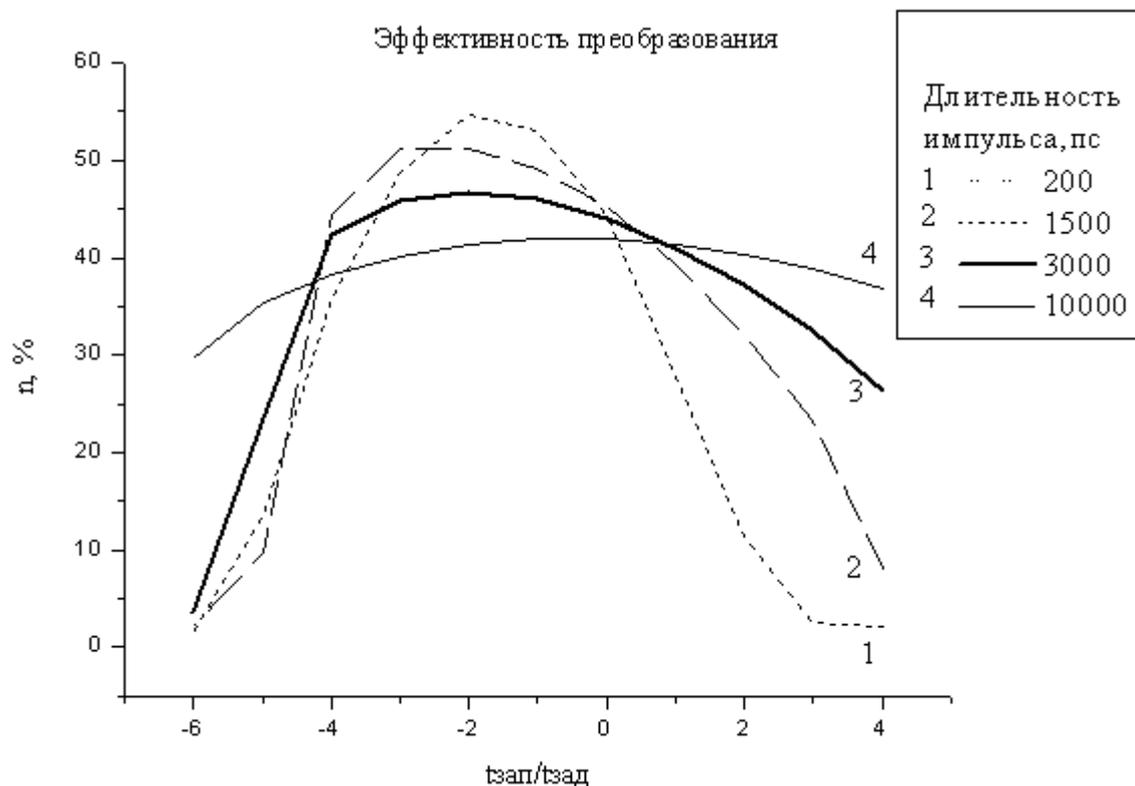


Рис. 2. Зависимость эффективности преобразования ВКР от временного сдвига между импульсами накачки и Стокса на втором этапе, нормированного на время запаздывания импульса Стокса относительно импульса накачки на первом этапе.

1. V. Krylov, A. Reban, O. Ollikainen, D. Erni, U. Wild, V. Bespalov, D. Staselko, *Opt. Lett.*, **21**, № 6, 381-383 (1996).

РЕКОНСТРУКЦИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА С ПОМОЩЬЮ СПЕКЛ-КАРТИН, ЗАПИСАННЫХ В СПЕКТРАЛЬНЫЕ КАНАЛЫ ПЗС-МАТРИЦЫ

Петров Н.В., Беспалов В.Г., Волков М.В.*

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

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

Представлен метод восстановления волнового фронта на основе набора фотографий спекл-картин, сформированных несколькими длинами волн, и зарегистрированных на различном удалении от объекта. Обсуждается возможность записи трех различных распределений интенсивности за одну экспозицию

Подход к решению задач восстановления волнового фронта с помощью цифрового восстановления без опорного пучка становится все более популярным в связи с ростом вычислительных мощностей и доступностью их для конечного пользователя. Подобные методики сейчас активно развиваются. Так, за последние несколько лет, появилась целая группа подобных методов, где недостаток данных, обусловленных потерей фазовой информации, компенсируют различными способами. Используют преобразование вращения фазы¹, когда распространяемый волновой фронт подвергается известному воздействию. Другим методом является запись картин рассеяния излучения при различной фокусировке². Одной из первых появилась итерационная технология восстановления волнового фронта с использованием распределений интенсивностей спекл-картин, полученных по мере удаления от объекта вдоль оптической оси и уравнения распространения волн³. Методы цифрового восстановления волнового фронта без опорного пучка могут применяться в медицине, промышленности, системах технического зрения, 3D-видении.

В данной работе недостаток фазовой информации, образующийся при регистрации распределения интенсивностей, компенсировался использованием спекл-картин, записанных на различных длинах волн. Изменение изображения спекл-структуры, фиксируемое в плоскости регистрации по мере ее удаления от рассеивающего объекта, может быть достигнуто так же пропорциональным изменением длины волны, при регистрации на фиксированном расстоянии⁴. Данное обстоятельство позволяет адаптировать уже хорошо зарекомендовавший себя итерационный алгоритм³, для работы с многодлинноволновыми спекл-фотографиями, открывая возможность выгодно использовать спектральные каналы матриц цифровых фотокамер, и снижая количество производимых измерений.

Использование излучения, состоящего из трех длин волн, соответствующих спектральному отклику регистрирующей матрицы, и конвертера DCraw, позволяющего извлекать информацию из спектральных каналов байеровского фильтра в документальном режиме с расширенным динамическим диапазоном⁵, в рамках данного метода позволяет за одну экспозицию получить до трех разных распределений интенсивности. Выбор длин волн падающего излучения, соответствующих максимальной чувствительности в каждом из трех соответствующих каналов регистрирующей матрицы (рис. 1) позволяет разделить спектральные картины и

записывать в каждый канал только одну из спектральных компонент (сигнал от других спектральных компонент на порядок слабее).

В реальном эксперименте использовался амплитудный объект, изготовленный на пленке для микрофильмирования. Источниками излучения служили: He-Ne (632,8 нм), Nd:YAG (1064 и 532 нм) и DPSS (473 нм) лазеры. Экспериментально удавалось одновременная запись некоррелирующих между собой спекл-картин на двух каналах: R и G, R и B. Это связано с тем, что зеленый канал использовавшегося в эксперименте фотоаппарата Nikon D50 обладал заметной чувствительностью как к излучению второй гармоники Nd:YAG-лазера 532 нм, так и к синей компоненте DPSS-лазера 473 нм.

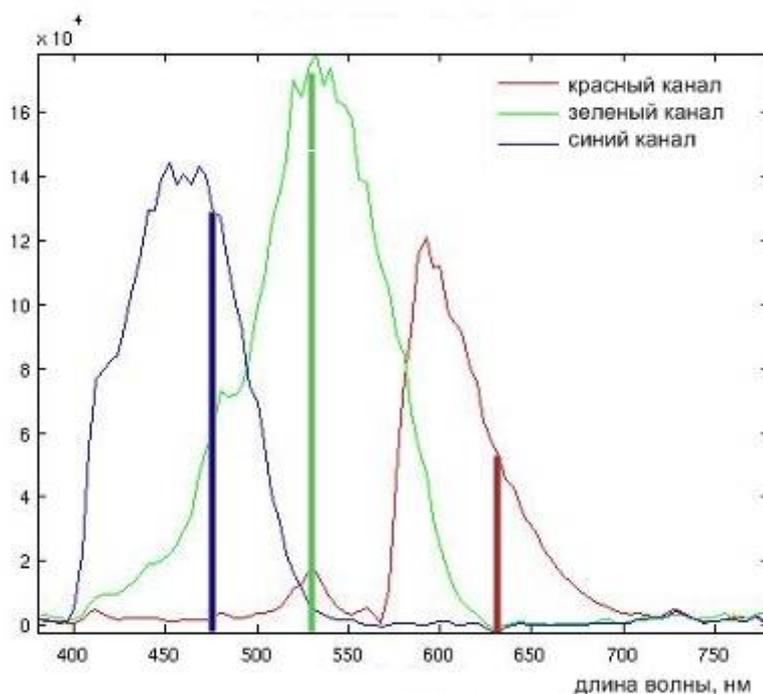


Рис. 1. Спектральный отклик матрицы фотоаппарата Nikon D50 и длины волн использовавшегося в эксперименте излучения (жирные вертикальные линии).

Экспериментально продемонстрировано восстановление волнового фронта по набору спекл-картин зарегистрированных на различных длинах волн, различных расстояниях до объекта, а так же их взаимной комбинации.

Работа выполнена при поддержке грантом правительства Санкт-Петербурга в 2008 и 2009 г.

1. J. A. Rodrigo, H. Duadi, T. Alieva, and Z. Zalevsky, "Multi-stage phase retrieval algorithm based upon the gyrator transform," *Opt. Express* **18**, 1510-1520 (2010).
2. P. F. Almoró, J. Glückstad, and S. G. Hanson, "Single-plane multiple speckle pattern phase retrieval using a deformable mirror," *Opt. Express* **18**, 19304-19313 (2010).
3. P. F. Almoró, G. Pedrini, W. Osten, // *Appl. Opt.*, 2006. V. **45**, P. 8596–8605.
4. Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лиин / *Оптическая голография* / М.: Мир, 1973. С. 688 .
5. М. В. Конник, Э. А. Манькин, С. Н. Стариков // *Квант. электроника*, 2010, Т. **40**. N. 4, С. 314–320.

Секция 5 Оптика для биологии и медицины

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТОДОМ КР – СПЕКТРОСКОПИИ КОНФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕСТРОЕК СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПРИ СВЯЗЫВАНИИ НАНОМАРКЕРОВ СЕМЕЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА

Власова И.М., Власов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследовано влияние связывания наномаркеров семейства флуоресцеина с сывороточным альбумином на его вторичную структуру, обнаруженные изменения во вторичной структуре белка объясняются зависимостями связывания наномаркеров с белком от рН, которые определяются электроотрицательностью атомов наномаркеров.

КР – спектроскопия широко применяется в настоящее время для исследований транспортногo белка плазмы крови человека – сывороточного альбумина. Механизм связывания лигандов с молекулой сывороточного альбумина человека (САЧ) определяется наличием на белке связывающих центров. Для исследования связывающих центров САЧ используется анионные при физиологическом значении рН 7,4 наномаркеры семейства флуоресцеина: исходное соединение – флуоресцеин, его бромированная производная эозин и его йодированная производная эритрозин.

Представляет интерес исследовать конформационные перестройки во вторичной структуре САЧ при связывании им наномаркеров семейства флуоресцеина при различных значениях рН. В спектральных полосах Амид-I и Амид-III в КР – спектрах исследованы пики, отвечающие за α -спиральные и хаотические участки САЧ до и после связывания им каждого из трех наномаркеров при различных значениях рН, и по рассчитанным площадям под ними определено процентное содержание α -спиралей во вторичной структуре САЧ (рис. 1).

В отсутствие наномаркеров в растворе во вторичной структуре САЧ содержание α -спиралей практически постоянно и не зависит от рН в диапазоне рН 3,5 – 8,0, где отсутствует кислотно-индуцированная денатурация белка.

Для САЧ, связавшего флуоресцеин, характерна нелинейная зависимость процентного содержания α -спиралей во вторичной структуре от рН с минимумом при рН 6,0. При связывании САЧ галоген-производных флуоресцеина процентное содержание α -спиралей во вторичной структуре линейно возрастает с ростом рН.

Данные закономерности в процентном содержании α -спиралей во вторичной структуре САЧ при связывании им наномаркеров объясняются зависимостями этого связывания от рН. Отличия в связывании этих трех наномаркеров с САЧ определяются электроотрицательностью атомов в формулах наномаркеров, которая оказывает влияние на их рК. Увеличение электроотрицательности наблюдается в следующем направлении: Н (у флуоресцеина) – I (у эритрозина) – Вг (у эозина).

При изменении рН происходят следующие изменения флуоресцеина: 1) при рН, меньших 5,5, флуоресцеин слабо положительно заряжен, 2) при рН 5,5 – 6,8 флуоресцеин электрически нейтрален ($pK(OH) = 6,8$), 3) при рН 6,8 – 8,0 флуоресцеин в

форме моноаниона ($pK(\text{COOH}) = 8,0$), 4) при pH, больших 8,0, флуоресцеин в форме дианиона.

При изменении pH происходят следующие изменения в ионизационном состоянии эритрозина: 1) при pH, меньших 3,6, эритрозин электрически нейтрален ($pK(\text{OH}) = 3,6$), 2) при pH 3,6 – 5,5 эритрозина в форме моноаниона ($pK(\text{COOH}) = 5,5$), 3) при pH, больших 5,5, эритрозин в форме дианиона.

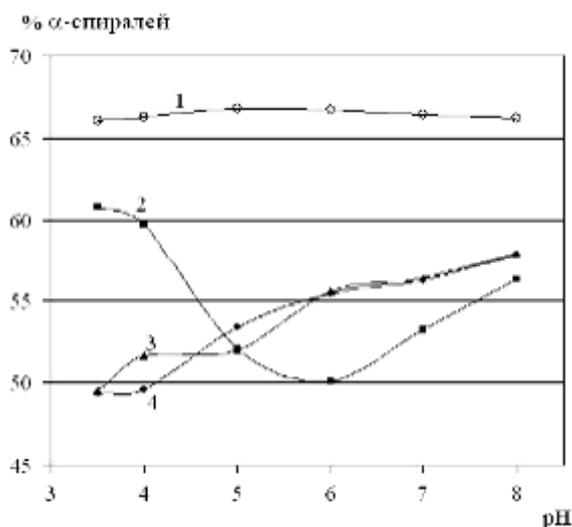


Рис. 1. Содержание α -спиральных участков во вторичной структуре САЧ при различных значениях pH: 1 – до связывания наномаркеров, 2 – после связывания флуоресцеина, 3 – после связывания эритрозина, 4 – после связывания эозина

При изменении pH происходят следующие изменения в ионизационном состоянии эозина: 1) при pH, меньших 3,0, эозин электрически нейтрален ($pK(\text{OH}) = 3,0$), 2) при pH 3,0 – 5,0 эозин в форме моноаниона ($pK(\text{COOH}) = 5,0$), 3) при pH, больших 5,0, эозин в форме дианиона.

Наибольшее уменьшение α -спиралей во вторичной структуре белка при связывании им флуоресцеина происходит при pH 5,0 – 6,0, когда флуоресцеин лучше всего связывается с САЧ. Наибольшее уменьшение α -спиралей во вторичной структуре белка при связывании им эритрозина и эозина имеет место при pH 3,5 – 5,0, когда эритрозин и эозин лучше всего связываются с САЧ.

Таким образом, методом КР – спектроскопии исследовано влияние связывания наномаркеров семейства флуоресцеина с САЧ на вторичную структуру этого белка при различных значениях pH. Обнаруженные отличия в изменениях вторичной структуры объясняются зависимостями связывания наномаркеров с белком от pH, которые определяются электроотрицательностью атомов в структурных формулах наномаркеров и, следовательно, значениями pK их ионизируемых групп.

КР – СПЕКТРОСКОПИЯ И ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЦЕТИЛТРИМЕТИЛАММОНИЙБРОМИДА

Журавлёва В.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследована денатурация сывороточного альбумина человека (САЧ) под действием ЦТАБ. ЦТАБ эффективнее денатурирует САЧ при рН, больших рI белка. Максимальная денатурация САЧ под действием ЦТАБ достигается при 4 мМ ЦТАБ. Денатурация под действием ЦТАБ одностадийная.

Методами КР – спектроскопии и флуоресцентного анализа (по собственной триптофановой флуоресценции белка и флуоресценции наномаркера эозина) исследована денатурация сывороточного альбумина человека САЧ (рI 4,7) под действием катионного детергента цетилтриметиламмонийбромида (ЦТАБ) при различных значениях рН. Ранее нами была изучена денатурация САЧ под действием анионного детергента додецилсульфата натрия (ДСН) ¹⁻³.

Рассмотрим вначале результаты исследований денатурации САЧ под действием ЦТАБ, полученные методами флуоресцентного анализа по собственной триптофановой флуоресценции САЧ. Флуоресцентные исследования проводились на спектрофлуориметре Perkin Elmer LS55. В растворы САЧ (5 мкМ) при рН (3,5 – 8,0) добавлен ЦТАБ (0,5 – 7,0 мМ). Триптофановая флуоресценция САЧ возбуждалась светом с длиной волны 295 нм. На рис. 1 представлены зависимости интенсивности в максимуме спектра триптофановой флуоресценции САЧ от концентрации ЦТАБ.

При всех значениях рН в растворах с ЦТАБ наблюдается тушение триптофановой флуоресценции САЧ, что объясняется денатурацией белка под действием ЦТАБ – разрыхлением глобул САЧ, открытием гидрофобного кармана с триптофаном и оголением триптофана для тушащих его молекул воды.

Видно (рис. 1), что денатурация САЧ под действием ЦТАБ при всех исследованных значениях рН носит одностадийный характер – белковые глобулы разрыхляются под действием ЦТАБ до концентрации 4 мМ ЦТАБ.

При значениях рН, больших рI белка, САЧ в целом отрицательно заряжен, и цетилтриметиламмоний-катионы интенсивно связываются с белком, что и приводит к существенной денатурации и к сильному тушению флуоресценции САЧ. При рН, меньших рI белка, цетилтриметиламмоний-катионы слабо взаимодействуют с положительно заряженным САЧ, что и приводит к слабой денатурации и к слабому тушению флуоресценции САЧ.

Перейдем к результатам исследований денатурации САЧ под действием ЦТАБ, полученным методами флуоресцентного анализа по флуоресценции наномаркера эозина, добавленного в растворы САЧ. Флуоресцентные исследования проводились при комнатной температуре на спектрофлуориметре Perkin Elmer LS55. В растворы САЧ (150 мкМ) при рН (3,5 – 8,0) добавлены различные концентрации ЦТАБ (0,5 – 7,0 мМ). Эозин в итоговые растворы добавлен в концентрации 30 мкМ. Флуоресценция эозина возбуждалась светом с длиной волны 520 нм.

На рис. 2 представлены зависимости интенсивности в максимуме спектра флуоресценции эозина в растворах САЧ от концентрации ЦТАБ при различных

значениях рН. При всех значениях рН происходит тушение флуоресценции эозина в растворах САЧ при увеличении концентрации ЦТАБ до значения примерно 4 мМ, что указывает на денатурацию САЧ – разворачивание белковых глобул под действием ЦТАБ и, следовательно, на увеличение посадочных мест для эозина на белке (как известно, при связывании с белком флуоресценция эозина тушится).

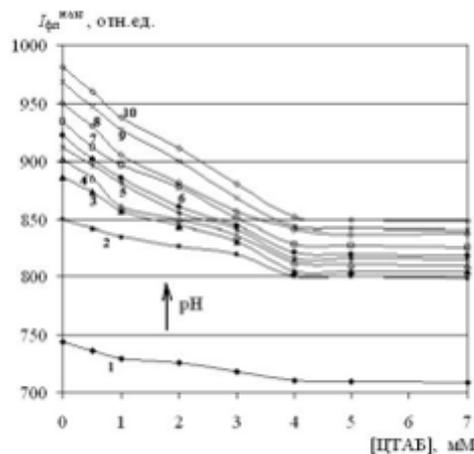


Рис. 1. Зависимости интенсивности в максимуме спектра триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) САЧ (5 мкМ) от концентрации ЦТАБ при различных значениях рН: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6), 6,5 (7), 7,0 (8), 7,5 (9), 8,0 (10)

По форме зависимостей (рис. 2) видно, что денатурация САЧ под действием ЦТАБ носит одностадийный характер. При рН, больших рI САЧ, происходит более сильное тушение флуоресценции эозина с ростом концентрации ЦТАБ.

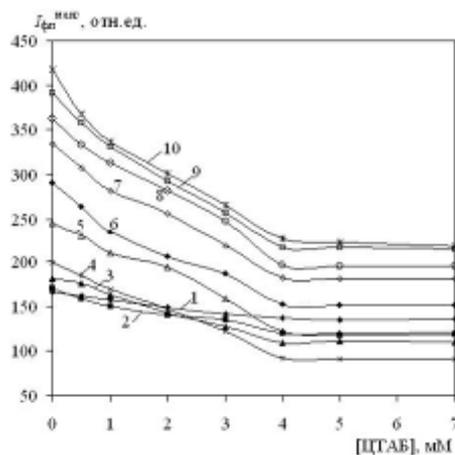


Рис. 2. Зависимости интенсивности в максимуме спектра флуоресценции (возбуждение 520 нм) эозина (30 мкМ) в растворах САЧ (150 мкМ) от концентрации ЦТАБ при различных значениях рН: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6), 6,5 (7), 7,0 (8), 7,5 (9), 8,0 (10)

Перейдем к результатам исследований денатурации САЧ под действием ЦТАБ, полученным методом КР – спектроскопии. Исследования выполнены на КР-спектрометре с Фурье-преобразованием EQUINOX 55 с приставкой FRA-106 (Bruker), возбуждающий свет 1064 нм (Nd-YAG лазер). В растворы САЧ (150 мкМ) при рН (3,5 – 8,0) добавлены различные концентрации ЦТАБ (0,5 – 7,0 мМ).

По анализу линий Амид-I и Амид-III определено содержание α -спиральных участков в САЧ при различных концентрациях ЦТАБ при различных рН (рис. 3). Чем больше значение рН, тем сильнее уменьшение содержания α -спиральных участков в

САЧ с ростом концентрации ЦТАБ. Изменения во вторичной структуре САЧ с увеличением концентрации ЦТАБ происходят до 4 мМ ЦТАБ.

Таким образом, показано, что ЦТАБ эффективнее денатурирует САЧ при значениях рН, больших рI белка (4,7), в отличие от ДСН, который эффективнее денатурирует САЧ при рН, меньших рI белка¹⁻³.

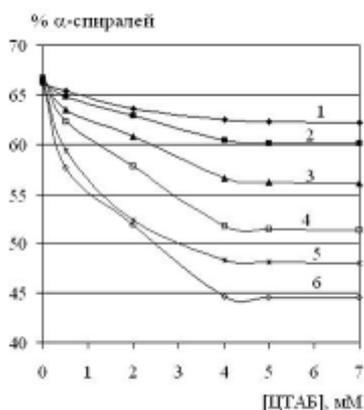


Рис. 3. Содержание α-спиралей во вторичной структуре САЧ (150 мкМ) при денатурации под действием ЦТАБ при различных рН: 3,0 (1), 4,0 (2), 5,0 (3), 6,0 (4), 7,0 (5), 8,0 (6)

Максимально глубокая денатурация САЧ под действием ЦТАБ при всех исследованных значениях рН (3,5 – 8,0) достигается при концентрации 4 мМ ЦТАБ.

Обнаружено, что под действием катионного детергента ЦТАБ денатурация САЧ при всех исследованных значениях рН (3,5 – 8,0) носит одностадийный характер, в отличие от двустадийной денатурации САЧ под действием ДСН, зарегистрированной нами ранее в работах¹⁻³, что указывает на более глубокую денатурацию САЧ под действием анионных детергентов в сравнении с катионными.

1. I.M. Vlasova, D.V. Polyansky, A.M. Saletsky, *Laser Physics Letters*, **4**, № 12, 890-894, (2007).
2. И.М. Власова, А.Ю. Землянский, А.М. Салецкий, *Журнал Прикладной Спектроскопии*, **73**, № 5, 661-665, (2006).
3. И.М. Власова, А.М. Салецкий, *Химическая Физика*, **28**, № 12, 66-71, (2009).

КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ 1 – ЭТИЛ – 6,8 – ДИФТОР – 1,4 – ДИГИДРО – 7 – (3-МЕТИЛ – 1 -ПИПЕРАЗИНИЛ) – 4 – ОКСО – 3 – ХИНОЛИНКАРБОНОВОЙ КИСЛОТЫ

**Никонович О.Л., Илларионов А.И., Илларионова Е.А. *,
Пантелеева Н.М.***

Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск,
Россия

*Иркутский государственный медицинский университет, Иркутск, Россия

Разработана унифицированная методика спектрофотометрического определения 1 – этил – 6,8 – дифтор – 1,4 – дигидро – 7 – (3-метил – 1 -пиперазинил) – 4 – оксо – 3 – хинолинкарбонической кислоты в субстанции и таблетках, отличающаяся от существующих методик, использованием в качестве оптического образца сравнения калия хромата.

1 – этил – 6,8 – дифтор – 1,4 – дигидро – 7 – (3-метил – 1 -пиперазинил) – 4 – оксо – 3 – хинолинкарбоновой кислоты (ломефлоксацин) – антибактериальное лекарственное средство широкого спектра применения.

В работе представлен новый вариант спектрофотометрического определения ломефлоксацина в субстанции и таблетках с использованием в качестве оптического образца сравнения калия хромата. Для создания методики количественного определения 1 – этил – 6,8 – дифтор – 1,4 – дигидро – 7 – (3-метил – 1 -пиперазинил) – 4 – оксо – 3 – хинолинкарбоновой кислоты были исследованы его спектры поглощения в ультрафиолетовой области спектра в различных рН растворах. Наиболее интенсивная полоса поглощения в спектрах ломефлоксацина проявляется при рН 1,1 на длине волны 286 ± 2 нм, при рН 5,1 - 284 ± 2 нм, при рН 6,7 - 292 ± 2 нм и при рН 12,5 - 284 ± 2 . Данная полоса соответствует поглощению карбонильной группы, для которой наиболее характерным является $n \rightarrow \pi^*$ - переход (интервал длин волн составляет 270-300 нм).

В качестве внешнего образца сравнения для количественного определения ломефлоксацина был выбран калия хромат. Спектр поглощения калия хромата в 0,1 М растворе натрия гидроксида характеризуются наличием максимума при длине волны 275 ± 1 нм. Оптимальный интервал, при котором его можно использовать в качестве внешнего образца сравнения соответствует $264 - 286$ нм¹. Аналитическая длина волны ломефлоксацина при рН 12,5 (284 нм) входит в интервал, оптимальный для калия хромата.

Для разработки методики спектрофотометрического определения ломефлоксацина по хромату калия было определено значение коэффициента пересчета, оно составило 0,214. Относительная ошибка определения коэффициента пересчета для спектрофотометрического определения ломефлоксацина по оптическому образцу сравнения хромата калия не превышает 0,77%.

1. Е.М. Артасюк, Е.А. Илларионова, И.П. Сыроватский
Спектрофотометрическое определение диклофенака натрия., Заводская лаборатория. Диагностика материалов, Т. 72. № 4, 15-18, (2006).

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ МОЛЕКУЛ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ДЕНАТУРАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДСН

Полянский Д.В., Власова И.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Исследована денатурация сывороточного альбумина человека (САЧ) под действием ДСН. Определены параметры вращательной диффузии молекул САЧ при различных концентрациях ДСН. Более глубокая (двустадийная) денатурация САЧ под действием ДСН происходит при рН, меньших рI САЧ.

Сывороточный альбумин человека (САЧ) представляет собой транспортный белок плазмы крови. В биохимических исследованиях белков широко применяют анионные детергенты, такие как додецилсульфат натрия (ДСН). ДСН является денатурирующим агентом. Исследование методом поляризованной флуоресценции

денатурации САЧ под действием ДСН при различных значениях pH чрезвычайно важно в связи с физиологическими функциями этого белка в крови.

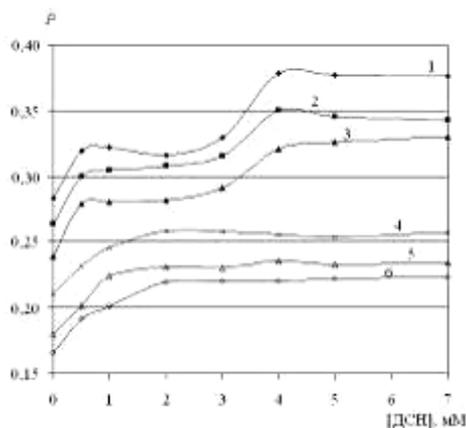


Рис. 1. Зависимость степени поляризации P триптофановой флуоресценции (возбуждение 295 нм) САЧ (5 мкМ) от концентрации ДСН при различных значениях pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6)

Получены (рис. 1) зависимости степени поляризации (P) триптофановой флуоресценции САЧ от концентрации ДСН для различных значений pH. Значения P рассчитывались по значениям $I_{||}$ и I_{\perp} в максимуме спектров испускания флуоресценции САЧ. Как известно, изменения поляризации флуоресценции обуславливаются двумя причинами – во-первых, вращательной диффузией флуорофоров и, во-вторых, безызлучательным переносом энергии между флуорофорами. Благодаря подбору экспериментальных условий (сильно разбавленные растворы САЧ (5 мкМ) и возбуждение флуоресценции САЧ на дальнем длинноволновом крае (295 нм)) вклад от второй причины отсутствует. Таким образом, на поляризацию флуоресценции триптофана САЧ оказывает влияние только вращательная диффузия триптофана САЧ.

Проведенные в данной работе стационарные измерения поляризованной флуоресценции САЧ позволяют анализировать вращение целой молекулы белка, а вклад вращения домена, содержащего триптофан, и вращения триптофанового остатка относительно ближайшего окружения считается пренебрежимо малым.

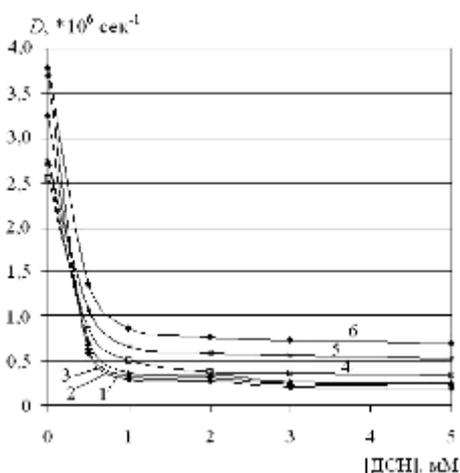


Рис. 2. Зависимости коэффициента вращательной диффузии САЧ от концентрации ДСН при различных значениях pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6)

Зависимости P флуоресценции САЧ от концентрации ДСН при различных рН можно объяснить двустадийным механизмом денатурации белка в присутствии ДСН: 1 – разрыхление белковых глобул, 2 – разворачивание аминокислотной цепи.

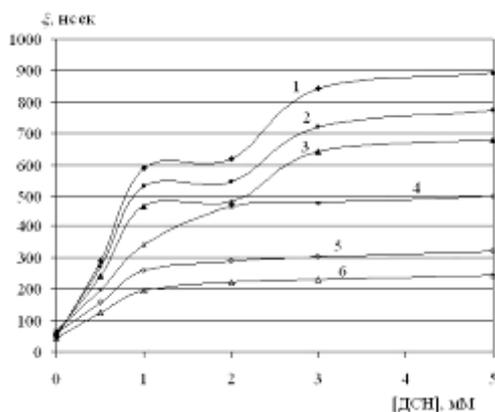


Рис. 3. Зависимости времени вращательной релаксации САЧ от концентрации ДСН при различных значениях рН: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6)

Значения P возрастают в области до 1 мМ ДСН для всех рН, что указывает на первую стадию денатурации САЧ, что уменьшает вращательную диффузию САЧ.

Дальнейшее увеличение (больше 1 мМ) концентрации ДСН при рН, больших изоэлектрической точки САЧ (рI 4,7), практически не меняет значений P , что указывает на то, что денатурация останавливается на первой стадии.

Иной характер зависимостей P от концентрации ДСН наблюдается при рН, меньших рI белка: при 1 – 2 мМ ДСН значение P постоянно, при 2 – 4 мМ ДСН происходит увеличение P , что указывает на увеличение линейно-продольных размеров молекул САЧ, переходящих во вторую стадию денатурации, а при увеличении ДСН свыше 4 мМ P постоянна и денатурация завершилась.

По двустадийному увеличению значений P при увеличении концентрации ДСН можно заключить, что при рН, меньших рI САЧ, денатурация САЧ в присутствии ДСН представляет собой ступенчато – двустадийный процесс, в отличие от рН, больших рI САЧ, где денатурация проходит только одну первую стадию.

Путем варьирования вязкости растворов добавлением различных концентраций сахарозы определены коэффициент вращательной диффузии (рис. 2), время вращательной релаксации (рис. 3) и эффективный радиус Эйнштейна (рис. 4) молекул САЧ в растворах с различными концентрациями ДСН при различных рН.

Более сильное уменьшение коэффициента вращательной диффузии (рис. 2) происходит при значениях рН, меньших рI САЧ. При всех значениях рН в растворах с ДСН время вращательной релаксации САЧ (рис. 3) существенно больше времени жизни флуорофора – триптофанового остатка в САЧ (2,8 нсек).

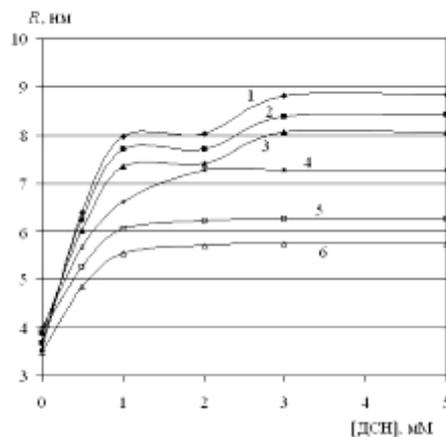


Рис. 4. Зависимости эффективного радиуса Эйнштейна молекул САЧ от концентрации ДСН при различных значениях pH: 3,5 (1), 4,0 (2), 4,5 (3), 5,0 (4), 5,5 (5), 6,0 (6)

Эффективный радиус Эйнштейна молекул САЧ представляет собой эффективный размер несферических молекул САЧ, усредняющий их линейно-продольные размеры. Более сильное увеличение размеров молекул САЧ (рис. 4) имеет место при pH, меньших pI САЧ, что говорит о глубокой денатурации белка.

При рассмотрении зависимостей параметров вращательной диффузии САЧ от концентрации ДСН видно, что денатурация САЧ под действием ДСН двустадийна. Более глубокая денатурация САЧ под действием ДСН имеет место при $pH < pI$ САЧ. При $pH < pI$ в целом положительно заряженный САЧ легко связывается с додецилсульфат-анионами, что и объясняет более сильную денатурацию при этих pH. При $pH > pI$ додецилсульфат-анионы слабо взаимодействуют с в целом отрицательно заряженным САЧ, хотя и сохраняющим какие-то положительно заряженные участки, поэтому денатурация белка при этих pH происходит слабее.

УЧЕТ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТА В СПЕКТРОНЕФЕЛОМЕТРИИ ЛИСТА РАСТЕНИЯ

Клищенко А.П., Сикорский В.В., Стельмах Г.Ф.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Экспериментально исследованы закономерности рассеяния и деполаризации света после взаимодействия с листом растения. Отмечено, что освещение линейно поляризованным излучением может быть использовано для диагностики поверхности и внутренней структуры листа растения.

Изучение процессов преобразования оптического излучения в сложнокомпонентных биологических структурах представляет практический интерес в связи с тем, что спектроскопические свойства таких объектов отражают особенности их структуры и состояния. Поскольку биоткани и отдельные клетки являются поглощающими и рассеивающими свет средами, то для их изучения эффективно применяются методы оптики светорассеивающих сред. Привлекательность экспериментальных методик спектроскопии светорассеивающих сред (спектронефелометрии) связана с тем, что, не искажая свойств среды и обеспечивая объективность получения данных об ансамбле живых клеток, они позволяют исследовать динамику изменения состояния последних с высоким временным

разрешением, особенно важную при различных физико-химических и биологических воздействиях.

Листья высших растений в плане спектроскопического исследования представляет собой изменчивый во времени биологический объект высокоорганизованного вещества с весьма сложной неоднородной структурой и, следовательно, специфическими оптическими характеристиками. Проведенные ранее исследования^{1,2} позволили установить, что различия во внутреннем строении и кутикулярном покрове листьев высших растений проявляются в различиях их показателей преломления и интегрального коэффициента поглощения, разном характере поляризации и диффузности рассеянного листом света. Измерение угловых зависимостей спектрополяризационных параметров излучения, отраженного листьями растений, позволяет изучать физические механизмы формирования отраженного потока излучения (зеркальное отражение от поверхности листа, однократное и многократное рассеяние внутри листа, поглощение излучения пигментами листьев и преломление на кутикуле), что важно для целей оптической (в т.ч. дистанционной) диагностики структуры и состояния растительных объектов^{3,4}.

Нами экспериментально исследованы закономерности рассеяния и деполяризации линейно поляризованного оптического излучения после взаимодействия с листом растения (ЛР) различной структуры (листья березы, липы, клена) в областях сильного (440 и 680 нм), среднего (550 нм) и слабого (740 нм) пигментного поглощения. Полученные результаты позволяют констатировать, что интенсивность прошедшего сквозь ЛР света очень сильно зависит как от оптических свойств листа, так и от условий освещения. Характер поляризации потока, которым освещали ЛР, по-разному влияет на интенсивность прошедшего через лист излучения при различных углах освещения и наблюдения.

Установлено также, что деполяризация диффузно отраженного листом излучения практически не зависит от ориентации электрического вектора в падающем потоке. При этом излучение в области 440 и 680 нм формируется в основном за счет отражения на шероховатой поверхности. В области слабого поглощения излучение формируется преимущественно за счет многократного рассеяния на внутренней структуре ЛР, о чем могут свидетельствовать очень малые значения степени поляризации.

Индикатрисы степени поляризации при освещении излучением, поляризованным в плоскости падения, под углом Брюстера имеют минимальные значения в области сильного поглощения. При освещении ЛР излучением, поляризованным перпендикулярно плоскости, в области сильного поглощения происходит весьма незначительная деполяризация. Для спектральных диапазонов 550 и 740 нм деполяризация весьма существенна. Это свидетельствует о том, что внутренняя структура ЛР оказывает меньшее влияние на поток излучения от листа в спектральном диапазоне 680 нм. В областях 550 и 740 нм обратно рассеянное излучение формируется в основном за счет диффузного рассеяния на внутренней структуре ЛР.

Исследование поляризационных характеристик рассеянного излучения позволяет сделать заключение, что на ранней стадии вегетации ЛР в обратном рассеянии от него преобладает составляющая потока от поверхности в областях сильного поглощения и внутренняя составляющая в областях слабого поглощения. На поздней стадии вегетации для всех исследуемых областей спектра главную роль в формировании потока обратно рассеянного излучения играет поверхностная составляющая излучения, что является следствием окончательно сформировавшегося кутикулярного покрова.

Таким образом, освещение линейно поляризованным светом может быть использовано для диагностики поверхности и внутренней структуры ЛР. Для диагностики поверхности ЛР рекомендуется сопоставлять данные, полученные в областях 550 и 680 нм, а для исследования внутренней структуры необходимо сопоставлять данные, полученные в областях 550 и 740 нм.

1. В.П.Рвачев, Методы оптики светорассеивающих сред в физике и биологии, (1978).
2. В.Ф.Лопатин, Ф.Я.Сидько, Введение в оптику взвесей клеток, (1998).
3. Ю.И. Атрашевский, А.В. Сикорский, В.В. Сикорский, Г.Ф. Стельмах, *Журнал прикл. спектр.*, **66**, №1, 92-101, (1999).
4. В.А.Длугунович, В.А.Зайцева, О.В.Царюк, *Журнал прикл. спектр.*, **68**, №1, 71-75, (2001).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ “ДВУХ-ЦВЕТНЫМИ” ДВУХ-ФОТОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ В МОЛЕКУЛАХ P-ТРИФЕНИЛА

**Смолин А.Г., Штернин П.С., Gericke К.Н.* , Denicke S.*,
Васютинский О.С.**

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
*Technical University of Braunschweig, Germany

Для практически важных молекул р-трифенила определено семь зависимых от времени молекулярных параметров, которые содержат полную информацию о динамике трех-фотонного процесса. С помощью импульсов излучения фемтосекундного лазера возбуждались “двух-цветные” двух-фотонные переходы, приводившие к появлению молекулярной флуоресценции, которая детектировалась быстрым фотодетектором.

Молекулярная флуоресценция, возбуждаемая посредством лазерных многофотонных переходов, в настоящее время широко используется в различных областях науки. Многофотонное возбуждение имеет существенные преимущества по сравнению с однофотонным возбуждением¹. В частности, появляется возможность достигнуть высоко лежащих состояний молекул, делая возможным исследование протеинов. Благодаря использованию двух возбуждающих фотонов с различной частотой и поляризацией можно варьировать типы выстраивания исследуемых молекул и, таким образом, получать дополнительную информацию.

Настоящая работа направлена на усовершенствование и реализацию концепции полного поляризационного флуоресцентного эксперимента с временным разрешением на основе “двух-цветного” двух-фотонного возбуждения молекул лазерными импульсами фемтосекундного диапазона. Концепция полного двух-фотонного поляризационного флуоресцентного эксперимента является весьма высокоинформативной, позволяя получать качественно новую информацию о симметрии и структуре хромофорных групп и динамике их взаимодействия с окружением в биологически важных молекулах. Вследствие процессов релаксации и диффузии, выстраивание молекул изменяется со временем, что позволяет определять в

эксперименте времена вращательной корреляции и, таким образом, исследовать динамику биологически важных молекул в различных условиях.

В данной работе осуществляется апробация и развитие теоретических подходов предложенных авторами в работе ². Проведены теоретические и экспериментальные исследования двух-фотонной флуоресценции для практически важных молекул р-трифенила (РТР). Для реализации двух-фотонной "двух-цветной" схемы возбуждения использовались два фемтосекундных лазерных импульса с длинами волн 400 нм и 800 нм. При этом, ориентирование и выстраивание состояний молекул осуществлялось посредством двух-фотонного возбуждения из основного состояния лазерными импульсами различной поляризации. В экспериментах детектировалась интенсивность и поляризация флуоресценции из ориентированных и выстроенных возбужденных состояний. Для получения необходимой информации об исследуемом процессе был определен и использовался набор различных оптических экспериментальных схем. Каждая такая схема характеризуется своей особой комбинацией поляризаций для возбуждающих фотонов и детектируемого фотона, а также направлением на детектор флуоресценции. Интенсивность и поляризация детектируемой молекулярной флуоресценции анализировались с временным разрешением, что дает возможность детально исследовать как начальную анизотропию (ориентацию и выстраивание) в возбужденных состояниях молекул, так и процессы вращательной релаксации, обусловленной взаимодействием хромофорных групп с окружением. Также следует отметить, что использование комбинаций различного типа поляризаций для фотонов различных частот является существенным новшеством и позволяет варьировать типы выстраивания исследуемых молекул. Данные экспериментальные результаты позволили нам определить семь зависимых от времени молекулярных параметров, которые, согласно работе ², содержат полную информацию об исследуемом процессе. В частности, в эксперименте был определен тензор двух-фотонного возбуждения, характерные времена флуоресценции и вращательной релаксации.

В рамках теоретических исследований на базе *cc-pVDZ* были осуществлены *ab initio* расчеты энергии нескольких электронных состояний, дипольных моментов переходов, а также других величин для двух конформеров молекулы РТР симметрии C_{2h} и D_2 . Кроме этого, были проведены *ab initio* расчеты первого возбужденного состояния молекулы РТР, осуществлена оптимизация геометрии и рассчитан тензор флуоресценции. Совокупность экспериментальных и расчетных данных позволила определить компоненты тензора двух-фотонного возбуждения, а также исследовать начальную анизотропию и процессы вращательной релаксации. Посредством анализа параметров двух-фотонного возбуждения молекул РТР удалось получить ряд новых данных о конформерах РТР в растворе. В частности, было показано, что двух-фотонное возбуждение молекул РТР осуществляется в основном в полно-симметричное возбужденное состояние в условиях интенсивного электронно-колебательного взаимодействия. Вместе с тем, был также обнаружен менее интенсивный, но ненулевой канал возбуждения в неполно-симметричные состояния молекул РТР. Было определено, что дипольный момент перехода из первого возбужденного состояния в основное имеет преобладающую компоненту вдоль длинной оси молекулы, а тензор двух-фотонного возбуждения является симметричным.

Полученные результаты могут быть применены на практике, так как молекула РТР используется в новых технологиях, а также интересна для биофизических исследований и медицины. К настоящему времени, вопрос о точном значении углов между бензольными кольцами и равновесных геометриях в растворах для этих

конформеров остается дискуссионным. Расчетам же возбужденных состояний молекулы РТР посвящено очень мало работ. Наша работа демонстрирует ряд существенно новых результатов, позволяющих исследовать эти вопросы более детально. При этом, используемый нами подход является новым и может быть применен при исследовании других практических важных молекул.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-04-91953-ННИО_а.

1. G.S. He, L.-S. Tan, Q. Zheng, P.N. Prasad, *Chem. Rev.*, **108**, 1245, (2008).
2. P.S. Shternin, K.H. Gericke, O.S. Vasyutinskii, *Molecular Physics*, to be published, (2010).
3. S. Denicke, K.H. Gericke, A.G. Smolin, P.S. Shternin, O.S. Vasyutinskii, *Journal of Physical Chemistry*, to be published (2010).

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ СТЕПЕНИ ОКСИГЕНАЦИИ ТКАНИ НА ФОТОДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

Беликов А.В., Волокитин И.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлена физико–математическая модель для фотодинамической терапии, учитывающая особенности распространения света в биологической ткани и влияние динамики степени оксигенации ткани на фотодинамический эффект.

Фотодинамическая терапия (ФДТ) является перспективным и развивающимся методом лечения различных злокачественных новообразований, отличающимся высокой избирательностью воздействия на раковые клетки и высокой результативностью. Метод состоит во введении в биологическую среду фотосенсибилизатора (ФС) с последующим облучением потоком света¹. К возможным факторам, влияющим на фотодинамический эффект относят: степень оксигенации ткани, дозу лазерного излучения, степень разрушения кровеносных сосудов, иммунные реакции организма².

В клинической практике используют ФС на основе гематопорфирина (Фотофрин I и II, Фотосан и Фотогем), фталоцианина (Фотосенс) и хлорина (Фотодитазин, Фотолон, m–ТНСР, Foscan, моно–аспартилхлорин e_6)¹.

В работе³ для модели кожной опухоли и ФС «Фотофрин» было теоретически показано, что в зависимости от интенсивности освещения и степени повреждения обменных сосудов концентрация кислорода в опухоли может падать ниже гипоксичного предела, что лимитирует фотодинамический эффект.

Целью данной работы является исследование динамики степени оксигенации ткани и ее влияния на фотодинамический эффект. В качестве основы модели биологической ткани была взята стенка главных бронхов человека. Биологическая ткань моделируется плоскопараллельными слоями, опухоль – областью. Кинетика разрушения описывается системой уравнений, основанной на информации об энергетических уровнях молекул фотосенсибилизатора и кислорода³.

$$\frac{dN_0}{dt} = -N_0 \Phi B_{01} \Gamma \Phi N_2 (k_{20} + QM_0) \quad (1),$$

$$N_2 = N_{00} - N_0, \quad (2),$$

$$\frac{dM_0}{dt} = -M_0 Q N_2 + \frac{M_1}{\Gamma \Phi} + s_{O_2}, \quad (3),$$

$$\frac{dM_1}{dt} = M_0 Q N_2 - M_1 \left(\frac{1}{\Gamma \Phi} + k_{12} \right) \quad (4).$$

Начальные условия:

$$N_0(t=0) = N_{00}, \quad N_2(t=0) = 0, \quad M_0(t=0) = M_{00}, \quad M_1(t=0) = 0 \quad (5),$$

где: N_{00} – начальная концентрация ФС, [моль·м⁻³], N_0 – концентрация ФС в базовом состоянии, [моль·м⁻³], N_2 – концентрация ФС в возбужденном триплетном состоянии, [моль·м⁻³], Φ – квантовый выход ФС в возбужденном триплетном состоянии, B_{01} – параметр активации ФС, [м²·Дж⁻¹], k_{20} – скорости безызлучательных спонтанных переходов ФС, [с⁻¹], M_{00} – начальная концентрация кислорода, [моль·м⁻³], M_0 – концентрация кислорода в базовом состоянии, [моль·м⁻³], Q – характеристика гашения ФС, [моль·м⁻³·с⁻¹], k_{12} – скорости безызлучательных переходов кислорода, [с⁻¹], s_{O_2} – источник/сток кислорода в биоткани, [моль·м⁻³·с⁻¹], ε – чувствительность биоткани к воздействию синглетного кислорода, [моль⁻¹], $\Delta\tau$ – время жизни синглетного кислорода, [с], I – интенсивность излучения, [Вт/м²].

Учет влияния степени оксигенации ткани осуществляется за счет члена s_{O_2} в уравнении (3). Рассматриваются различные виды зависимости степени оксигенации от времени: линейная, ступенчатая, экспоненциальная. Расчет интенсивности излучения I осуществляется с учетом особенностей распространения света в тканях легкого человека. В расчете оценивается вклад коэффициентов рассеяния и поглощения света средой на формирование поля источников фотодинамического эффекта.

Представлены результаты расчета фотодинамического эффекта для известных фотосенсибилизаторов. Обсуждается влияние концентрации ФС на процесс распространения света в биологической среде и фотодинамический эффект. Расчеты на базе созданной модели показывают, что усиление фотодинамического эффекта, при проведении фотодинамической терапии злокачественных новообразований в легких человека с использованием различных ФС, можно достичь за счет повышения степени оксигенации и подбора оптимального режима облучения.

1. М.Л. Гельфонд, *Практическая онкология*, **8**, №4, 204–210, (2007).
2. D. Ost, *Thoracic endoscopy: advances in interventional pulmonology*, 155–166, (2006).
3. С.А. Губарев, А.А. Маханек, З.П. Шульман, *ИФЖ*, **80**, №1, 76–82, (2007).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАУССОВОГО ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ С ЖИДКОФАЗНОЙ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДОЙ

Иванов В.И., Кузин А.А., Ливашвили А.И., Нутчина-Пестрякова Н.В.
Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

Исследована пространственно-временная эволюция концентрации дисперсных частиц в жидкофазной среде под воздействием светового пучка с гауссовым профилем интенсивности с учетом термодиффузии частиц.

Силовое действие излучения, используемое для прикладных задач биологии и медицины, хорошо изучено для однофазных сред¹⁻². Биологические среды в подавляющем большинстве случаев являются дисперсными (многофазными). В дисперсных средах (одна из которых жидкофазная) под воздействием лазерного излучения происходит изменение (перераспределение) концентрации дисперсных частиц, обусловленное их диффузией и термодиффузией³⁻⁴.

Целью работы является изучение эффектов самовоздействия при распространении гауссова пучка излучения в жидкофазной бинарной среде, возникающих в результате действия двух механизмов оптической нелинейности: теплового и концентрационного.

При взаимодействии светового поля с рассматриваемой средой возникают тепловой и концентрационный потоки, обусловленные соответствующими градиентами. Систему балансных уравнений, связывающая эти потоки, можно записать в виде⁴:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{\alpha \tilde{I}_0}{c_p \rho} \exp(-r^2/r_0^2), \quad (1)$$

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

Где: T - температура среды, $C(r, t)$ - массовая концентрация частиц, $a = \lambda/c_p \rho$, λ - коэффициент теплопроводности среды, c_p, ρ - соответственно теплоемкость и плотность жидкости, $\alpha = \text{const}$ - коэффициент поглощения излучения, \tilde{I}_0 - интенсивность света, D и D_T - коэффициенты диффузии и термодиффузии соответственно, r_0 - радиус светового пучка.

Для малых возмущений концентрации дисперсных частиц можем линеаризовать второе уравнение системы, представив искомую концентрацию в виде суммы невозмущенной части C_0 и возмущенной C_N :

$$C(r, t) = C_0 + C_N(r, t) = C_0(1 + C'(r, t)), \quad (2)$$

где

$$C'(r, t) = C_N(r, t)/C_0 \ll 1. \quad (3)$$

После подстановки равенства (2) во второе уравнение системы (1) и проведения соответствующих преобразований получим задачу:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\nabla^2 T + \frac{\alpha \tilde{I}_0}{c_p \rho} \exp(-r^2/r_0^2), \quad (4)$$

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D\nabla^2 C' + D_T C' \nabla^2 T, \quad (5)$$

$$T(r, 0) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (6)$$

$$C'(r, 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial C'}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad 0 \leq r < \infty. \quad (7)$$

Точное решение уравнения (4) удовлетворяющее условиям (6) может быть получено с помощью соответствующей функции Грина

$$T(r, t) = T_0 + \frac{\alpha \tilde{I}_0 r_0^2}{4\lambda} \left[Ei(-r^2/r_0^2) - Ei(-r^2/(r_0^2 + 4at)) \right], \quad (8)$$

где $Ei(-x)$ -интегральная показательная функция.

Используя (8), перепишем уравнение (5) в виде

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D\nabla^2 C' - \xi \left[\exp(-r^2/r_0^2) - \frac{r_0^2}{r_0^2 + 4at} \exp(-r^2/(r_0^2 + 4at)) \right], \quad (9)$$

$$\text{где } \xi = \frac{\alpha \tilde{I}_0 D_T}{\lambda}.$$

Это уравнение также допускает точное решение, удовлетворяющее условиям (7) с использованием соответствующей функции Грина, асимптотика которого при $(r^2/r_0^2) \ll 1$ имеет вид:

$$C'_{ac}(r, t) = -\frac{\xi r_0^2}{4D} \left\{ \frac{a}{a-D} \ln \left(1 + \frac{4Dt}{\omega_0^2} \right) - \frac{D}{a-D} \ln \left(1 + \frac{4at}{r_0^2} \right) - \frac{r^2}{r_0^2} \frac{16aDt^2}{(r_0^2 + 4Dt)(r_0^2 + 4at)} \right\} \quad (10)$$

Для малых времен, когда $(4at/r_0^2) \ll 1$ можно получить:

$$C'_{nep}(r, t) \approx \frac{4\xi a}{r_0^4} r^2 t^2. \quad (11)$$

Пространственная модуляция температуры среды и концентрация дисперсных частиц приводят к соответствующей модуляции оптических свойств среды (в частности показателя преломления). Как известно¹⁻⁴ пространственно-неоднородный (квадратичный) профиль показателя преломления обуславливает формирование оптической линзы.

Полученные результаты позволяют вычислить фокусное расстояние F образующихся линз. В частности, для тепловой линзы можно воспользоваться формулой:

$$F = \left[-d \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) \right]_{r=0}^{-1}, \quad (12)$$

где d – толщина слоя среды. (Для концентрационной линзы в (12) нужно сделать замену $T \rightarrow C$). При этом коэффициенты $(\partial n / \partial T)$ и $(\partial n / \partial C)$ являются постоянными для данной среды. Проводя вычисления для фокусных расстояний тепловой и концентрационной линз с использованием равенств (11) и (12), получим соответственно:

$$F_T = -\frac{r_0^2 c p^\rho}{2d\alpha \tilde{I}_0} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)^{-1} \frac{1}{t}, \quad (13a)$$

$$F_C = \frac{r_0^4 c p^\rho}{8d\alpha \tilde{I}_0 D_T} \left(\frac{\partial n}{\partial C} \right)^{-1} \frac{1}{t^2}. \quad (13b)$$

Как видно из формул (13), динамика линз существенно отличается для разных механизмов нелинейности. Полученные результаты могут представлять интерес как для прикладных задач, связанных с воздействием излучения на биологические среды, так для задач оптической диагностики таких сред.

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., *УФН*, **93**. Вып.1, 19-70, (1967).
2. Власов С. Н., Таланов В.И., *ИПФ РАН*, **347**, (1997).
3. Vicary L., *Philosoph. Mag. B*, **82.**, 447-452, (2002).
4. Иванов В.И., Ливашвили А.И., *Вестник НГУ. Серия: Физика*, Вып.2., 72-74, (2009).

ОТОСКОП СО СВЕТОДИОДНЫМ ИСТОЧНИКОМ

А.Д. Гончаров, Б.А. Елфимов, В.С. Лукаш, В.И. Юрченко

В работе описывается многофункциональный медицинский прибор, представляющий собой отоскоп и фототерапевтический аппарат, представленный на рисунке.

Рассмотрены и рассчитаны оптические системы отоскопа, предназначенные для применения в дерматологии, где требуются увеличения обследуемого объекта $V = 4,0$, в диагностических целях - $V = 2,5$ и в хирургии - $V = 2,5$. При необходимости диагностики обследуемого объекта с большим увеличением, была рассмотрена возможность применять различные комбинации из 2-х и 3-х линз оптическая схема, которых представляет собой много линзовые лупы. Так как основной задачей оптической системы в данном приборе является увеличение, то достаточно использовать двояковыпуклые линзы. Проблемы, связанные с aberrациями в данном случае не являются актуальными. Радиусы кривизны задавались произвольным образом. Для простоты расчета и изготовления полагалось $R1 = R2 = R$. Линзы изготавливались из оптического поликарбоната и соответствовали условиям применения в отоскопе.



В качестве источника света использована светодиодная лампа по габаритно-присоединительным размерам, соответствующая миниатюрной лампе накаливания МНМ 3-0,175. Лампа закреплена в корпусе прибора таким образом, чтобы не мешать наблюдателю.

Для совмещения отоскопа с фототерапевтическим аппаратом использованы насадки, которые имеют форму кольца. В насадке расположено от трех до четырех светодиодов одного цвета излучения (красного, желтого, зеленого или синего).

Питание отоскопа осуществляется от трех аккумуляторов с напряжением питания 1,2 В, которые расположены в нижней части корпуса.

ПАРАМЕТРЫ ФОТОННЫХ НАНОСТРУЙ ДВУХСЛОЙНЫХ МИКРОСФЕР

Панина Е.К., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.

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

Рассмотрены пространственные и амплитудные характеристики фотонных наноструй (ФНС), формирующихся в окрестности теневой поверхности композитных микрочастиц, состоящих из ядра и оболочки с различными показателями преломления, при рассеянии на них лазерного излучения.

Одним из основных аспектов проблемы преодоления дифракционного предела в пространственном разрешении устройств волновой микроскопии является микроманипулирование сверхмалыми объектами вблизи поверхности слабо поглощающих диэлектрических частиц микронных размеров с точки зрения возможности субдифракционной фокусировки падающего на них оптического излучения. В работе¹ при исследовании рассеяния лазерного излучения на прозрачных кварцевых микроцилиндрах, впервые было обращено внимание на наличие эффекта, названного эффектом «фотонной наноструи» (ФНС). Позднее эффект ФНС был исследован и в зоне ближнего поля однородных по составу микросфер^{2,3}.

Примером практического использования ФНС является схема помещения в ее зоне другой диэлектрической, металлической или флуоресцирующей наночастицы. При этом наноструя взаимодействует с наночастицей, что может привести к изменению оптических свойств уже самой «родительской» микросферы, в частности усилению на несколько порядков амплитуды сигнала ее обратного рассеяния. Это открывает перспективы для конструирования на данной основе сенсоров высокого пространственного разрешения, способных регистрировать присутствие объектов с размерами в сотни раз меньше, чем размер самого сенсора⁴.

В докладе на основе численных расчетов, выполненных в рамках модифицированной теории Ми для рассеяния излучения на многослойных сферах, рассмотрены пространственные и амплитудные характеристики фотонного потока частиц различного размера, оптических свойств и микроструктурного состава. В частности, исследовано влияние толщины и коэффициента преломления оболочки композитных микрочастиц на параметры ФНС.

Из теории Ми известно, что оптическое поле как внутри, так и вне слабо поглощающей сферы, освещенной световой волной, характеризуется наличием пространственных зон фокусировок, называемых внутренними и внешним фокусами поля. Пиковая интенсивность оптического поля в зонах фокусировки может на несколько порядков величины превышать свое первоначальное значение, а пространственные размеры фокусов могут составлять доли длины волны падающего излучения. Определенным подбором оптических свойств материала частицы и ее размера удастся добиться специфического соотношения между длиной и шириной перетяжки внешнего фокуса излучения. Зона фокусировки при этом вытягивается вдоль направления падения излучения, приобретая форму световой струи (отсюда и название), сохраняя достаточно узкий, субволновой размер в поперечном направлении. Если частица освещается излучением с длиной волны в видимом или УФ диапазоне, то характерный поперечный размер световой струи, очевидно, будет иметь нанометровый масштаб.

Если рассеивающая излучение сфера представляет собой многослойную структуру, состоящую из ядра и нескольких оболочек постоянной толщины, то для такой частицы форма решения Ми не изменяется, а только увеличивается число граничных условий и, соответственно, число слагаемых в выражениях для рассеянной и дифрагированной на частице волн. Для расчетов мы использовали формулы модифицированной теории Ми для слоистых сфер^{5,6}. Эти формулы специально адаптированы для компьютерного счета и представляют в универсальной форме разложения оптических полей в каждом слое.

В качестве объекта исследования нами была выбрана композитная сферическая частица, состоящая из ядра радиусом $a_{s=0} = 1$ мкм и одного внешнего слоя. Толщина $h = a_1 - a_0$ и коэффициент преломления m_1 этого слоя варьировались в расчетах.

На рис. 1 представлены результаты численных расчетов, иллюстрирующих влияние толщины оболочки на основные характеристики ФНС композитной микрочастицы, находящейся в воздухе: максимальную степень подъема интенсивности оптического поля B , продольный и поперечный размеры самой фотонной наноструи. Рассмотрены два случая, (1) когда непоглощающая кварцевая сфера ($m_{s=0} \equiv m_a = 1,5 + i \cdot 0$) окружена оболочкой с меньшим показателем преломления, например, из воды ($m_1 = 1,33 + i \cdot 0$), или же (2) оптически более плотной оболочкой, например, из оптического стекла ($m_1 = 2,0 + i \cdot 0$). Результаты расчетов представлены в виде зависимостей от толщины оболочки относительного изменения параметров ФНС: $\delta L_{jet} = (L_{jet} - L_{jet}^0) / L_{jet}^0$, $\delta R_{jet} = (R_{jet} - R_{jet}^0) / R_{jet}^0$ и $\bar{B}_{jet} = B_{jet} / B_{jet}^0$, где верхний индекс «0» обозначает величину соответствующего параметра струи однородной частицы такого же радиуса, как и внешний радиус частицы с оболочкой.

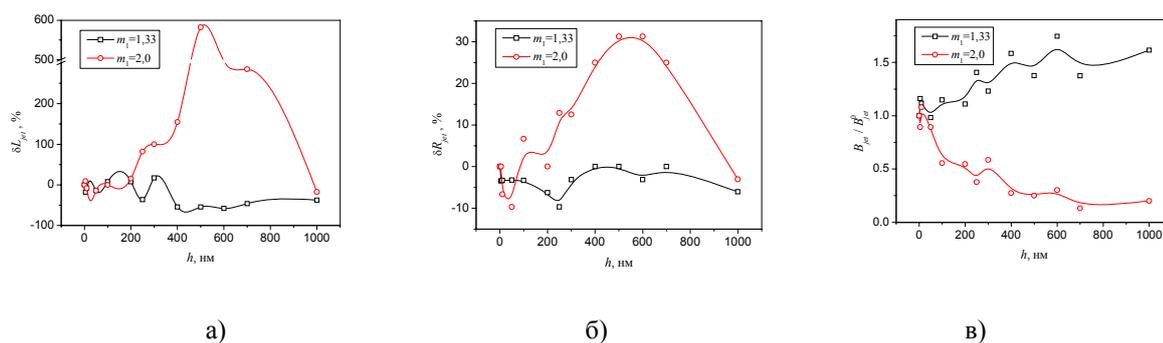


Рис. 1. Относительное изменение длины (а), полуширины (б) и относительная интенсивность (в) ФНС кварцевой частицы ($a_0 = 1$ мкм) с оболочкой при изменении ее толщины

Из анализа представленных графиков следует, что характер действия оболочки на параметры ФНС существенно различается в зависимости от соотношения оптических свойств ядра и оболочки. Так, в частице, где оболочка имеет больший коэффициент преломления, происходит уширение фотонного потока и понижение его пиковой интенсивности. Однако при этом может резко возрасти протяженность струи (см. рис. 1а). С другой стороны, если оболочка изготовлена из менее оптически плотного материала, чем ядро, то увеличение толщины внешнего слоя частицы достаточно слабо сказывается на ширине и длине ФНС, а существенным является только лишь повышение уровня ее интенсивности (см. рис. 1в).

Полученные результаты имеют ясную физическую трактовку в рамках волновой оптики, если рассматривать не влияние оболочки на фокусирующие свойства ядра, а наоборот – как ядро перераспределяет оптические потоки внутри частицы большего размера. Плоская волна, падая на композитную частицу, сначала проникает внутрь ее оболочки. Возникающий набег фазы между различными участками световой волны приводит к деформациям волнового фронта излучения, который приобретает положительную кривизну, что соответствует фокусировке излучения. Дальше сценарий распространения волны в частице зависит от того, каким является соотношение между показателями преломления оболочки и ядра. Если ядро оптически более плотное, чем оболочка, то возникает дополнительный фазовый сдвиг между центром волны и ее периферией. Кривизна волнового фронта излучения, проходящего через ядро, возрастает, т.е. волна как бы еще подфокусируется. При этом возрастает и интенсивность в фокальной перетяжке такой композитной сферической линзы, а ее характерный размер (как продольный, так и поперечный) сокращается (см. рис. 1). Если же наоборот, излучение, распространяясь в оболочке, встречает менее оптически плотный материал ядра, то это ядро будет «выпрямлять» фазовый фронт заходящей в него волны и, таким образом, дефокусировать центральную часть пучка. Такая фокусирующая система удлинит зону перетяжки, приводя к более плавному изменению интенсивности волны и снижению ее максимума.

Дальнейшее увеличение толщины оболочки, очевидно, будет снижать влияние ядра на трансформацию фотонного потока внутри частицы. Этим объясняется видимый на рис. 1а,б максимум в зависимости длины и ширины ФНС частицы с оболочкой из материала с высоким показателем преломления от ее толщины. Двухслойная частица с широкой оболочкой по своим оптическим свойствам приближается к однородной частице, но с более высоким эффективным значением m , что, приведет к локализации ФНС по всем пространственным измерениям.

На основании проведенного исследования можно сделать вывод о том, что определенным подбором показателя преломления оболочки относительно ядра в двухслойных композитных сферических микрочастицах можно существенно удлинить формируемую ФНС ($m_1/m_a > 1$) или повысить ее пиковую интенсивность ($m_1/m_a < 1$), ширина фотонного потока при этом изменяется незначительно.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы № 8.1 ОФН РАН.

1. Z. Chen, A. Taflove, V. Backman, *Optics Express.*, **12**, N. 7, 1214-1220, (2004).
2. X. Li, Z. Chen, A. Taflove, V. Backman, *Optics Express.*, **13**, N. 2, 526-533, (2005).
3. S. Lecler, Y. Takakura, P. Meyrueis, *Opt. Lett.*, **30**, 2641-2643, (2005).
4. U. Utzinger, R. R. Richards-Kortum, *J. Biomed. Opt.*, **8**, 121-147, N. 1, (2003).
5. W. Yand, *Appl. Opt.*, **42**, N. 9, 1710-1720, (2003).
6. H. Xu, *Phys. Rev. B.*, **75**, 073405 (4p) (2005).

НАНОЧАСТИЦЫ $YVO_4:Eu$ КАК ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ МЕТКИ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ И БИОЛОГИИ

Михайлов М.Д.*, Долинская Ю.А. Маньшина А.А.

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

Представлены результаты экспериментов по синтезу и исследованию свойств люминесцентных наночастиц $YVO_4:Eu$. Показано, что полученные наночастицы демонстрируют хорошие люминесцентные свойства и являются перспективными средами для решения проблемы токсичности и создания диагностических средств для применения *in vivo*.

Высококочувствительные методы исследования, основанные на регистрации люминесценции, широко применяются в биологических испытаниях и медицинской диагностике. В качестве люминесцентных проб наибольшее распространение в настоящее время имеют органические люминофоры. Они легкодоступны и просты в использовании, но их низкомолекулярная природа обуславливает три основных недостатка: низкая интенсивность сигнала, явление фотовыцветания и проблема сопряжения с биомолекулами¹. Эти три недостатка сдерживают применение люминесцентных методов для биологических и медицинских исследований.

Таким образом, разработка биосовместимых наночастиц для передачи молекулярных изображений и целевой терапии представляет собой актуальную задачу современного материаловедения². Эти применения требуют синтеза монодисперсных наночастиц контролируемого размера. Наночастицы должны обладать высокой яркостью люминесценции и быть легко сопряженными с биологическими макромолекулами. Системы целевой доставки лекарств, основанные на применении наночастиц, позволяют решить проблему растворимости лекарственного средства при его свободном переносе к пораженным болезнью клеткам.

Группой материалов, перспективных для применения в медицине и биотехнологии являются оксидные наночастицы, содержащие ионы лантаноидов.

Наночастицы, легированные редкоземельными ионами, перспективны в качестве люминесцентных меток в медицине благодаря следующим особенностям их свойств:

Большой Стоксов сдвиг люминесценции позволяет уверенно разделять сигнал возбуждения и сигнал люминесценции с помощью обычных дешевых светофильтров.

Спектр люминесценции практически не зависит от размера частиц, поэтому размер частиц и распределение по размерам могут выбираться оптимальными с точки зрения поведения частиц в биологических средах.

Спектры возбуждения и люминесценции является характеристическими спектрами для каждого сорта ионов, поэтому возможно одновременное применение нескольких меток с уверенной регистрацией каждой из независимо от наличия других меток.

Большое время жизни возбужденного состояния, вплоть до миллисекундного диапазона позволяет использовать средства временной задержки для отделения полезного сигнала от сигнала автолюминесценции.

Благодаря тому, что возбуждение и эмиссия происходят в результате электронных переходов между атомными уровнями редкоземельных ионов, у люминесцентных меток данного типа фотовыцветание отсутствует полностью.

Синтез оксидных наночастиц гораздо проще и производительнее, чем синтез квантовых точек.

В качестве матриц для введения редкоземельных ионов могут использоваться нетоксичные и биосовместимые оксидные материалы. Это позволяет применять метки не только в биологических исследованиях, но и в медицине для диагностики в живых организмах и фотодинамической терапии.

Хотя свойства оксидных наночастиц с ионами редкоземельных металлов интенсивно изучаются, их применение в медицине и биотехнологии не столь широко как у квантовых точек. С учетом вышеперечисленных факторов наночастицы $YVO_4:Eu$ могут рассматриваться как эффективные люминесцентные метки для биологических и медицинских исследований.

Для синтеза наночастиц $YVO_4:Eu$ был использован метод Печини. На основе данных рентгеноструктурного анализа определен фазовый состав синтезированных частиц – моноклинная модификация YVO_4 . Обнаружено, что с увеличением температуры синтеза ванадата иттрия на дифрактограммах порошков наблюдается как рост интенсивности дифракционных пиков, так и увеличение их количества за счет появления малоинтенсивных рефлексов. В таблице 1 представлены расчетные данные размеров частиц, синтезированных при различных температурах, на основе трех основных характеристических пиков – 24.9° , 33.5° и 49.7° . Полученные результаты показывают, что размер кристаллов ванадата иттрия практически не зависит от температуры синтеза до $1000^\circ C$ и составляет 20 – 25 нм.

Таблица 1. Расчетные данные размера частиц для $YVO_4:Eu$, синтезированных при различных температурах.

T ($^\circ C$)	L (нм)	Угол 2 θ	$\omega(2\theta)/4tg(\theta)$	$\omega(2\theta) * \cos 2\theta$
750	24.87	24.9	0.0068	0.0058
	25.39	33.5	0.0050	0.0057
	26.80	49.7	0.0032	0.0054
800	24.87	24.9	0.0068	0.0058
	25.39	33.5	0.0050	0.0057

	20.36	49.7	0.0042	0.0071
850	24.87	24.9	0.0068	0.0058
	19.28	33.5	0.0065	0.0075
	16.58	49.7	0.0052	0.0087
900	24.87	24.9	0.0068	0.0058
	25.39	33.5	0.0050	0.0057
	16.58	49.7	0.0052	0.0087
950	39.27	24.9	0.0043	0.0034
	25.39	33.5	0.0050	0.0057
	20.36	49.7	0.0042	0.0071
1000	39.27	24.9	0.0043	0.0036
	40.09	33.5	0.0031	0.0036
	42.32	49.7	0.0020	0.0034

Данные люминесцентной спектроскопии показали, что наиболее интенсивные характеристические полосы люминесценции наночастиц $YVO_4:Eu$ находятся в области 570, 610, 620 и 700 нм. На рисунке 1 представлена зависимость интенсивности люминесценции с длиной волны 619 нм от температуры синтеза для $YVO_4:Eu$ (16%). Согласно представленному графику, наиболее высокие интенсивности люминесценции соответствуют образцам, полученным при температурах 950⁰С и 1000⁰С.

Также было обнаружено, что интенсивность люминесценции зависит не только от температуры синтеза, но и от концентрации вводимого в состав образца редкоземельного металла. Были исследованы образцы ванадата иттрия с содержанием европия от 2 до 16%. Было обнаружено, что в положениях наиболее ярких пиков при 546, 594, 615, 619 и 698 максимум интенсивности люминесценции достигается при 8% содержании европия в образце. При содержании более 10% Eu наблюдается падение интенсивности, что связано с явлением концентрационного тушения.

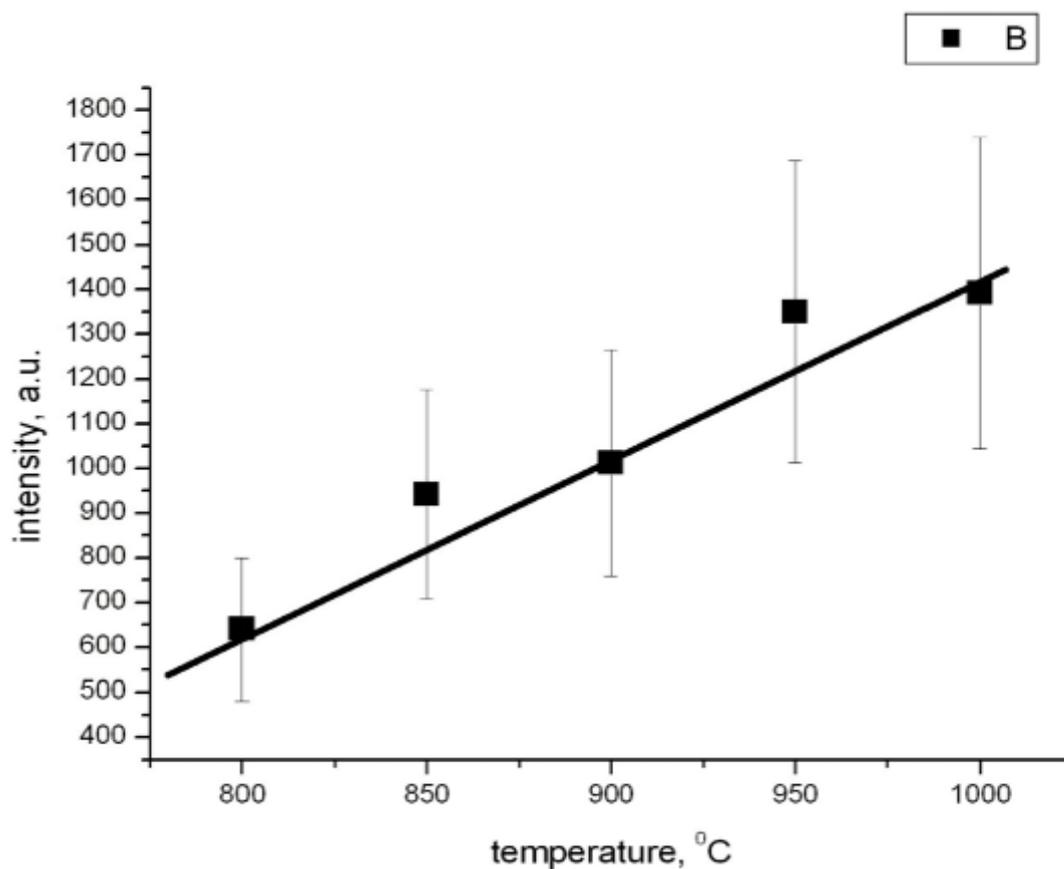


Рис. 1. Зависимость интенсивности люминесценции с длиной волны 619 нм от температуры синтеза для $YVO_4:Eu$ (16%).

Полученные результаты свидетельствуют о высокой эффективности люминесценции синтезированных наночастиц $YVO_4:Eu$, что делает представленные материалы перспективными средами для решения проблемы токсичности и создания диагностических средств для применения *in vivo*.

1. Wenjun Zhao, Lin Wang and Weihong Tan // In: *Bio-Applications of Nanoparticles*. Edited by Warren C.W. Chan. - Landes Bioscience and Springer Science+Business Media. - 2007. - P. 129-135
2. Bruchez M.J., Moronne M., Alivisatos A.P. // *Science*. **281**, 2013-2016, (1998)

ЛАЗЕРНАЯ СКАНИРУЮЩАЯ ТРЕХМЕРНАЯ МИКРОСКОПИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

Лобынцева В.В., Захаров Ю.Н.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

Такие преимущества цифровой голографии, как возможность восстановления трехмерных изображений, высокое разрешение, бесконтактная неинвазивная диагностика, возможность количественных измерений реализованы нами в микроскопии введением голографического канала в лазерный сканирующий микроскоп Zeiss LSM 510.

Информация о фазе волнового фронта изображения, позволяющая значительно повысить точность оптических измерений биообъектов, а также получить новые характеристики, может быть обретаена с помощью интерференционных микроскопов. Восстановление и амплитуды и фазы объектной волны достигается голографическими методами, реализованными в настоящее время в опытных образцах на базе широкопольных микроскопов. При изучении биологических объектов методами сканирующей лазерной микроскопии, существующие в настоящее время системы регистрируют (в том числе, и в цифровом виде) лишь интенсивность изображения объекта. Проводить фазовые измерения на стандартном оборудовании, имеющемся во многих научных лабораториях, невозможно. Поэтому мы доработали конфокальный сканирующий микроскоп LSM-510, расширив его методы работы возможностью записи голографических изображений. Для этого добавляем плоский опорный пучок, возвращая в канал регистрации часть света лазерного луча, поступающего на модуль сканирования. При этом удалось обойтись без существенных модификаций в конструкции и оптической схеме лазерного конфокального сканирующего микроскопа и сохранении его функционирования и управления стандартными режимами без изменений. Запись картины интерференции объектного и опорного пучков, формирует цифровую голограмму. В предложенном методе удачно сочетается использование достоинств оптических и цифровых методов получения и обработки изображений, позволяющее получить реальное распределение амплитуд и фаз объектной волны. Данная аппаратура и методика применяется для изучения тканей мозга в виде переживающих срезов или диссоциированных культур клеток.

МЕЖДУНАРОДНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ КОНГРЕСС
«ОПТИКА – XXI ВЕК»

ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО
ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОПТИКЕ И СПЕКТРОСКОПИИ

СБОРНИК ТРУДОВ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
18-22 октября 2010

Санкт-Петербург
2010

ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОПТИКЕ
И СПЕКТРОСКОПИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

**EFFICIENT OPTICAL EXCITATION OF TERAHERTZ PLASMONS
ON A STRUCTURED METAL SURFACE**

Bakunov M.I.*, Tsarev M.V.***, Bodrov S.B.*****

*University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

**Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, Russia

We propose to launch terahertz plasmons on a structured metal surface by scanning a strip of an electro-optic material deposited on the surface with a laser pulse. Our theory predicts high efficiency of the technique.

Visible and near-infrared surface plasmon polaritons (SPPs) guided by metal surfaces are widely used for spectroscopy and biosensing. Strong localization of the SPPs near the surface provides their high sensitivity to the properties of very thin layers deposited on the surface. However, SPPs guided by metals become inadequate for terahertz spectroscopy, because the SPPs lose their localization, and thus their sensitivity to surface deposits deteriorates. Meanwhile, there is keen interest in performing terahertz spectroscopy, in particular for the identification and characterization of biomolecules. A possible way to confine terahertz SPPs near the surface is to use SPPs on doped semiconductors that have similar electromagnetic properties in the terahertz range to metals in the optical¹. Moreover, using semiconductor nonlinearity, terahertz SPPs can be directly excited on the surface of a semiconductor with femtosecond optical spots moving along the surface². This allows one to evade coupling terahertz radiation from an external source to SPPs. A drawback of SPPs on semiconductor surfaces is a modest (<1 cm) propagation length of SPPs related to Ohmic losses in the semiconductor. Well-confined terahertz surface waves (often also referred to as SPPs) with small propagation losses can be guided by periodically structured - with arrays of holes or grooves - metal surfaces³. However, due to weak nonlinearity of metals the above mentioned technique of direct optical excitation of terahertz SPPs becomes inefficient for the surface waves on structured metal surfaces.

In our recent paper⁴, we proposed a scheme that combines the advantages of direct optical excitation of terahertz SPPs on semiconductors with remarkable waveguiding properties of structured metal surfaces. We proposed to deposit a strip of an electro-optic material, for example, a semiconductor, on a structured metal surface. Illuminating the strip with an obliquely incident femtosecond laser pulse creates an optical spot moving along the strip with superluminal velocity. A nonlinear polarization induced in the spot excites terahertz SPP's on a structured metal surface. In the present paper, we go further and show that varying the orientation of the strip with respect to the surface structure allows one to maximize the efficiency of the optical-to-terahertz conversion and to control the radiation pattern and spectrum of the generated SPPs. This technique opens new ways to perform surface terahertz spectroscopy.

In our theory we consider a perfect-conductor surface corrugated with a one-dimensional array of rectangular grooves of width a , depth h , and lattice constant d . A strip of a semiconductor (GaAs) is deposited on the surface under the angle γ to the grooves. The strip is assumed to be thin and narrow as compared to the terahertz wavelength and, therefore, its effect on the generated SPPs can be neglected. A femtosecond Ti:sapphire laser pulse is incident on the strip under the angle α . The optical spot moves along the strip with a superluminal velocity $V = c \sin \alpha$ and creates in the strip nonlinear polarization

$$\mathbf{P}^{NL} = \mathbf{p}F(\xi)G(x)\delta(y), \quad (1)$$

where $G(x)$ describes the transverse profile of the optical beam, $F(\xi)$ is the time-dependent envelope of optical intensity, $\xi = t - z/V$, the axis y is normal to the surface, and the axes z, x lie in the surface and are parallel and perpendicular to the strip, respectively. To find the radiation emitted by the moving nonlinear polarization (1), we apply Fourier transforms with respect to ξ and x to Maxwell's equations, solve the resultant equations in the regions $y > 0$ and $y < 0$, and match the solutions by the boundary conditions (see details of the procedure in Ref.²).

Figure 1 shows snapshots of the electric field $E_y(\xi, x)$ at $y = 0+$ and corresponding waveforms $E_y(\xi)$ at $x = \pm 1$ mm for two values of γ . The calculation was evaluated for a Ti:sapphire pump laser pulse with Gaussian envelope (FWHM pulse duration $\tau_{\text{FWHM}} = 150$ fs), Gaussian profile in x direction (FWHM width $\ell_{\perp\text{FWHM}} = 30$ μm), and the peak intensity $I_0 = cE_0^2/(8\pi) = 50$ GW/cm² incident on the GaAs strip at $\alpha = 60^\circ$. The parameters of surface corrugation were $h = 15$ μm , $a/d = 0.5$. At $\gamma = 0$ (Fig. 1a) and $\gamma = \pi/2$ (not shown) the radiation patterns are symmetric. At other values of γ the radiation patterns are asymmetric. In the case of maximal asymmetry at $\gamma = 60^\circ$ (Fig. 1b) SPP are not excited at all in the region $x > 0$ (the waveform at $x = 1$ mm corresponds to outgoing bulk waves). Interestingly, the magnitude of the terahertz field is practically independent on the angle γ and on the propagation direction (except the special case of $\gamma = 60^\circ$ and $x > 0$, Fig. 1b), but the form of the generated terahertz pulse is significantly changed when varying γ and the sign of x – from a short pulse (several field oscillations) at $\gamma = 0^\circ$ and $x > 0$ (Fig. 1a) to a quasimonochromatic wavepacket at $\gamma = 60^\circ$ and $x < 0$ (Fig. 1b). Therefore, one can effectively control the form of the generated terahertz SPP wavepacket by varying the direction of the nonlinear source motion with respect to the grooves.

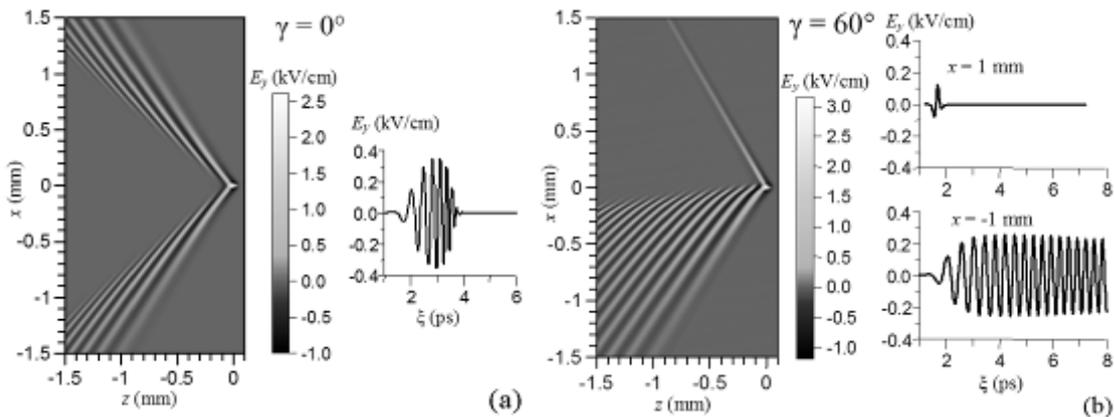


Fig. 1. The snapshots and waveforms ($x = \pm 1$ mm) of the terahertz electric field for $\gamma = 0$ (a) and $\gamma = 60^\circ$ (b). The parameters of the laser pulse and the surface structure are specified in the text

Figure 2 shows the spectral density $w_{\omega}^{\pm}(\omega)$ of radiated terahertz SPP energy per unit length of the laser path for different angles of strip orientation $\gamma = 30^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ and the optimal values of parameters α and h (for $\gamma = 0^{\circ}$, the corresponding graph can be found in Ref.⁴). According to Fig. 2a, the efficiency of terahertz SPP generation increases with γ (at $\gamma = 90^{\circ}$ it is an order of magnitude higher than at $\gamma = 0^{\circ}$, see Ref.⁴), and the maximum of the terahertz energy spectrum shifts from 2.5 THz to 4.7 THz. Simultaneously, the decay of SPP fields with distance from the guiding surface becomes faster (the decay length κ^{-1} decreases with frequency, see Fig. 3). Note that the SPP localization is less than $\lambda/2$ for the major part of the generated spectrum.

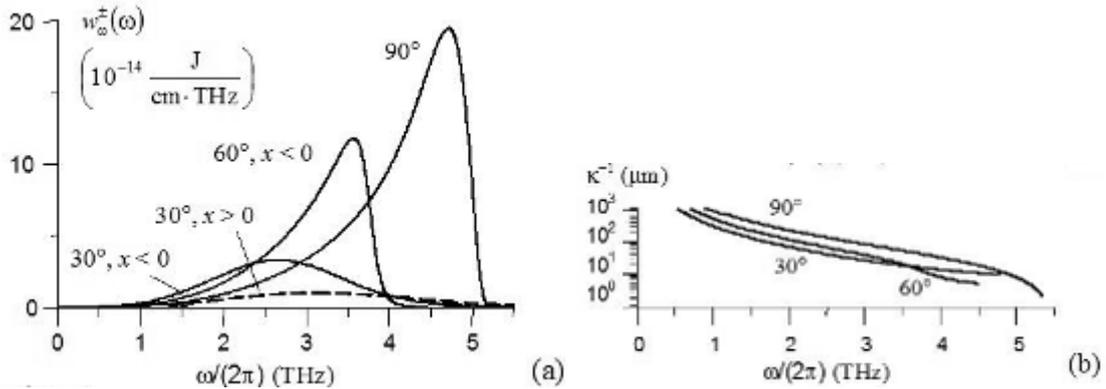


Fig. 2. Spectral density of SPP energy $w_{\omega}^{\pm}(\omega)$ (a) and frequency dependence of SPP decay length κ^{-1} (b) for $a/d = 0.5$, $\gamma = 30^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ and the optimal values of α and h : $\alpha = 60^{\circ}$, $h = 15 \mu\text{m}$ at $\gamma = 30^{\circ}, 60^{\circ}$ and $\alpha = 70^{\circ}$, $h = 40 \mu\text{m}$ at $\gamma = 90^{\circ}$. The pump parameters are the same as in Fig. 1

For $\gamma = 90^{\circ}$, $h = 40 \mu\text{m}$, and the peak optical intensity of $50 \text{ GW}/\text{cm}^2$ the conversion efficiency to terahertz SPPs is as high as $\sim 10^{-6}$. This value is of two orders of magnitude higher than for the SPP excitation on a surface of GaAs². This can be attributed to a higher efficiency of the nonlinear source traveling above the guiding surface as compared to the source traveling below the surface as in Ref.².

To conclude, we have proposed a technique for efficient and controllable excitation of terahertz spoof SPPs on a structured metal surface with ultrashort laser pulses. This technique can be a useful tool to probe the properties of materials deposited on the surface.

This work was supported in part by the President of the Russian Federation under Grant No. MK-4506.2010.2, the Ministry of Education and Science of the Russian Federation under Contract No. 02.740.11.0563, and RFBR under Grant Nos. 08-02-92216 and 10-02-00476.

1. T.H. Isaac, W.L. Barnes, E. Hendry, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 241115, (2008).
2. M.I. Bakunov, A.V. Maslov, S.B. Bodrov, *Phys. Rev. B*, **72**, 195336, (2005).
3. C.R. Williams, S.R. Andrews, S.A. Maier, A.I. Fernandez-Dominguez, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal, *Nature Photon.*, **2**, 175-179, (2008).
4. M.I. Bakunov, M.V. Tsarev, M. Hangyo, *Opt. Express*, **17**, 9323- 9329, (2009).

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ СПЕКТРА ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ДИЭЛЕКТРИКА ПАРОЙ РАЗНОЧАСТОТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Штумпф С.А., Беспалов В.Г., Королев А.А., Козлов С.А.

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

Теоретически исследованы характерные особенности генерации терагерцового (ТГц) излучения при взаимодействии разночастотных фемтосекундных импульсов в условиях оптического пробоя газов. Показано, что интегральная интенсивность излучения в диапазоне 25 мкм – 1 мм периодически зависит от длины филамента.

В настоящее время значительное внимание исследователей привлекает изучение взаимодействия в нелинейных оптических средах двух и более интенсивных фемтосекундных импульсов разных спектральных составов. В работах¹⁻³ изучалось взаимодействие разночастотных фемтосекундных импульсов в воздухе при высоких интенсивностях излучения, при которых ангармонизм электронного отклика атомов среды переходит в плазменную нелинейность вещества. Была экспериментально продемонстрирована эффективная генерация в плазме широкополосного ИК-излучения в диапазоне длин волн вплоть до 1 мм. Такой способ генерации позволил получить наиболее интенсивное на сегодняшний день ТГц излучение¹, которое перспективно в различных приложениях^{2, 3}. Важной задачей стал поиск оптимальных условий генерации ТГц излучения в указанных условиях, что потребовало развития теории взаимодействия высокоинтенсивных разночастотных фемтосекундных импульсов в диэлектрических средах³.

В настоящей работе данная теоретическая модель использована для изучения полевой структуры генерируемого ИК и ТГц-излучения и анализа эффективности генерации от длины области взаимодействия разночастотных фемтосекундных импульсов. Для анализа и численного моделирования распространения двух предельно коротких импульсов в диэлектрической среде в условиях генерации плазмы в работе используется система уравнений, которая в нормированных координатах $\tilde{E} = E / E_0$,

$\tilde{z} = a\omega_0^3 z$ и $\tilde{\tau} = \omega_0 \tau$ приводится к уравнению вида⁴

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial^3 \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}^3} + G \frac{\partial \tilde{E}^3}{\partial \tilde{\tau}} + H \int_{-\infty}^{\tilde{\tau}} \tilde{E}^3(\tau') e^{\frac{\tilde{\tau}-\tau'}{\tilde{\tau}_c}} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} \tilde{E}^2(\tau'') e^{\frac{\tau'-\tau''}{\tilde{\tau}_p}} d\tau'' = 0 \quad (1)$$

где $G = \frac{4 \Delta n_{nl}}{3 \Delta n_0}$, $H = \frac{2\pi}{n_0 \Delta n_0} \frac{\tilde{\tau}_{um}^2}{\omega_0^2} \frac{\alpha \beta E_0^4}{\omega_0}$, $\tilde{\tau}_p = \tau_p \omega_0$, $\tilde{\tau}_c = \tau_c \omega_0$, $\tilde{\tau}_{um} = \tau_{um} \omega_0$,

$\Delta n_0 = ca\omega_0^2$, $\Delta n_{nl} = \frac{1}{2} n_2 E_0^2$, E – электрическое поле излучения; z – направление его

распространения; $\tau = t - \frac{n_0}{c} z$ – время в сопровождающей излучение системе координат;

t – текущее время; c – скорость света в вакууме; n_0 и a определяют зависимость

линейного показателя преломления n среды от частоты ω ; коэффициент g характеризует безынерционную часть электронной нелинейной поляризованности среды; коэффициенты α и β характеризуют эффективность заселения высоковозбужденных связанных состояний электронов в атомах вещества и перехода их в несвязанное состояние свободного движения; τ_p – эффективное время релаксации заселенностей высоковозбужденных связанных состояний; τ_c – среднее время столкновительной релаксации свободных электронов в плазме. Граничные условия для уравнения (1):

$$\tilde{E}(\tilde{\tau}) = \exp\left(-\frac{\tilde{\tau}^2}{\tilde{\tau}_{\text{умп}}^2}\right) \sin(\tilde{\tau}) + \exp\left(-\frac{\tilde{\tau}^2}{\tilde{\tau}_{\text{умп}}^2}\right) \sin(2\tilde{\tau}) \quad (2)$$

На рис. 1 смоделирована зависимость интегральной интенсивности ТГц-излучения от длины филамента при $G=1.77$, $H=1.9$ (что соответствует распространению в воздухе пары импульсов интенсивностью $I=1,52 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$). Эта зависимость (сплошная линия на рисунке) носит периодический характер. Для большей наглядности приведена такая же зависимость, полученная в модельном эксперименте в отсутствие безынерционной нелинейности, при $G=0$, $H=1.9$. Видно, что модельная картина, учитывающая только плазменную нелинейность, имеет вид, близкий к чисто гармоническому. Выявленный характер зависимости показывает наличие периодической перекачки энергии между высокочастотным и терагерцовым диапазоном спектра. Это объясняется тем, что линейная дисперсия в воздухе действует, линейно сдвигая высокочастотные компоненты импульса друг относительно друга по мере распространения. Поэтому эффективность генерации терагерцового излучения в процессе распространения снижается, затем начинается генерация терагерцового излучения в противофазе к сгенерированному на ранних стадиях взаимодействия, а затем цикл повторяется.

На рис. 2 приведена форма поля на расстояниях, соответствующих первому максимуму интенсивности на рис. 1, первому минимуму и второму максимуму (соответственно, $Z=1 \text{ см}$, $2,25 \text{ см}$ и $2,75 \text{ см}$). Видно, что фазы импульсов в первом и втором максимуме противоположны, а в минимуме излучение имеет существенно меньшую амплитуду.

Таким образом, в настоящей работе теоретически исследованы характерные особенности генерации терагерцового (ТГц) излучения при взаимодействии разночастотных фемтосекундных импульсов в условиях оптического пробоя газов. Показано, что интегральная интенсивность излучения в диапазоне $25.5 \text{ мкм} - 0.2 \text{ мм}$ периодически зависит от длины филамента, а генерируемое в терагерцовой области спектра излучение имеет вид импульса из малого числа колебаний.

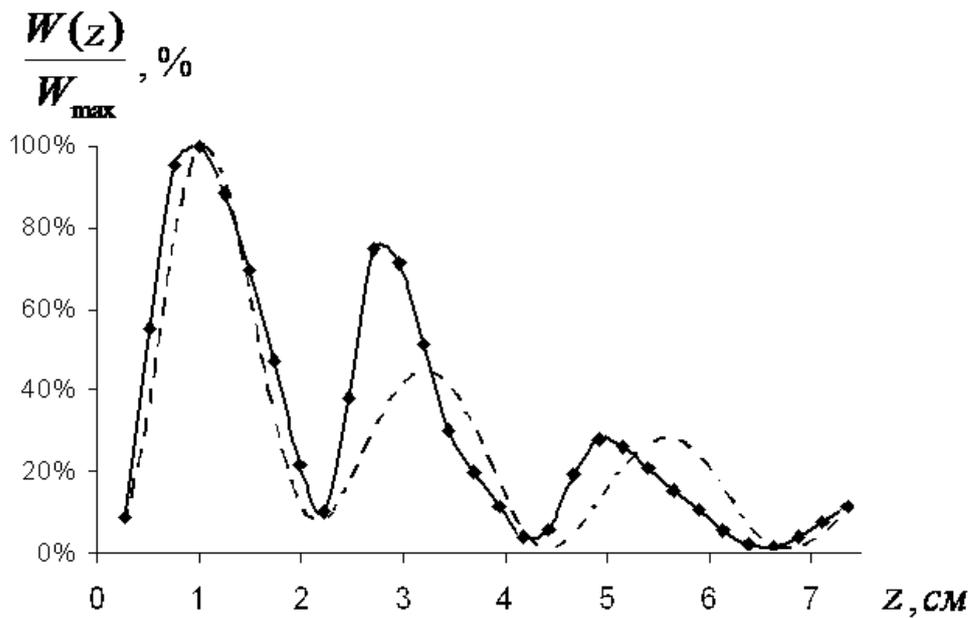


Рис. 1. Теоретически рассчитанная зависимость интегральной интенсивности излучения в терагерцовом диапазоне 25.5 мкм – 0.2 мм от длины филамента Z в а) физическом б) «модельном» (без безынерционной нелинейности) воздухе.

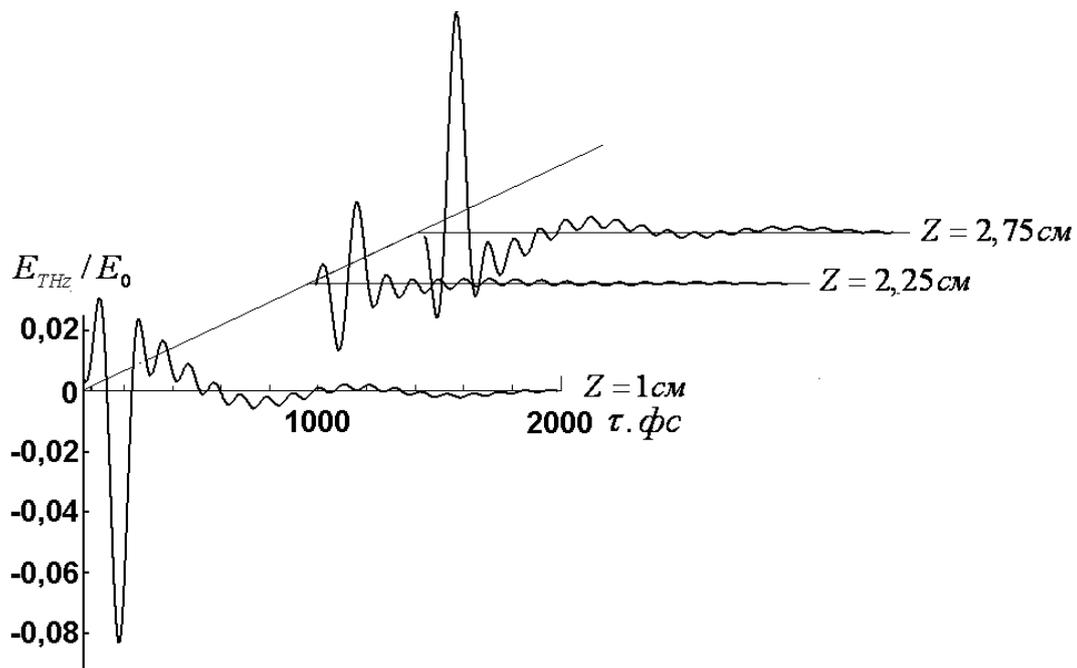


Рис. 2. Теоретически рассчитанная форма электрического поля импульса в терагерцовом диапазоне, генерируемого при совместном распространении двух разночастотных импульсов, в зависимости от длины филамента.

1. Dai J., Karpowicz N., Zhang X.-C. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 023001 (2009)
2. Ахмеджанов Р.А., Иляков И.Е., и др. *ЖЭТФ*, **136**, №3 (2009)
3. Андреев А.А., Беспалов В.Г. и др. *Опт. и спектр.*, **107**, №4 (2009)
4. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. *Изв. РАН, сер. физ.*, **71**, №2, (2007)

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ЭМИССИИ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА

Андреева В.А., Косарева О.Г., Панов Н.А.

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

Разработана модель терагерцового излучения плазменного канала фемтосекундного филамента. Получены угловые распределения интенсивности терагерцового излучения в отсутствие внешнего электростатического поля, а также при его наличии. Установлена зависимость угла расходимости терагерцового излучения от параметров филамента.

Распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах приводит к образованию филамента¹, высокая ($\sim 5 \times 10^{13}$ Вт/см²) интенсивность² в котором обеспечивает эффективное протекание различных нелинейных процессов, в том числе генерацию излучения в терагерцовом диапазоне частот¹ (ТГц излучение). Для генерации ТГц излучения при филаментации могут быть использованы как схемы, основанные как на четырехволновом смешении основной и второй гармоник лазерного излучения^{3,4}, так и на осцилляциях электронной плотности плазменного канала^{5,6}. В настоящей работе рассматривается последняя из них. При филаментации импульса (~ 1 мДж, 50 — 100 фс, 800 нм) в газе с давлением ~ 1 атм. образуется плазменный канал протяженностью 1 см и более с плотностью свободных электронов $N_e \sim 10^{16}$ см⁻³, которой соответствует плазменная частота ω_p , лежащая в ТГц диапазоне⁵⁻⁸. Поэтому после прохождения импульса плазменный канал будет осциллировать и излучать с частотой, близкой к ω_p . ТГц излучение филамента распространяется в конус⁵ с углом раствора $\sim 10^\circ$. Образование филамента во внешнем электростатическом поле напряженностью ~ 1 кВ/см, направленном перпендикулярно его оси, приводит к возрастанию на порядки энергии ТГц излучения^{7,8}, которое распространяется преимущественно вперед⁸.

Цель настоящей работы состоит в определении угла расходимости ТГц излучения в зависимости от частоты излучения и длины филамента. Будет представлено качественное объяснение роста ТГц сигнала при филаментации во внешнем постоянном поле.

Филамент является протяженным источником излучения. Полагая, что излучение отдельных его участков является когерентным, а доминирующий вклад в его генерацию вносят поперечные осцилляции электронной плотности, электрическое поле плазменного канала в точке, куда помещен детектор ТГц излучения, есть результат интерференции (рис. 1а) излучения отдельных его участков. Диаметр филамента составляет $d_{fil} \sim 100$ мкм, в то время как длина волны ТГц излучения $\lambda_{THz} \geq 300$ мкм. Поскольку $d_{fil} \ll \lambda_{THz}$, для расчета поля малого участка филамента в дальней зоне воспользуемся известным из литературы⁹ выражением для электромагнитного поля системы зарядов на большом расстоянии от нее.

В отсутствие внешнего поля плазменный канал филамента является аксиально-симметричным¹⁰. Вследствие этого его поперечный дипольный момент равен нулю, а

излучение каждого участка длиной dz является квадрупольным. Поле квадрупольного излучения малого участка филамента описывается соотношением⁹

$$\tilde{E}(\gamma) \propto \sin 2\gamma, \quad (1)$$

где γ — угол между направлением на детектор и осью филамента z . Штриховой кривой на рис.1b показано распределение интенсивности квадрупольного излучения малого участка филамента в соответствии с соотношением $\tilde{I}(\gamma) \propto \sin^2 2\gamma$.

При филаментации во внешнем электростатическом поле нарушается аксиальная симметрия плазменного канала, что приводит к возникновению дипольного момента. Поле дипольного излучения участка плазменного канала определяется формулой⁹

$$\tilde{E}(\gamma) \propto \cos \gamma. \quad (2)$$

На рис.1e штриховой кривой приведено распределение интенсивности дипольного излучения малого элемента плазменного канала $\tilde{I}(\gamma) \propto \cos^2(\gamma)$

Тогда интенсивность излучения филамента в дальней зоне $I(\theta)$ можно записать в виде:

$$I(\theta) \propto \int_0^{ct} \int_0^L \frac{1}{I(z)} \tilde{E}(\gamma(z, \theta), z, t) \exp\left\{\frac{2\pi i(z + l(z))}{\lambda_{THz}}\right\} \exp\left\{-v_c\left(t - \frac{z}{c}\right)\right\} dz \Big| dt, \quad (3)$$

где $\tilde{E}(\gamma(z, \theta), z, t)$ — излучаемое в момент времени t под углом $\gamma(z, \theta)$ — поле малого участка филамента длиной dz , расположенного на расстоянии z от его начала, $l(z)$ — расстояние между элементом и детектором, $\lambda_{THz} = 2\pi/\omega_p$, $v_c = 1$ ТГц — частота столкновений электронов с тяжелыми частицами⁵. $\tilde{E}(\gamma(z, \theta), z, t)$ обуславливает распределение интенсивности, описываемое соотношением (1) в случае отсутствия либо (2) в случае наличия внешнего электростатического поля. В выражении (3) первый экспоненциальный множитель $\exp(2\pi i(z + l(z))/\lambda_{THz})$ имеет максимум на оси в силу равенства оптических путей излучения, приходящего в точку с $\gamma = 0$ от каждого из участков dz : расстояние z проходит импульс лазера со скоростью c , а оставшееся до детектора расстояние $(L - z) + R$ с такой же скоростью (пренебрегаем дисперсией) проходит ТГц излучение малого участка, т.е. оптические пути ТГц излучения от всех элементов совместно с лазерным до детектора на оси, равны $L + R$ вне зависимости от текущей координаты z излучающего элемента. Второй экспоненциальный множитель $\exp(-v_c(t - z/\tilde{n}))$ связан с затуханием в результате неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами.

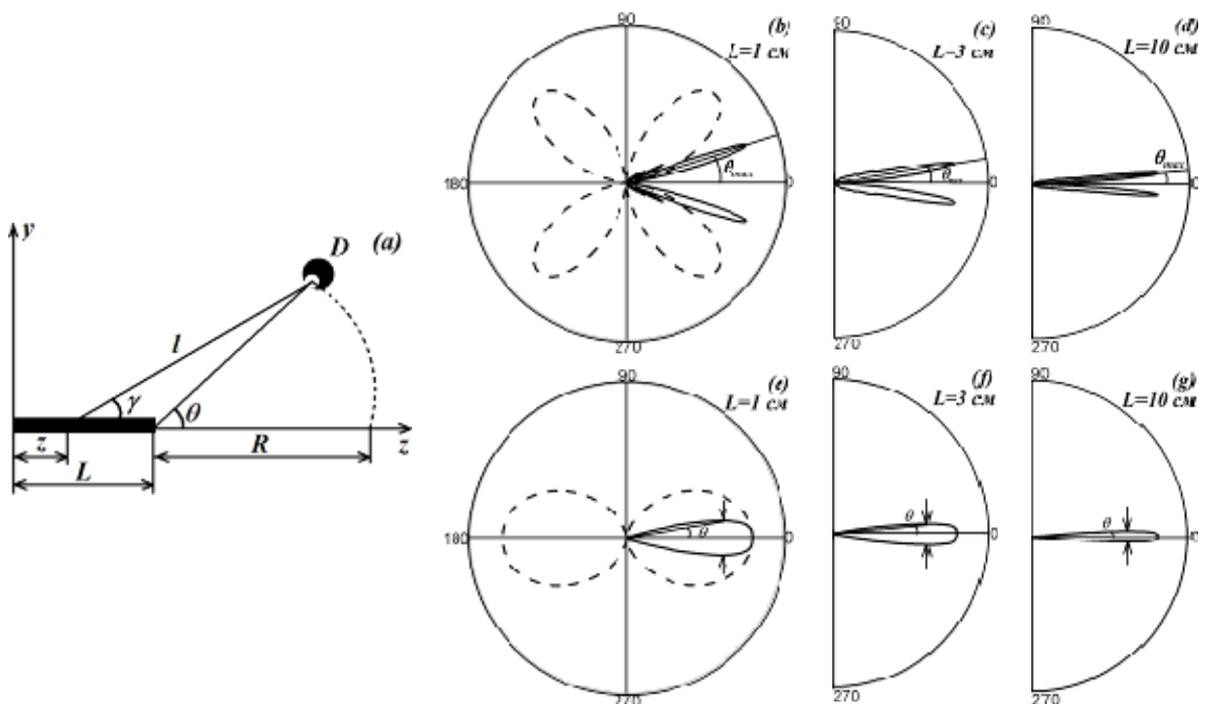


Рис. 1. (а) Схема интерференции излучения бесконечно малых элементов плазменного канала. L — длина филамента, z — положение излучающего участка dz , γ — угол между прямой, соединяющей этот участок и детектор D и осью z , l — расстояние между ними, R — фиксированное расстояние от D до конца канала, θ — угол между прямой, соединяющей конец канала и D , и осью z ; (б) — (д) диаграмма направленности ТГц излучения филамента (сплошная линия) длины $L = 1, 3, 10$ см и его малого элемента (штриховая линия) в отсутствие внешнего электростатического поля и при его наличии (е) — (г)

На рис. 1б — д сплошной кривой представлены диаграммы направленности $I(\theta)$ ТГц излучения плазменного канала в отсутствие внешнего поля для филаментов длиной $L = 1, 3$ и 10 см, соответствующие результатам экспериментов^{5, 6}: на оси филамента имеется минимум поля, а максимум достигается под углом $\theta_{\max} \sim 10^\circ$. Увеличение длины филамента приводит к уменьшению угла раствора конуса, причем

$$\theta_{\max} \propto \sqrt{\lambda/L} \quad (4)$$

Зависимость (4), представленная на рис.2а, соответствует результатам⁵.

Ввиду того, что $d_{fil} \ll \lambda_{THz}$, величина энергии дипольного излучения на порядки превышает энергию квадрупольного. Этим объясняется наблюдаемый в экспериментах^{7, 8} рост энергии ТГц излучения. На рис. 1е — г сплошной кривой показана диаграмма направленности $I(\theta)$ ТГц излучения филамента длиной $L = 1, 3$ и 10 см при наличии внешнего электростатического поля. Такое угловое распределение интенсивности ТГц излучения наблюдалось экспериментально в работе⁸. На рис.2б показана зависимость угла расходимости излучения, которая удовлетворительно описывается формулой (4).

Таким образом, построена диаграмма направленности ТГц эмиссии плазменного канала филамента в предположении квадрупольного или дипольного локального излучателя. Показано, что при филаментации в отсутствие внешнего электростатического поля ТГц излучение распространяется в конус, а при его наличии — преимущественно вперед. Угол расходимости в обоих случаях описывается соотношением (4). Рост энергии ТГц излучения при филаментации во внешнем поле

объясняется нарушением аксиальной симметрии плазменного канала, приводящим к появлению вклада дипольного излучения, доминирующего над квадрупольным.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 09-02-01200-а, 09-02-01522-а), гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-2213.2010.2 и Госконтракта (Роснаука) 02.740.11.0223.

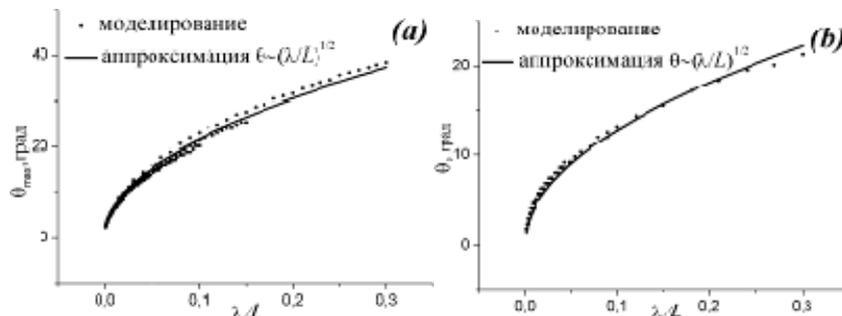


Рис.2. Зависимость угла расходимости ТГц излучения плазменного канала при филаментации в отсутствие внешнего поля (а) и при его наличии (б) от отношения длины волны ТГц излучения к длине филамента λ/L

1. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. *Квант. электрон.*, **39**, №3 (2009).
2. Kosareva O.G., Liu W., Panov N.A. et al., *Las. Phys.*, **19**, 1776 (2009).
3. Xie X., Dai J., Zhang X.-C., *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 075005 (2006).
4. Balakin A.V., Borodin A.V., Kotelnikov I.A., Shkurinov A.P. *JOSA B*, **27**, 16-26, (2010).
5. D'Amico C., Houard A., Akturk S. et al., *New Jour. Phys.*, **10**, 013015 (2008).
6. D'Amico C., Houard A., Franco M. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 235002 (2007).
7. Chen Y., Wang T., Marceau C. et al., *App. Phys. Lett.*, **95**, 101101 (2009).
8. Houard A., Liu Y., Prade B. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 255006 (2008).
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Теоретическая физика*, т.2, 236-259, (2003).
10. Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B. et al., *Phys. Rev. A* **70**, 033802 (2004).

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ СУБТГц И ТГц ДИАПАЗОНОВ ЧАСТОТ ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Собакинская Е.А., Черняева М.Б.

Учреждение Российской академии наук Институт физики микроструктур
РАН, Нижний Новгород, Россия

В докладе рассмотрены несколько вариантов реализации спектрометров ТГц частотного диапазона, работающих на эффектах свободно затухающей поляризации и быстрого прохождения частоты. Представлены результаты применения разработанных спектрометров для регистрации аммиака и оксида азота в выдыхаемом воздухе, а также промывочной жидкости – кустодиола.

Одним из объективных показателей, которые характеризуют физиологический ресурс организма, является состав выдыхаемого воздуха. В течение сотен лет он был предметом интереса медиков, так как еще со времен Гиппократа берет свое начало

диагностика различных заболеваний по его запаху. В настоящее время установлено, что выдох человека представляет собой многокомпонентную газовую смесь, в которой содержится до 600 различных соединений [1]. Данные вещества являются продуктами физиологических и биохимических процессов, происходящих в организме. Поэтому, на основе измерения концентрации веществ-маркеров в выдыхаемом воздухе, можно диагностировать целый ряд серьезных заболеваний.

Исследование выдыхаемого воздуха можно рассматривать как идеальный метод мониторинга, поскольку его осуществление не предполагает инвазивных вмешательств и может проводиться с любой кратностью, создавая возможности для подробного и тщательного изучения динамики физиологических процессов. Кроме того, исследование выдыхаемого воздуха дает возможность одновременно определять большое количество компонентов, характеризующих различные физиологические и патологические состояния [2].

Среди многообразия аппаратных методов анализа выдыхаемого воздуха наиболее перспективными оказываются спектроскопические методы [1], наибольший интерес среди которых вызывает спектроскопия ТГц и субТГц частотного диапазонов [3-5]. Этот интерес обусловлен многими хорошо известными причинами.

В ИФМ РАН в течение многих лет ведутся работы по развитию методов и средств нестационарной спектроскопии. Спектрометры, работающие на нестационарных эффектах - свободно затухающей поляризации, быстрого прохождения [3-5] обладают наилучшим приближением к теоретическому пределу чувствительности при разрешающей способности, ограниченной лишь доплер-эффектом, могут регистрировать быстротекающие (порядка нескольких микросекунд) процессы. Наибольшей чувствительностью обладает спектрометр с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения [3]. В ИФМ РАН разработано и реализовано семейство газовых спектрометров субТГц и ТГц частотных диапазонов, в качестве источника излучения которых использованы лампы обратной волны (субТГц частотный диапазон) или частотно - (или фазово) стабилизированный твердотельный генератор миллиметрового диапазона длин волн с умножителем частоты на полупроводниковых сверхрешетках (терагерцовый частотный диапазон) [3-6]. В данной работе мы представляем результаты применения нестационарных спектрометров субТГц и ТГц диапазонов для решения ряда задач неинвазивной медицинской диагностики:

1) Измерение концентрации NO непосредственно после сеанса лучевой терапии у пациентов с онкологическим заболеванием. Было проведено моделирование многокомпонентной газовой смеси – аналога выдыхаемого воздуха для выбора аналитических линий. Из-за присутствия в выдыхаемом воздухе молекул кислорода, обладающих сильной реакционной способностью, возникает необходимость изучения возможных реакций молекул-маркеров (NO, NH₃) с O₂. С применением метода ТГц спектроскопии проведен эксперимент по определению времени протекания реакции окисления NO [7]. На следующем этапе в клинических условиях были проведены исследования выдыхаемого воздуха у трех условно здоровых некурящих добровольцев и пациентов больных раком легкого. Отмечено практически полное отсутствие NO в выдыхаемом воздухе у здоровых лиц и появление данного вещества у онкологических больных. Проведенные предварительные измерения продемонстрировали возможности метода для определения концентрации NO, играющего важную роль в метаболизме, в выдыхаемом воздухе. В дальнейшем с целью повышения специфичности метода

предполагается поиск не только определенных маркеров, но и их комбинаций, что позволит более точно характеризовать конкретное патологическое состояние.

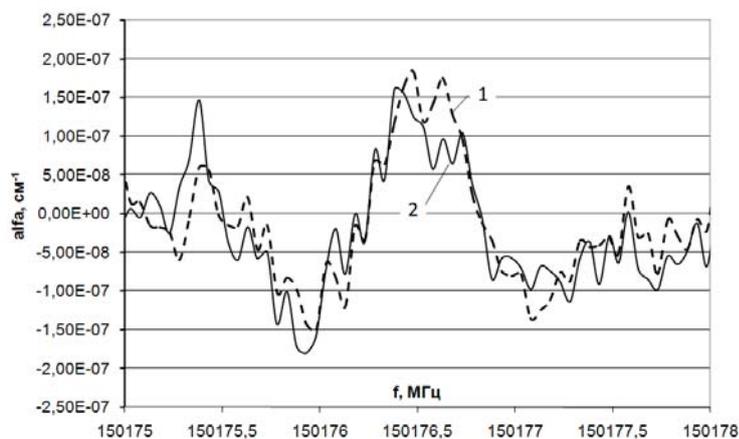


Рис. 1. Линии NO в образцах выдыхаемого воздуха двух онкологических больных.

2) Неинвазивная диагностика и контроль эффективности лечения гастродуоденальной патологии, обусловленной *Helicobacter pylori*, по уреазному дыхательному тесту.

В рамках этой работы производились измерения концентрации аммиака в выдыхаемом воздухе (скрининговый тест), так и в пробе воздуха, забираемой с помощью специального эндоскопического оборудования непосредственно из желудка. Последняя процедура ставит своей целью не просто подтверждение наличия в желудке микроорганизма, но и высокоточную диагностику локализации *Helicobacter*, что весьма важно для назначения лечения и прогноза заболевания. Измерения концентраций аммиака проводились в диапазонах 115-185 ГГц и 500-1200 ГГц, в том числе и в модельной многокомпонентной смеси – воздух + NH_3 с разными соотношениями концентраций компонентов. Также в клинических условиях были проведены исследования выдыхаемого воздуха у трех условно здоровых некурящих добровольцев с целью определения уровня концентрации аммиака здорового человека.

3) Диагностики диабета по наличию в выдохе человека ацетона. Проведены измерения линий поглощения ацетона (на частотах 132010,5 МГц, 614620,3 МГц) в многокомпонентной газовой смеси воздух – ацетон с разными концентрациями компонентов. Определен уровень концентрации ацетона на основе исследований выдыхаемого воздуха у трех условно здоровых некурящих добровольцев.

4) Изучение возможности неинвазивной диагностики жизнеспособности трансплантатов (паренхиматозных органов) по спектру промывочной жидкости кустодиола. Исследования проводились с помощью ИК Фурье- спектроскопии и нестационарной спектроскопии субТГц диапазона. Для удобства и повышения достоверности анализа измерения проводились в трех частотных диапазонах: 565-568 ГГц, 571- 572 ГГц и 573 – 574 ГГц. Целью этих работ было выявление роли воды в спектрах, а также обнаружение линий, которые могли бы служить маркерами состояния исследуемого органа. Во всех пробах кустодиола были обнаружены примеси $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, SO_2 , PO_2 . В результате исследований была обнаружена динамика изменения интенсивностей спектральных линий в зависимости от времени промыва. Проведенные предварительные измерения продемонстрировали возможности радиофизических методов для определения жизнеспособности трансплантатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 09-02-97039-р_поволжье_a, грант 10-08-01124-а.

1. Степанов Е.В., *Труды Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН*, **61**, 5-47, (2005).
2. Скрупский В.А., Научно-технический отчет. Институт Океанологии РАН, 75 с., (1994).
3. Vaks V.L., Brailovsky A.B., Khodos V.V., *Infrared & Millimeter Waves*, **20** (5), 883-896, (1999).
4. Vaks V.L., Khodos V.V., Spivak E.V., *Review of Scientific Instruments*, **70** (8), 3447-3453, (1999).
5. Khodos V.V., Ryndyk D.A., Vaks V.L., *Eur.Phys.J.Appl.Phys.*, **25**, 203, (2004).
6. Вакс В.Л., Панин А.Н., Басов С.А. и соавт., *Известия Вузов. Радиофизика*, **52** (7), 569-575, (2009).
7. Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Никифоров С.Д. и соавт., *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника*, **5**, 9-14, (2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЙ ОБЪЕКТ С МИНИМАЛЬНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ВОДЫ

Федоров В.И., Бахарев Г.Ф. *

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

* Сибирский НИИ механизации и электрификации сельского хозяйства СО
РАСХН, Краснообск, Россия

Терагерцовое излучение (субмиллиметровый лазер с оптической накачкой, 3,68 ТГц) элитных семян пшеницы вызывает укорочение периода раннего прорастания и последующее увеличение длины стебля и колоса, количества зёрен в колосе и содержания белка в зерне и не влияет на семена третьего сорта. Эффект имеет нетепловой характер.

Традиционно объяснение всех биологических эффектов терагерцового излучения сводится к поглощению его водой, содержащейся в биологическом объекте, с дальнейшим нагревом последнего. Однако механизм воздействия терагерцового излучения на любой биологический объект, по всей вероятности, не только и не столько нагревание. Ведь если имеет место микронагрев, то должно происходить и микроиспарение. При этом суммарный тепловой баланс может сместиться и в сторону охлаждения. Наряду с этим механизмом должны существовать специфические, присущие только этому диапазону и не связанные с нагревом процессы, поскольку здесь находятся значительная часть вращательных и коллективных колебательных переходов воды и многих биологически активных молекул, моды водородных связей и межмолекулярных взаимодействий. Для выявления такой специфики необходим соответствующий объект, изменение состояния которого, вызываемое терагерцовым излучением, не связано с нагревом.

Весьма подходящими для такого исследования объектами могут быть семена растений. Они характеризуются фиксированным исходным состоянием и только одним направлением изменения состояния: от покоя к периоду прорастания. Последний

процесс выражается в переходе клеток из высушенного состояния с очень низкой метаболической активностью к оводнённому, метаболически активному состоянию. При этом температура не является пусковым фактором прорастания семени. Исходная влажность сухих семян перед началом набухания составляет в среднем 10 %. Единственным пусковым фактором прорастания является поступление в семя воды. Кроме того, в отличие от других биообъектов, на поверхности семени отсутствует основной поглотитель терагерцового излучения – вода.

В данной работе исследовано влияние терагерцового излучения на семена пшеницы. Терагерцовое излучение (субмиллиметровый лазер с оптической накачкой, 3,68 ТГц, средняя мощность 20 мВт) вызывает укорочение продолжительности периода раннего прорастания элитных семян в зависимости от длительности облучения. После одночасового облучения прорастание семян происходило в срок 4-14 ч (средняя продолжительность 13 ч), после двухчасового – в срок 4,5-12 ч (средняя продолжительность 7 ч), после трёхчасового – в срок 2,5-16,5 ч (средняя продолжительность 9 ч). Необлучённые элитные семена прорастали в срок 7,5-19 ч (средняя продолжительность 14 ч). При облучении семян третьего сорта динамика периода раннего прорастания практически не отличалась от контрольной группы. Таким образом, определяющим фактором в реакции семян пшеницы на терагерцовое излучение оказался их генотип.

В пользу нетеплового характера воздействия свидетельствует несовпадение эффектов излучения у семян разных сортов, несмотря на то, что при облучении обоих сортов были сходные условия для формирования теплового фактора. Кроме того, при более длительном облучении (3 часа) выраженность эффекта была меньшей, чем при одно- и двухчасовом облучении. Во время облучения не было препятствия для теплоотдачи облучаемыми семенами. Известно, что повышение температуры выше оптимальной замедляет процесс раннего созревания семян¹. Однако в случае элитных семян наблюдается его ускорение, в случае семян третьего сорта длительность процесса не отличается от контрольной. Показано², что нагрев семян пшеницы нарушает баланс связанной и поступающей воды и приводит к резкому изменению устойчивости семян к различным внешним воздействиям. И, наконец, нагрев семян излучением лазера может вызвать тепловую денатурацию молекул белков и м-РНК, что неизбежно нарушит процесс гидратации. В данном случае этот процесс не нарушен, а только несколько ускорен.

Растения, выросшие из элитных облучённых семян, характеризовались достоверным увеличением по сравнению с контролем длины стебля и колоса, веса колоса, количества зёрен на один колос и повышенным содержанием белка в зерне. Помещение в грунт облученных семян третьего сорта к подобному эффекту не привело. Наблюдаемые изменения могут быть обусловлены влиянием терагерцового излучения на генетическую систему семян (индуцирование экспрессии генов) и конформацию белков, регулирующих поступление воды в семя.

1. E.H.Roberts, *Plants and Temperature*. Cambridge: Comp. Biol. Ltd, 109-132, (1988).
2. С.И.Аксенов, Н.А.Аскоченская, Е.А.Головина, *Физиол. растен.*, **24**, № 6, 1251-1260, (1977).

ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ МЕТОДОМ ТРЕХВОЛНОВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Ковалев С.П., Чехова М.В., Китаева Г.Х., Кузнецов К.А., Пенин А.Н.
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва,
Россия.

В работе развит метод определения коэффициентов поглощения нелинейно-оптических сред в терагерцовом диапазоне, не требующий привлечения источников и приемников терагерцовых волн. Метод трехволновой интерференции впервые реализован в терагерцовом диапазоне. Измерены дисперсии коэффициентов поглощения в области 1-3 ТГц кристаллов ниобата лития с различными концентрациями примеси магния.

В настоящее время одними из наиболее развитых методов генерации и детектирования терагерцового (ТГц) излучения являются методы основанные на принципах нелинейной оптики. Вследствие этого становятся актуальными сопутствующие задачи разработки методов спектроскопии нелинейных сред в данном диапазоне. Для измерения оптических свойств среды в терагерцовом диапазоне спектра обычно используют такие методы как Фурье-спектроскопия, временная терагерцовая и КАРС-спектроскопии. Однако они имеют ряд недостатков связанных с необходимостью внешних источников и приемников ТГц излучения и со сложностью их реализации. Спектроскопия рассеяния света на поляритонах является довольно простым в реализации методом измерения действительной части диэлектрической восприимчивости нелинейной среды в ИК диапазоне¹, основанным на измерении перестроенных кривых параметрического преобразования света в среде. Уширение формы линии рассеянного излучения несет информацию о поглощении холостых волн в среде. Однако, в случае измерения малых коэффициентов поглощения, фактор ограничения объема взаимодействия, связанный с конечными размерами образца и диаметра пучка излучения накачки, приводит к недопустимо высокому увеличению ошибки измерения. Для устранения влияния данного фактора в настоящей работе использовался метод рассеяния света на поляритонах в условиях трех волновой интерференции в терагерцовом диапазоне спектра. При этом исследовались спектры рассеяния в частотной области, соответствующей холостым волнам терагерцового диапазона спектра.

Рассеяние света на поляритонах может быть представлено как распад фотона накачки в нелинейной среде на пару фотонов: сигнальный и холостой. При этом частотно-угловой спектр сигнального излучения зависит от диэлектрической проницаемости исследуемой среды на частоте холостого излучения. Максимум сигнального излучения в пространстве углов определяется действительной частью диэлектрической проницаемости, полуширина – мнимой частью и фактором ограничения объема взаимодействия.

Явления трехволновой интерференции при спонтанном параметрическом рассеянии света были описаны в работах²⁻⁴. В частности, рассмотрено рассеяние света на поляритонах в условиях пространственно-неоднородного освещения нелинейной среды излучением накачки и интерференции сигнального излучения, рождающегося в различных областях кристалла^{3,4}. Было показано, что при этом видность интерференционной структуры угловой формы линии будет зависеть от поглощения на частоте холостого излучения. В нашем случае образец облучался несколькими

параллельными пучками накачки (N – число пучков) одинакового диаметра a , разнесенными на расстояние d . По измерению видности трехволновой интерференции на частоте сигнального излучения определялось поглощение кристалла на частоте холостого излучения. На Рис.1 приведены измеренные угловые спектры трехволновой интерференции в кристалле ниобата лития.

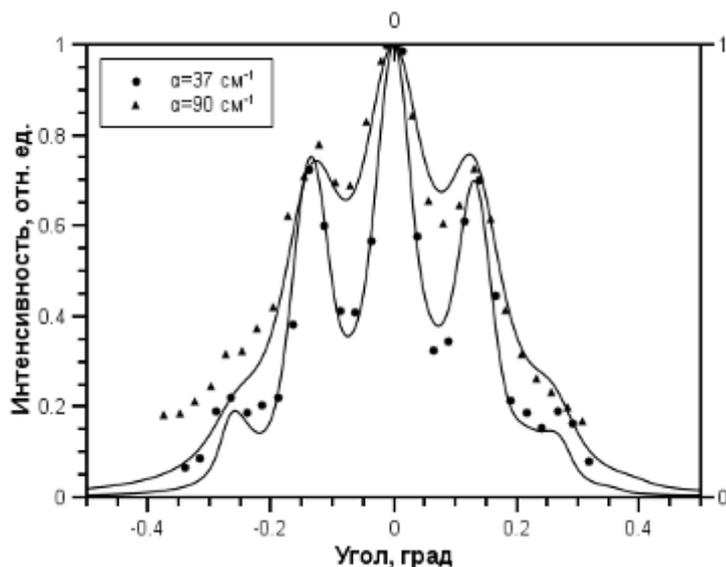


Рис.1 Угловые спектры трехволновой интерференции при различных коэффициентах поглощения на холостых частотах, $a=d=100$ μm , $N=5$

На Рис.2 представлена измеренная таким образом дисперсия коэффициента поглощения кристаллов ниобата лития (конгруэнтного состава) номинально чистого и с примесью Mg, в терагерцовом диапазоне спектра.

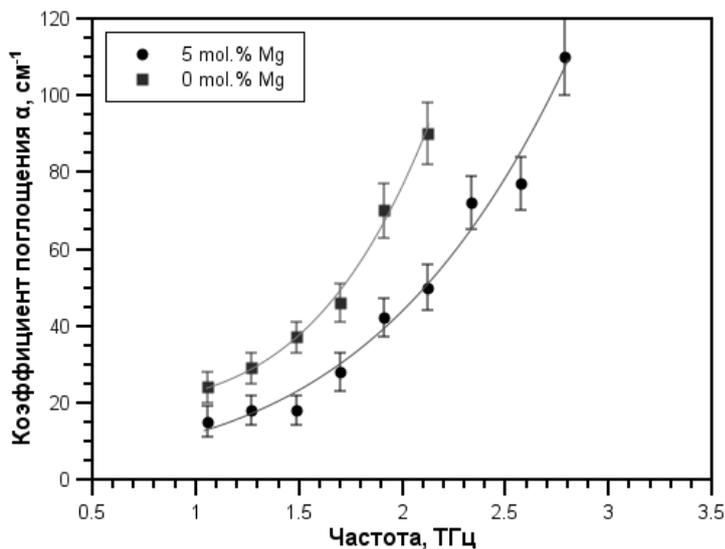


Рис.2 Дисперсия коэффициента поглощения кристаллов LiNbO_3 с различной концентрацией примеси магния

1. G.Kh. Kitaeva, A.N. Penin. Spontaneous parametric down-conversion. *JETP Letters*, **82**, p.388-394 (2005)

2. Г.Х. Китаева, А.В. Сергиенко, А.Н. Пенин. Интерференция нулевых флуктуаций электромагнитного вакуума и корреляция фотонов при параметрическом рассеянии света. *ДАН СССР, сер. Физика*, т. **293**, стр.848-850 (1987).
3. A.V. Burlakov, M.V. Chekhova, D.N. Klyshko, S.P.Kulik, A.N. Penin, Y.H. Shih, D.V. Strekalov. *Phys. Rev. A* **56**, 3214 (1997).
4. A.V. Burlakov, Yu.B. Mamaeva, A.N. Penin, M.V. Chekhova. *JETP*, **93**, p.55 (2001)

ТЕОРИЯ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ СКОШЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В КРИСТАЛЛАХ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Бодров С.Б.*, Бакунов М.И., Царев М.В.**, Машкович Е.А.****

* Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

** Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Разработана теория генерации терагерцового излучения лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности в электрооптических кристаллах конечной толщины. Рассчитаны оптимальные параметры лазерного излучения при генерации в кристаллах GaAs и LiNbO₃.

Оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических средах - широко используемый метод генерации терагерцового излучения. Эффективность оптико-терагерцовой конверсии существенно зависит от параметров электрооптической среды, таких как, ее нелинейный коэффициент, степень близости групповой скорости лазерного импульса накачки к фазовой скорости генерируемого терагерцового излучения, величины многофотонного поглощения лазерного излучения, а также линейного поглощения в терагерцовом диапазоне частот. В материалах с высоким нелинейным коэффициентом и малым двухфотонным поглощением, как LiNbO₃, групповая скорость лазерного импульса в несколько раз превышает максимальную фазовую скорость терагерцовых волн. Для достижения синхронизованного режима конверсии в таких материалах применяют лазерные импульсы, у которых фронт интенсивности наклонен (скошен) по отношению к фазовым фронтам¹. С помощью данного метода достигнуты высокие (~10⁻³) значения эффективности конверсии при выпрямлении импульсов Ti:sapphire лазера в LiNbO₃².

Недавно была разработана теория, описывающая стационарную генерацию терагерцового излучения лазерным импульсом со скошенным фронтом интенсивности в безграничном кристалле, а также выход излучения из кристалла в вакуум³. Данная теория, очевидно, применима лишь к достаточно толстым кристаллам – с толщиной, превышающей длину затухания переходного излучения от входной грани кристалла. Для более тонких кристаллов необходим учет переходного излучения⁴. Такой учет и проведен в данной работе. Исследована генерация терагерцового излучения в кристалле GaAs фемтосекундными импульсами на длине волны 1.8 мкм и в охлажденном до 10 К кристалле LiNbO₃ импульсами на длине волны 0,8 мкм.

Рассматривается модель двумерного (бесконечного вдоль оси z) лазерного импульса, распространяющегося вдоль оси x в электрооптическом кристалле ($x > 0$). Фронт интенсивности импульса наклонен к фазовым фронтам под углом α (рис. 1).

В пределе планарного (бесконечного как вдоль оси z , так и вдоль оси y) лазерного импульса динамика формирования терагерцового поля аналогична случаю обыкновенного лазерного импульса⁴. Различие заключается в задержке динамики развития терагерцового поля в случае скошенного импульса. Время задержки пропорционально координате y (рис. 1(а)). В зависимости от α , можно выделить два режима генерации. При $\alpha < \alpha_0$, где α_0 – критический угол³, динамика формирования поля определяется «длиной разбегания» L_w , а при $\alpha > \alpha_0$ – «длиной формирования» L_b . В области $0 < x < L_b$ (L_w) растет амплитуда терагерцового импульса, при этом его длительность не меняется. В области $x > L_b$ (L_w) амплитуда поля почти не меняется, но увеличивается длительность импульса.

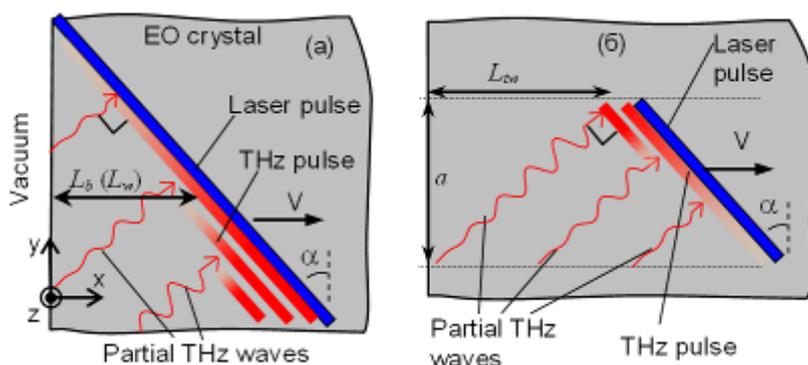


Рис. 1. Схема формирования терагерцового поля для планарного лазерного импульса (а) и импульса конечной ширины (б).

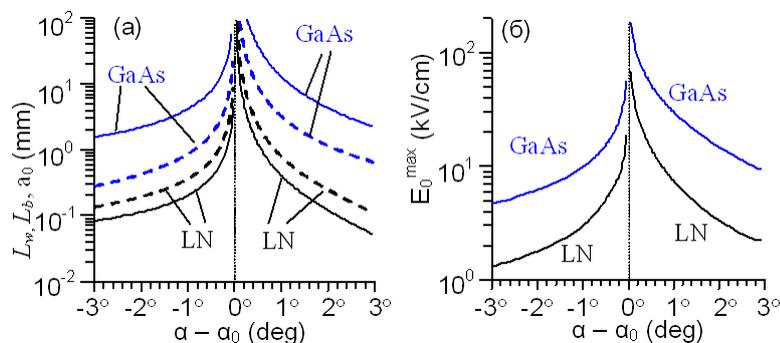


Рис. 2. (а) Сплошные кривые – L_w (для $\alpha < \alpha_0$) и L_b (для $\alpha > \alpha_0$). Пунктирные кривые – a_0 . (б) E_0^{\max} . Интенсивность лазерного импульса 1 ГВт/см².

Для скошенного лазерного импульса, обладающего конечным поперечным размером a (рис. 1(б)), мы ввели «поперечную длину разбегания» $L_{tw} = a/\sin\alpha$, как дистанцию, на которой парциальные терагерцовые волны, излученные из нижней точки оптического импульса, достигают верхнюю точку. Можно сказать, что L_{tw} определяет максимальную длину взаимодействия парциальных терагерцовых волн с оптическим импульсом. Очевидно, что для достижения максимального терагерцового поля необходимо, чтобы $L_{tw} > L_b$ (L_w), т.е. поперечный размер лазерного пучка должен быть больше $a_0 = L_b \sin\alpha$ ($L_w \sin\alpha$).

На рис. 2 показаны зависимости L_b , L_w , a_0 и максимального значения терагерцового поля E_0^{\max} от угла скоса α для кристалла GaAs при накачке 1.8 мкм излучением волоконного фемтосекундного лазера ($\alpha_0 = 12.9^\circ$) и кристалла LiNbO₃ при

накачке 0.8 мкм излучением Ti:Sapphire лазера ($\alpha_0 = 61.9^\circ$). Существенно, что, несмотря на меньшее значение нелинейного коэффициента (в 2.5 раза), кристалл GaAs обеспечивает большое терагерцовое поле, чем LiNbO₃. Этот эффект объясняется большим значением L_b (L_w) в кристалле GaAs. Как показывают наши расчеты, при накачке GaAs лазерным импульсом с энергией 10 мкДж, можно добиться эффективности оптико-терагерцовой конверсии ~0.1%, что находится на рекордном уровне эффективности современных схем терагерцовой генерации.

Работа выполнена при поддержке граната Президента РФ МК-4506.2010.2, программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы, а также грантов РФФИ 08-02-92216 и 10-02-00476.

1. J. Hebling, G. Almási, I. Kozma, J. Kuhl, *Opt. Express*, **10**, 1161-1166 (2002).
2. G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, J.-P. Wolf, *Opt. Lett.*, **33**, 2497-2499 (2008).
3. M.I. Bakunov, S.B. Bodrov, M.V. Tsarev, *J. Appl. Phys.*, **104**, 073105 (2008).
4. M.I. Bakunov, S.B. Bodrov, A.V. Maslov, M. Hangyo, *Phys. Rev. B.*, **76**, 085346 (2007).

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ ОДНОФОТОННЫЙ ДЕТЕКТОР ВИДИМОГО И ИК ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ УЛЬТРАТОНКОЙ NbN ПЛЕНКИ

**Тархов М.А. **, Елезов М.С. *, Ан П.П. **, Кордакова А.И. *,
Воронов Б.М. *, Гольцман Г.Н. ***

* Московский Педагогический Государственный Университет, Москва,
Россия

** ЗАО «СКОНТЕЛ», Москва, Россия.

В настоящей работе мы представляем сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD – Superconducting Single Photon Detector) ближнего и среднего ИК диапазона. На сегодняшний день счетчики фотонов требуются во многих направлениях современной науки и техники (физике, медицине, астрофизике, и т. д.). Сверхпроводниковые однофотонные детекторы отличаются от полупроводниковых APDs (Avalanche Photo Diodes) своими параметрами, а именно низкими шумами, высокой чувствительностью, высоким быстродействием, и широким динамическим диапазоном. SSPD активно применяются¹ в квантово-криптографических системах связи, системах LIDAR, тестерах СБИС и др.

В основе детектирования одиночных фотонов сверхпроводниковыми наноструктурами лежит принцип локального разогрева электронной подсистемы сверхпроводника при поглощении фотона. Наблюдалось, что при протекании тока близкого к критическому через узкую полосу шириной ~100нм сформированную из ультратонкой сверхпроводящей пленки толщиной порядка нескольких нанометров, может наблюдаться эффект детектирования фотонов ИК излучения. На рисунке 1. схематически представлен механизм детектирования одиночных фотонов элементом сверхпроводящей узкой и тонкой полоски.

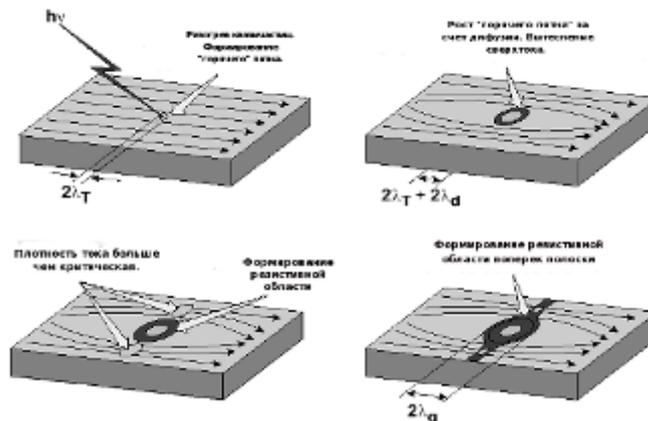


Рис. 1. Схематическое изображение механизма детектирования одиночных фотонов элементом сверхпроводящей полоски.

При попадании единичного фотона энергией $h\nu$ в какую-то часть сверхпроводящей полоски происходит поглощение этой энергии куперовской парой с энергией связи Δ . Так как величина энергетической щели составляет порядка нескольких мэВ, а энергия ИК фотона ~ 1 эВ то практически вся энергия кванта поглощается одним электроном из куперовской пары. За счет электрон-электронного взаимодействия его энергия затем перераспределяется между квазичастицами, которые в свою очередь рассеивают энергию на фононах, в результате чего в месте попадания фотона образуется область подавленной сверхпроводимости, «горячие пятно»². Рост «горячего пятна» обусловлен диффузией квазичастиц. В результате возникновения «горячего пятна» сверхток вынужден обтекать область подавленной сверхпроводимости (см. рис 1.). При обтекании сверхтоком «горячего пятна», образуются области, в которых плотность тока становится большей чем критическая плотность тока (за счет уменьшения сечения канала проводимости), что приводит к возникновению резистивного барьера поперек полоски. Дальнейшая динамика резистивного барьера определяется соотношением мощностей теплопритока (Джоулев разогрев) и теплоотвода (уход энергии в подложку). Возникновение резистивного барьера приводит к тому, что на концах полоски возникнет некоторое напряжение которое является откликом на поглощенный фотон.

Однофотонные сверхпроводниковые детекторы изготавливаются из ультратонкой пленки NbN толщиной 3.5-4 нм, осажденной методом реактивного магнетронного распыления в атмосфере аргона и азота на подложку. В качестве подложек используются пластины из сапфира двухсторонней полировки, толщиной 300-350 мкм, что обусловлено тем, что сапфир пропускает ближнее ИК излучение, а толщина подложек обеспечивает их механическую прочность. На рисунке 2 представлена топология чипа, в центре которого расположен чувствительный элемент, который согласован со стандартной пятидесятиомной копланарной линией. Чувствительный элемент SSPD выполнен в виде меандра, покрывающего площадку 10×10 мкм², общей длиной ~ 500 мкм (см. вставку рис 2.). Формирование меандра осуществляется методом прямой электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением в SF₆³. В такой структуре достигается высокая плотность тока $\sim 10^7$ А/см², и критическая температура близкая к объемному сверхпроводнику ~ 11 К, что показывает высокое качество структуры.

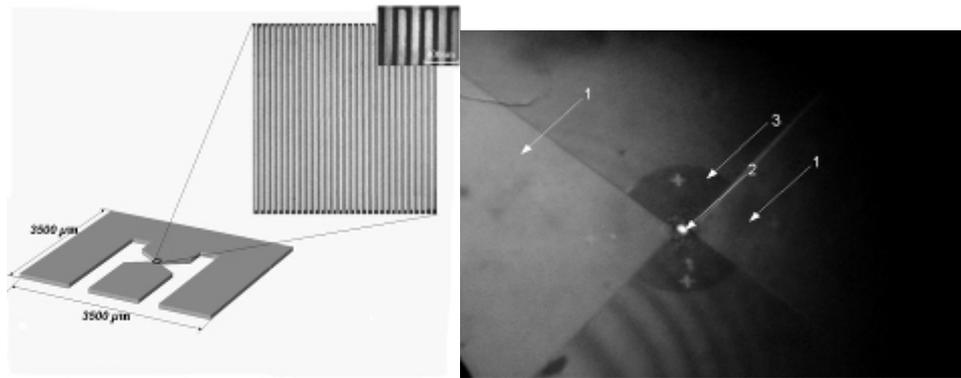


Рис. 2. Чип SSPD и топология чувствительного элемента (левая часть рисунка). Фотография микросовмещения чувствительного элемента SSPD с одномодовым волокном (правая часть рисунка). Цифрами обозначены: 1 - контактные площадки образца, 2 - подсвеченный лазером кор световода, 3 - феррула световода.

Размер меандра $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ выбран с учетом наилучшего оптического согласования с кором (светонесущей жилой $d \sim 10 \text{ мкм}^2$) одномодового волокна, при этом эффективность согласования близка к единице. На рисунке 2 (правая часть) представлена фотография микросовмещения чувствительного элемента SSPD с одномодовым волокном.

Квантовая эффективность SSPD рассчитывается согласно формуле: $QE = N_{\text{det}} / N_{\text{inc}}$, где N_{det} - количество срабатываний, N_{inc} - количество падающих фотонов. На рисунке 3. представлена зависимость квантовой эффективности и скорости темнового счета от тока смещения для различных длин волн при температуре $T = 4.2 \text{ K}$. Природа темновых отчетов, то есть срабатываний детектора при полной экранировке излучения, носит флуктуационный характер⁴.

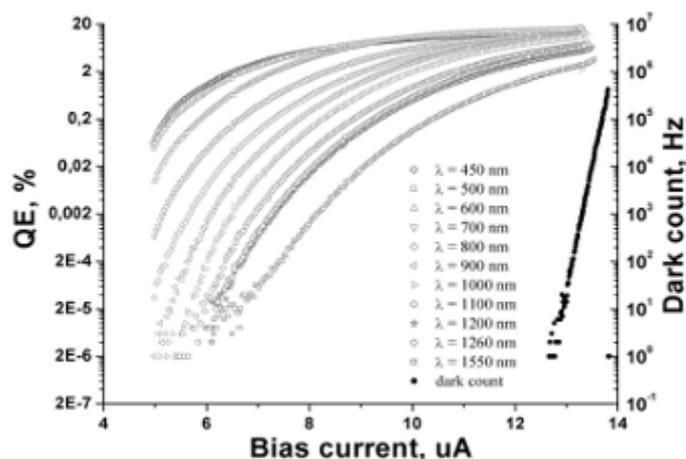


Рис. 3. Зависимость квантовой эффективности и скорости темнового счета от тока смещения для разных длин волн при температуре $T = 4.2 \text{ K}$

Для лучших образцов квантовая эффективность в диапазоне длин волн от 0,4 до 1,3 мкм достигает 30% при темновых срабатываниях порядка нескольких отсчетов в секунду. Значение эффективности в 30% определяется коэффициентом поглощения пленки при толщине в 3,5-4 нм. Однофотонный сверхпроводниковый детектор обладает высокой квантовой эффективностью, низкими собственными шумами и высоким быстродействием⁵.

1. R.M. Gagliardi and S. Karp, *Optical Communications*, Wiley, New York (1976); J.R. Pierce, *IEEE Trans. Commun.*, **COM-26**, pp. 1819-1821 (1978).
2. G. N. Gol'tsman, et. All., «Picosecond superconducting single-photon optical detector», *Appl. Phys. Lett.*, **VOLUME 79**, NUMBER 6, 2001.
3. G. N. Gol'tsman, et.all., "Fabrication of Nanostructured Superconducting Single-Photon Detectors", *IEEE APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, **VOL. 13**, NO. 2, JUNE 2003.
4. Engel, et. All., "Dark counts of a superconducting single-photon detector", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **520** (2004) 32–35.
5. M. Tarkhov, et. All., "Ultrafast reset time of superconducting single photon detectors", *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 241112, 2008

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ЛЕГИРОВАННЫЙ СЕРОЙ КРЕМНИЙ КАК ВОЗМОЖНАЯ АКТИВНАЯ СРЕДА ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Астров Ю.А., Лодыгин А.Н., Порцель Л.М., Шуман В.Б.
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург, Россия

Исследуется диффузионное введение серы в монокристаллический кремний из газовой фазы. Показано, что кристаллы могут быть легированы глубокими донорными центрами – как одноатомными, так и двухатомными – при концентрациях, которые близки к оптимальным для достижения лазерного эффекта в терагерцовой области спектра.

Кремниевые приборы широко используются для приема оптических сигналов; построение же источников излучения на основе кремния остается проблемой. В недавней работе¹ сообщается о наблюдении на инжекционной кремниевой структуре стимулированного излучения в области собственных переходов материала. В работах²⁻⁴ сообщается о наблюдении стимулированного излучения в терагерцовой области частот из объемных образцов кремния, легированных мелкими донорами. Эффект изучался в условиях оптической накачки материала, при этом порог генерации минимален при концентрации доноров $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Эти исследования показали, таким образом, что ансамбль примесных состояний кремниевой матрицы может служить в качестве подсистемы кристалла, способной формировать когерентное излучение.

Представляет интерес получение лазерного излучения с использованием также других примесных центров в кремнии, что позволило бы расширить область частот, генерируемых кремниевыми кристаллами. Представляется перспективным в этой связи изучение кремния, легированного глубокими донорами, такими как сера. Известно, что введение серы в кремний дает ряд донорных центров, среди них одноатомные (S), двухатомные (S₂), а также более сложные. Эти центры характеризуются различным энергетическим спектром⁵, что дает надежду на использование серы для получения лазерной генерации в терагерцовой и инфракрасной областях. Вместе с тем, в литературе отсутствуют данные относительно технологии легирования кремния серой, которая позволяла бы получать кристаллы с заданными концентрациями тех или иных центров.

В настоящей работе изучается эффект высокотемпературного легирования кремния серой при ее введении в кристаллы из газовой фазы. В качестве исходного материала использовались образцы *p*-типа с величиной удельного сопротивления $\sim 10^4 \text{ }\Omega\cdot\text{см}$, полученные методом зонной плавки. Диффузия проводилась при температуре $T_{\text{дифф}} = 1200 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 24 часов, что было достаточно для сравнительно однородного легирования образцов толщиной $\sim 1 \text{ мм}$. После проведения диффузии ампула с образцами охлаждалась на воздухе. Изучалась эффективность введения центров серы в зависимости от давления ее пара P_s в процессе диффузии; величина P_s определялась массой навески серы. Расчет необходимого количества вещества диффузанта проводился в предположении идеального одноатомного газа.

Чтобы охарактеризовать результат легирования, измерялся эффект Холла образцов в температурном диапазоне 78–500 К. На Рис. 1 с помощью символов показаны примеры полученных зависимостей концентрации свободных электронов n от температуры для различных значений P_s . Видно, что величина P_s сильно влияет на характер холловских кривых.

Энергия ионизации и концентрация введенных центров серы определялись путем подгонки расчетных температурных зависимостей n к экспериментальным данным. Для расчета теоретических кривых использовалась равновесная модель заполнения состояний полупроводника электронами, которая включает двойные доноры (атомарные и молекулярные центры серы), более мелкие доноры, связанные с введением серы в кристалл, и акцепторные состояния. Полагалось, что концентрация последних определяется разностной концентрацией мелких акцепторов и доноров исходного (до легирования серой) кристалла. Подгонка теоретической кривой к набору экспериментальных точек осуществлялась путем варьирования энергиями ионизации и концентрациями уровней.

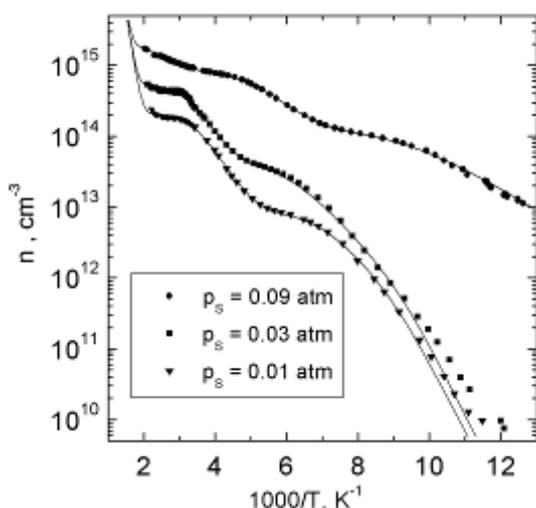


Рис. 1.

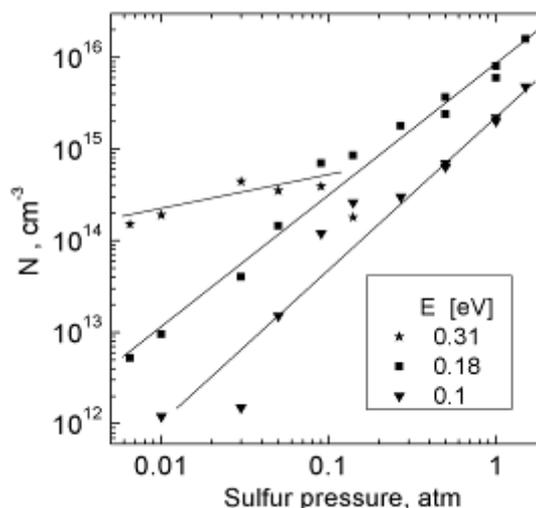


Рис. 2.

С применением описанной процедуры исследовался эффект легирования кремния серой в диапазоне $P_s = 6.5 \times 10^{-3} - 1.5$ атм. На Рис. 2 показаны зависимости концентрации N различных центров серы от давления пара серы в процессе диффузии: состояний одноатомных центров S (энергия 0.31 eV), двухатомных центров S_2 (энергия 0.18 eV), а также мелких S-обусловленных центров с энергией 0.1 eV. Отметим, что концентрации центров определялись исходя из наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных зависимостей $n(T)$. На Рис. 1 сплошными линиями показаны теоретические зависимости $n(T)$, которые иллюстрируют результаты обработки экспериментальных данных для трех значений P_s .

Данные Рис. 2 свидетельствуют, что для малых величин P_s концентрация серы в атомарном виде существенно выше плотности как молекулярных состояний, так и более мелких доноров. При высоких значениях P_s ($P_s \geq 0.1$ атм) сера в кристаллах находится преимущественно в состояниях молекулярных центров. Предварительные исследования показывают также, что содержанием центров серы можно дополнительно управлять пост-диффузионной термообработкой кристаллов.

Данные проведенного исследования показывают, таким образом, что с использованием технологии легирования кремния серой из газовой фазы можно изготавливать образцы, перспективные для наблюдения стимулированного излучения в длинноволновой области спектра. На эту возможность указывает то обстоятельство, что при надлежащем выборе условий легирования достигаются концентрации одноатомных и двухатомных глубоких донорных состояний серы порядка 10^{15} см^{-3} . Такая величина соответствует концентрации мелких доноров в кремниевых структурах, которая оптимальна для генерации стимулированного излучения терагерцового диапазона⁴.

Авторы благодарят С.Г. Павлова за инициирование настоящих исследований. Работа частично поддержана Грантом ведущих научных школ (Грант 3306.2010.2).

1. S. Saito, Y. Suwa, H. Arimoto, N. Sakuma, D. Hisamoto, H. Uchiyama, J. Yamamoto, T. Sakamizu, T. Mine, S. Kimura, T. Sugawara, M. Aoki, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 241101 (2009).
2. 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).
3. S.G. Pavlov, U. Böttger, J.N. Hovenier, N.V. Abrosimov, H. Riemann, R.Kh. Zhukavin, V.N. Shastin, B. Redlich, A.F.G. van der Meer, H.-W. Hübers, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 171112 (2009).
4. S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, U. Böttger, R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, V.N. Shastin, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **15**, 925 (2009).
5. E. Janzén, R. Stedman, G. Grossmann, H.G. Grimmeiss, *Phys. Rev. B* **29**, 1907 (1984).

**TERAHERTZ RESPONSE OF SILICON FIELD EFFECT
TRANSISTORS IN SPIN RESONANCE CONDITIONS**
**Videlier H., Dyakonova N., Teppe F., Knap W., Lusakowski* J.,
Grabiec** P.**

UMR5650, Université Montpellier 2 and CNRS, 34095 Montpellier, France

*Institute of Experimental Physics, Warsaw University, Warsaw, Poland

**Institute of Electron Technology Warsaw Poland

Sub-Terahertz photovoltaic response of Silicon MOSFETs exhibits a structure close to the electron spin resonance condition. The work presents the experimental studies to elucidate the origin of the observed signal.

Photoresponse to sub-terahertz and Terahertz (THz) radiations in Silicon Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistors (Si-MOSFETs) has been studied previously [1-3]. The photovoltaic response dependences on the gate length and the gate bias were in good agreement with the Dyakonov-Shur plasma wave detection theory [4]. The detection signal results from the rectification of high frequency currents induced by the incident radiation in the transistor channel.

In this work we have studied the effect of high magnetic field on the Si-MOSFETs photovoltaic response subjected to sub-terahertz radiation.

Si MOSFET structures used in our study had gate length and width respectively, $L_g = 10 \mu\text{m}$ and $W_g = 5 \mu\text{m}$. The transistor was placed at the centre of a superconducting coil and

cooled by a helium exchange gas. Sub-Terahertz radiation in the range 185 - 300 GHz was brought from a Backward Wave Oscillator source and a Gunn Diode to the transistor through a light-pipes system. The photovoltaic signal, ΔU , was measured between source and drain contacts using a standard lock-in technique. The magnetic field was in the range 0-16T.

We observed a very well pronounced structure shifting linearly to higher magnetic fields with increasing incident frequency. The shift of this structure could be well described by equation $f = g\mu_B B / h$ where $g = 2$. This result indicates a possible link between the observed structures in the photovoltaic response and a spin related phenomenon.

The effect has been studied as a function of different parameters as temperature, radiation intensity and applied source-drain current in order to provide experimental data allowing for identification of the physical origin of the observed signals.

1. R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga, D. Coquillat, W. Knap, Y. M. Meziani, C. Gallon, F. Boeuf, T. Skotnicki, C. Fenouillet-Beranger, D. K. Maude, S. Rumyantsev and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.*, 89, 253511, 2006
2. W. Knap, F. Teppe, Y. Meziani, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 85 (4), 675-677, 2004
3. W. Stillman, M.S. Shur, D. Veksler, S. Rumyantsev and F. Guarin, *Electr. Lett.*, Vol. 43 No. 7, 2007
4. M. Dyakonov and M. Shur., *IEEE Trans. on El. Dev.*, 43(3), 380-387, 1996

БЛИЖНЕПОЛЬНЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ЗОНДЫ НА ОСНОВЕ КОАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР

Денисюк А.И., Наумов А.В.

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

В работе исследуется возможность применения сужающихся коаксиальных структур металл-диэлектрик-металл в качестве ближнепольных терагерцовых зондов. Данные структуры поддерживают распространение поверхностных электромагнитных волн терагерцового диапазона, при сужении структуры поле сжимается до субволновых размеров.

Терагерцовая (ТГц) спектроскопия активно применяется для исследования полупроводников и биологических объектов. Примечательно, что благодаря малой энергии фотонов ТГц излучение не повреждает объекты, что особенно важно при исследовании биологических тканей *in vivo* [1]. Существенной проблемой ТГц технологий является большая длина волны излучения и, следовательно, ограничение разрешения получаемых изображений вследствие дифракционного предела. Из-за этого на ТГц частотах невозможно прямое исследование компонентов нанoeлектроники или малых биологических объектов.

Проблема преодоления дифракционного предела в ТГц области может быть решена с помощью ближнепольной микроскопии. При этом важной задачей является разработка зондов, способных концентрировать ТГц излучение в область с размерами много меньше длины волны. При создании данных зондов может использоваться явление прохождения электромагнитного излучения через субволновую диафрагму [2] или явление локализации ЭМ излучения между заостренным металлическим стержнем и исследуемой поверхностью [3]. Хотя используя такие методы можно достичь

субволновой фокусировки ТГц излучения в ближней зоне, эффективность таких зондов мала. Это представляет некоторые трудности, учитывая, что современные ТГц источники обладают малой мощностью. Кроме того в случае использования заостренных металлических стержней требуется специальное оборудование чтобы выделить информацию о ближнеполюсных свойствах образца на фоне общего ТГц излучения рассеянного зондом.

Поэтому в настоящее время проводится поиск альтернативных конструкций зондов способных эффективно концентрировать ТГц излучение в субволновую область. Одним из примеров такой конструкции является сужающаяся коаксиальная структура металл-диэлектрик-металл, которая теоретически исследовалась в работе [4].

В данной работе теоретическими и экспериментальными методами исследуется возможность создания зондов на основе коаксиальных структур. На Рис. 1 представлены результаты численного моделирования электродинамики зонда, на основе коаксиальной структуры состоящей из металлического стержня и металлического конуса, разделенных слоем диэлектрика (вакуума или воздух). Расчет выполнен с помощью метода конечных разностей во временной области в программе МЕЕР. Один из концов стержня расположен вблизи источника ТГц излучения, размер которого составляет 100 мкм. Таким источником может быть, например, фотопроводящая антенна, однако для упрощения расчетов принято, что источник испускает непрерывную волну с поляризацией E_z и частотой 1 ТГц ($\lambda = 300$ мкм). В таком случае ТГц волна испущенная источником распространяется вдоль металлического стержня в виде поверхностных электромагнитных волн с радиальной симметрией. При сужении стержня и конуса ТГц электромагнитное поле сжимается, а амплитуда увеличивается, вследствие ограничения размера волновода вплоть до апертуры размером 10 мкм ($1/30$ длины волны). Таким образом, данный зонд концентрирует ТГц излучение в субволновую область.

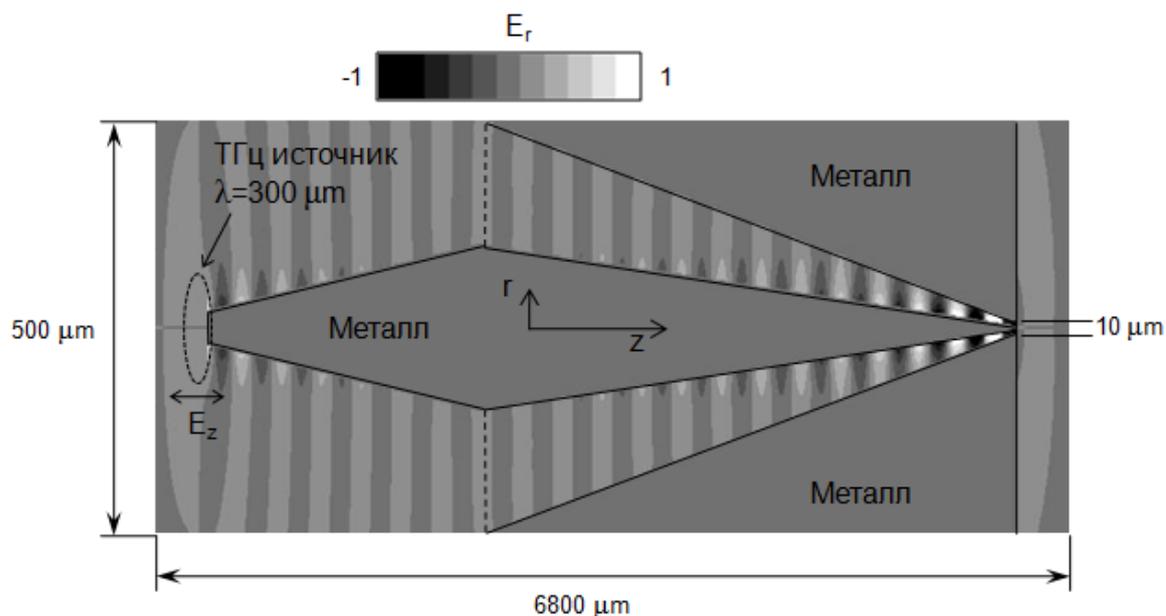


Рис. 1. Распределение радиальной компоненты поля E_r ТГц волны распространяющейся по зонду на основе коаксиальной структуры. При сужении структуры ТГц поле сжимается вплоть до апертуры размером 10 мкм, которая определяет разрешение зонда. Шкала по осям r и z различна.

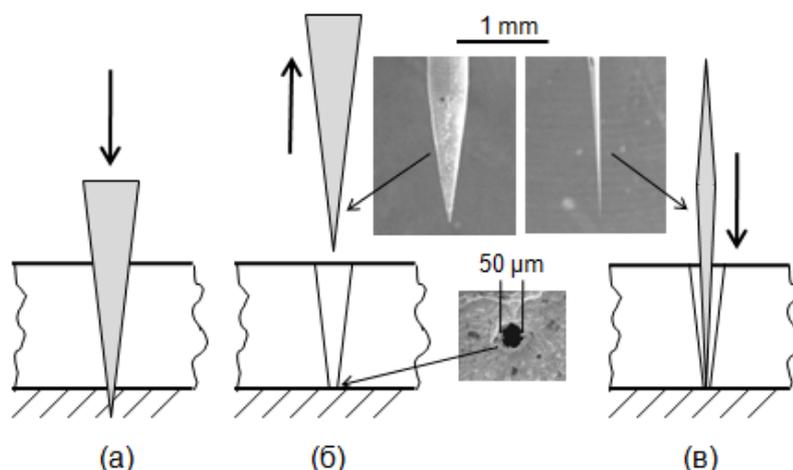


Рис. 2. Иллюстрация метода получения сужающейся коаксиальной структуры. (а) Заостренный вольфрамовый стержень погружается в расплавленное олово. (б) После затвердевания олова в нем остается отпечаток стержня - металлический конус с диаметром на выходе 50 мкм (размер апертуры зонда). (в) Внутри конуса помещается более тонкое вольфрамовое острие.

Исследуемые коаксиальные ТГц зонды могут быть созданы достаточно простым способом (Рис. 2). Заостренный вольфрамовый стержень (полученный из проволоки диаметром 500 мкм электрохимической заточкой) погружается в расплавленное олово. После затвердевания олова в нем остается отпечаток стержня - металлический конус с диаметром на выходе 50 мкм (размер апертуры зонда). Затем внутрь конуса помещается более тонкое вольфрамовое острие, полученное путем электрохимической заточки проволоки диаметром 200 мкм.

Работа выполнена в рамках реализации и при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (ГК № П1285). Автор выражает благодарность коллективу разработчиков свободно-распространяемой программы МЕЕР для расчета электродинамики.

1. M. Tonouchi, *Nat. Photon.*, **1**, 97–105, (2007).
2. O. Mitrofanov, M. Lee, J. W. P. Hsu, I. Brener, R. Harel, J. F. Federici, J. D. Wynn, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **7**, N4, 600–607, (2001).
3. G. C. Cho, H.-T. Chen, S. Kraatz, N. Karpowicz, R. Kersting, *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, S286–S292, (2005).
4. Rusina, M. Durach, K. A. Nelson, M. I. Stockman, *Optics Express*, **16**, 18576, (2008).

ПРИМЕНЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В АЛЬБУМИНЕ

**Погодин А.С., Федоров В.И., Беспалов В.Г.*, Путилин С.Э.*,
Смолянская О.А.*, Грачев Я.В.*, Козлов С.А.***

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Облучение импульсным широкополосным терагерцовым лазером (0,05–1,3 ТГц) лиофилизированного альбумина индуцирует конформационный переход в молекуле белка, характеризующийся увеличением поглощения излучения амидными связями и уменьшением дисульфидными связями. Облучение непрерывным лазером при частотах 1,15 и 3,68 ТГц индуцирует увеличение поглощения излучения обоими типами связей.

Одним из важнейших направлений биофизики является исследование действия электромагнитного излучения (ЭМИ) на биологические объекты. В настоящее время в этом плане заметно возрос интерес к исследованию терагерцового (ТГц) диапазона ЭМИ, что в значительной мере объясняется появлением различных более или менее доступных для исследователей источников этого излучения. В отдельных работах уже показано влияние ТГц излучения определенных частот на биологические объекты различного уровня – от организменного до молекулярного¹. С развитием фемтосекундной лазерной техники, обеспечивающей генерацию мощных лазерных импульсов малой длительности, появилась возможность получения сравнительно широкополосного (от десятых долей до нескольких ТГц) ТГц излучения в импульсном режиме с приемлемыми для биофизических исследований энергетическими характеристиками.

Настоящая работа является одной из первых (если не первой) попыток оценки действия широкополосного ТГц лазерного излучения на транспортный белок крови альбумин. Для получения такого излучения использовалась разработанная ранее экспериментальная установка² на основе титан-сапфирового лазера, генерирующего импульсы 45 фс на частоте 375 ТГц (800 нм) с частотой следования 80 МГц и мощностью 50 мВт. При облучении фемтосекундным лазером кристалла арсенида индия было получено ТГц импульсное излучение с характеристиками: мощность в импульсе 750 мкВт, длительность импульса 2,5 пс, частота следования импульсов 80 МГц (скважность 12,5 нс), спектральный диапазон 0,05–1,3 ТГц (6 мм – 231 мкм), средняя мощность излучения 150 нВт.

В качестве объекта исследования использовали сухой лиофилизированный порошок препарата бычьего сывороточного альбумина (БСА) американской фирмы «Sigma». Навески препарата массой около 1 мг облучали в открытых пластиковых пробирках в течение 30 мин при средней интенсивности облучения 2,1 мкВт/см² (10,6 мВт/см² в импульсе). С учетом импульсного характера излучения, «эффективное» время облучения препарата БСА при экспозиции 30 мин составляло 6 мин. В качестве контроля использовали препараты, не подвергнутые облучению.

Эффект действия ТГц широкополосного излучения на БСА оценивали по данным УФ спектрофотометрии водных растворов облученных препаратов с концентрацией

БСА 167 мкг/мл в сравнении с идентичными растворами контрольных препаратов. Установлено, что при общей схожести спектров облученных и необлученных препаратов, у облученных по сравнению с контролем выявляются эффекты увеличения абсорбции ТГц излучения в области амидной (200 – 230 нм) и триптофановой (280 нм) полос. В полосе поглощения дисульфидных связей (250 нм), наоборот, оптическая плотность облученных образцов БСА ниже, чем в контроле. Таким образом, спектры опытных и контрольных проб при их наложении пересекаются в трех точках: 243-245, 268-270 и 287-288 нм, образуя, тем самым, изобестические точки. Наличие изобестических точек при наложении спектральных кривых сложного химического соединения, снятых при различных условиях, считается надежным свидетельством произошедших с этим соединением структурных изменений. В данном случае в отношении облученного и необлученного БСА наличие трех изобестических точек при наложении их спектров свидетельствует о существовании белковых молекул, по крайней мере, в двух достаточно стабильных конформационных состояниях. Следовательно, широкополосное ТГц излучение, характеризуемое указанными выше параметрами, способно индуцировать конформационный переход в молекуле БСА.

Увеличение оптической плотности облученного БСА на характеристических для альбумина амидной и триптофановой полосах поглощения указывает, по-видимому, на некоторое «разрыхление» белковой молекулы, происходящее параллельно с увеличением площади её поверхности. Вообще считается, что альбумин, благодаря наличию в нём большого количества α -спиралей и доменной структуре, обладает хорошей конформационной подвижностью и может в зависимости от воздействий находиться в 4–5 сравнительно устойчивых конформационных состояниях^{3,4}. Очевидно, одно из них и реализуется при действии широкополосных ТГц импульсов.

Сравнение действия непрерывного ТГц лазерного излучения с частотами 1,15 и 3,68 ТГц на БСА⁵ показало, что, несмотря на более высокие значения средней мощности, интенсивности, энергии квантов, «эффективного» времени облучения и большей выраженности наблюдаемых эффектов действия непрерывного излучения, характер изменений УФ спектров облученных образцов БСА практически сходен. Отличие проявляется только в снижении (а не в повышении, как при использовании непрерывного излучения) оптической плотности порошковых препаратов БСА на полосе 250 нм при облучении БСА широкополосным импульсным излучением, т.е. реакцией дисульфидных связей. Возможно, что при действии непрерывного и более высокочастотного (1,15 и 3,68 ТГц) излучения и широкополосного импульсного с полосой 0,1–0,7 ТГц (по полувысоте) реализуются два достаточно близких конформационных состояния молекулы БСА. Не исключается при этом и роль воды, присутствие которой даже в лиофилизированных препаратах белка довольно значительно⁴. Следует также учитывать, что абсорбция ТГц излучения водой в сравниваемых диапазонах растет с увеличением его частоты.

1. Fedorov V.I., Pogodin A.S. *Technical Digest of the V International Symposium on Modern Problems of Laser Physics.*, **194**, (2008).
2. Беспалов В.Г., Городецкий А.А., Денисюк И.Ю., Козлов С.А., Крылов В.Н., Лукомский Г.В., Петров Н.В., Путилин С.Э. *Оптич. журн.*, **75**, №10, 34-41, (2008).
3. Кантор Ч., Шиммель П. *Биофизическая химия*. Т. 2, М.: «Мир», 1984.
4. Рубин А.Б. *Биофизика*. М: ООО Книжный дом «Университет», 1999.

5. В.И.Федоров, А.С.Погодин, В.Г.Беспалов, С.Э.Путилин, О.А.Смолянская, Я.В.Грачев, С.А.Козлов, *Миллиметровые волны в биологии и медицине*, № 3, 50-58, (2009).

ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ТГЦ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЯДА СТЕРОИДНЫХ ГОРМОНОВ

Федулова Е.В.*, Манькова А.А.*, Черкасова О.П.***, Назаров М.М.*

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

**Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Исследованы спектры поглощения и преломления ряда стероидных гормонов в сухих образцах и растворах. Показано, что форма спектров однозначно связана со структурой молекул и может служить в качестве индивидуальной характеристики исследованных веществ.

Стероидные гормоны играют исключительную роль в регулировании важнейших физиологических процессов в организме человека и животных. Исследуемые в данной работе стероиды относятся к кортикостероидным гормонам и связаны между собой цепью биохимических превращений от прогестерона к кортизону с известными изменениями в структуре молекулы, за которыми интересно проследить (Рис.1). Прогестерон (P) является предшественником в биосинтезе глюкокортикоидов. Молекула 17- α - оксипрогестерона (17OP) отличается от молекулы прогестерона наличием гидроксильной группы при С17. Присоединение гидроксильных групп в 11 и 21 положения молекулы 17OP приводит к образованию кортизола. При замене гидроксильной группы при 11 углеводе кортизола на кето-группу получается молекула кортизона. Ацетат кортизона отличается от кортизона заменой гидрокси – группы на ацето – в 21-ом положении стеранового кольца. Этот гормон является синтетическим аналогом кортизона.

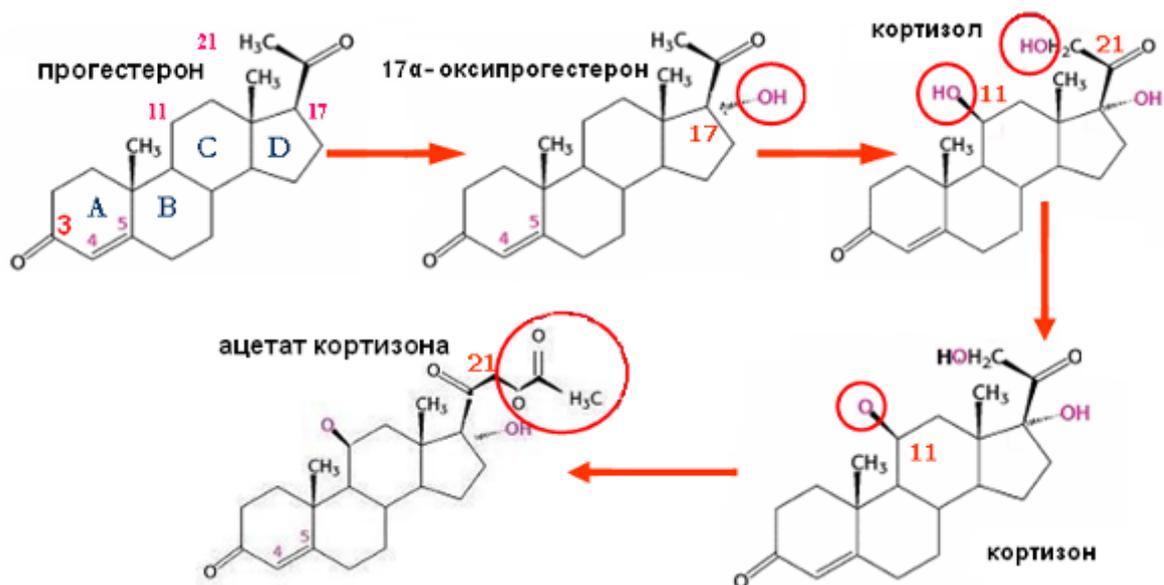


Рис.1. Схема биосинтеза и строения исследуемых кортикостероидных гормонов.

Известно, что молекулы стероидных гормонов агрегированы в виде молекулярных кристаллов, в которых существуют фононные колебания кристаллической решетки. Эти низкочастотные колебания как раз попадают в ТГц диапазон. Выбрав именно этот ряд стероидных гормонов, мы создали уникальную ситуацию: все молекулы обладают одинаковой пространственной группой симметрии, имеющей обозначение $P2_12_12_1$. Кристаллы всех представленных веществ относятся к орторомбической системе: элементарная ячейка представляет собой прямоугольный параллелепипед, внутри которого расположены 4 молекулы. Неизменность строения кристаллической решетки при изменении структуры самой молекулы при последовательных превращениях веществ уменьшает влияние кристаллической решетки на форму спектров и позволяет следить именно за структурно – чувствительными изменениями в спектрах ТГц поглощения показанных стероидных гормонов.

Таким образом, целью данной работы является наблюдение структурно – чувствительных изменений в спектрах стероидных гормонов, связанных последовательными превращениями, с помощью метода импульсной ТГц спектроскопии.

Известно, что методы терагерцовой (ТГц) спектроскопии чувствительны к строению и конформации биологических молекул и являются хорошим инструментом для анализа близких по структуре веществ. Отличительной особенностью данного метода является возможность получения информации об амплитуде и фазе поля прошедшего импульса. С помощью экспериментально полученных значений коэффициента пропускания по полю и внутреннего фазового сдвига, могут быть определены показатель преломления $n'(\omega)$ и коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ среды. Этим методом стероидные гормоны ранее не были исследованы.

Схема терагерцового импульсного спектрометра подробно описана в работе [1]. Все экспериментальные результаты представлены в виде зависимости молярного коэффициента экстинкции от частоты. Так как молярный коэффициент экстинкции $\varepsilon(\omega)$ является инвариантной информацией об образце, имеет смысл анализировать спектры поглощения именно в расчете на моль вещества. Молярный коэффициент экстинкции был рассчитан по формуле, вытекающей из закона Бугера-Ламберта-Бера для сухих образцов и растворов [2]:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{2 \cdot \alpha(\omega)}{C \cdot \ln 10}, \text{ [л/(см.моль)]},$$

где C - концентрация вещества в смеси, определяется как отношение плотности ρ [г/л] к его молярной массе M [г/моль]: $C = \rho / M$ [моль/л].

На рис.2, а представлены спектры Р и 17 ОР. Появление дополнительной гидроксильной группы приводит к увеличению дипольного момента молекулы с 2.57 D до 4.04 D [3] и возможности образования водородной связи между соседними молекулами 17ОР ($O_{17}-O_3$). Как видно из графика, интенсивность линий поглощения увеличивается. Полосы поглощения прогестерона на 0,89 ТГц и 1.24 ТГц не проявляются в спектре 17 ОР, а третья линия поглощения при 1,68 ТГц сдвигается на 0,11 ТГц в низкочастотную область.

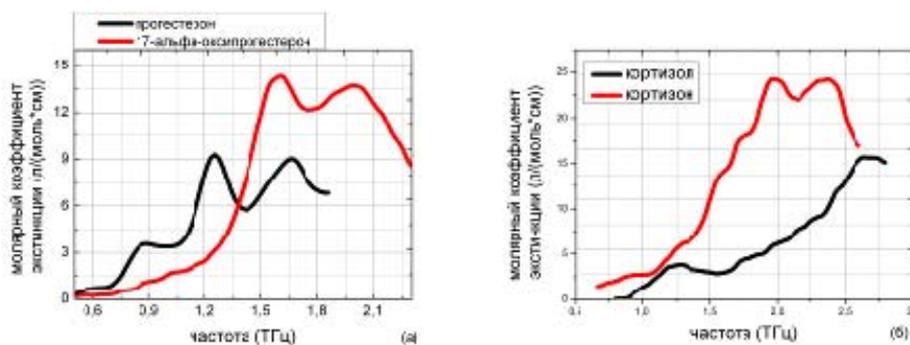


Рис. 2. Спектры ТГц поглощения Р и 17 ОР (а), кортизона и кортизола (б).

Небольшие изменения строения молекулы приводят к значительным изменениям в спектре. Замена гидроксильной группы в молекуле кортизола (при C_{11}) на кето-группу (кортизон) изменяет конформацию молекулы, уменьшает общий дипольный момент и количество межмолекулярных водородных связей, что приводит к кардинальному изменению формы спектра и положения линий (Рис. 2,б). Основные типы колебаний стероидных молекул в ТГц диапазоне относятся к коллективным колебаниям скелета молекулы, а именно качание всего скелета со сгибанием и разгибанием [4,5,6].

Заключение. Впервые были получены и проанализированы спектры поглощения кортикостероидных гормонов в ТГц диапазоне частот. Показано существование структурно – чувствительных изменений в спектрах поглощения ряда стероидных гормонов, связанных цепью последовательных превращений, что означает, что форма спектров однозначно связана со структурой молекул и может служить в качестве индивидуальной характеристики исследованных веществ; а также подтверждено, что спектры определяются коллективными движениями системы в целом, причем эти коллективные колебания относятся к скелетонному типу.

Таким образом, ТГц спектроскопия может выступать в качестве дополнительного метода исследования стероидных гормонов.

1. М.М. Назаров, А.П. Шкуринов, Е.А.Кулешов, В.В.Тучин. «Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей» *Квантовая электроника*, **38**, N 7, 647-654 (2008).
2. В. М. Чулановский, “Введение в молекулярный спектральный анализ” (1950).
3. С. Kubli-Garfias, R. Va’zquez-Ramírez. Ab initio calculations of the electronic structure of glucocorticoids// *Journal of Molecular Structure (Theochem)* **454**, 267–275, (1998).
4. V.A. Minaeva. Vibrational spectra of the steroid hormones, estradiol and estriol, calculated by density functional theory. The role of low-frequency vibrations / V.A. Minaeva, B.F. Minaev, D.M. Hovorun // *Ukr. Biokhim. Zh.* – 2008. – Vol. **80**, N4. – P. 82 – 95.
5. B. F. Minaev, V. A. Minaeva, Study of IR spectrum of the 17b-estradiol by quantum-chemical density functional theory // *V.* **22**, N 5, P. 363–374, Biopolym. cell. (2006).
6. O. P. Cherkasova, M. M. Nazarov, A. A. Mankova, E. V. Fedulova, A. P. Shkurinov, V. A. Volodin, V. A. Minaeva, B. F. Minaev, G. V. Baryshnikov Low-frequency vibrational

ВЛИЯНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВАЖНЕЙШИЕ БИОПОЛИМЕРЫ

Немова Е.Ф*., Капралова А.В*., Грачев Я.В**.

* Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

** Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных Технологий, Механики и Оптики

В работе исследовалось действие широкополосного терагерцового излучения на биомолекулы (белки, ДНК, аминокислоты). Зарегистрированы изменения УФ спектров белков и ДНК под действием ТГц излучения. Получены ТГц спектры поглощения пленочных препаратов указанных хим. соединений в диапазоне 0,3...2,5 ТГц.

В качестве источника терагерцового излучения служила установка, собранная в лаборатории фотоники и оптоинформатики СпБИТМО на базе фемтосекундного лазера FL-1, мощностью 1,4 Вт на выходе. Длина волны 1040, частота следования импульсов 75МГц, длительность импульса по полувисоте 150пс. При облучении фемтосекундными импульсами кристалла арсенида индия генерировалось ТГц импульсное излучение со следующими характеристиками: средняя мощность 23 мкВт, длительность импульса 2,5 пс, диапазон длин волн 0,3...2,5 ТГц.

В качестве объектов были выбраны коммерческие препараты: бычий сывороточный альбумин (БСА), трипсин, дезоксирибонуклеиновая кислота (ДНК) и аминокислоты триптофан, тирозин, аргинин. Пленочные препараты приготавливались по отработанной ранее методике высушиванием тонкого слоя водного раствора соответствующего хим. соединения, нанесенного на кварцевую подложку. Толщина сухой пленки была измерена ранее и составляла 2,5-3мкм. В таблице приведены наименования исследуемых биосоединений, время экспозиции под лазерным излучением и количество экспериментов для каждого из них (в скобках).

Таблица.

Вещество	Время облучения (кол-во экспериментов)
БСА	15 (3), 20 (3), 30 (4), 60 (5), 80 (2)
ДНК	30 (4), 60 (3), 90 (2)
Триптофан	30 (2)
Трипсин	30 (2)
Аргинин	30 (2)
Тирозин	30 (2)

Эффект влияния терагерцового излучения оценивался с помощью УФ спектрофотометрии сравнением УФ спектров поглощения до и после облучения.

Для оценки эффекта облучения также была использована терагерцовая спектроскопия.

В работе были проведены эксперименты по оценке термического воздействия на указанные препараты. Нагрев плёнок осуществлялся в термостате при температуре 50⁰С (60 минут) и 55⁰С (30 минут). Результаты оценивались по изменению УФ спектра.

Стабильность обнаруженных эффектов оценивалась повторными регистрациями спектров каждые 30 мин в течение 4 часов после облучения. Аналогичные процедуры проводились и с контрольными образцами.

В работе были получены следующие результаты. Оптическая плотность БСА в диапазоне 210...230 нм увеличивалась ~ на 12% при облучении не менее 20 минут. При облучении трипсина также наблюдалось увеличение оптической плотности в диапазоне 210...240 нм. При облучении ДНК наблюдался аналогичный эффект: увеличение оптической плотности исследуемых образцов на полосе нм. Отмеченные спектральные изменения, по всей видимости, свидетельствуют о конформационных переходах в молекулах белков и ДНК, индуцированных действием ТГц излучения. Представленные данные хорошо согласуются с результатами, полученными нами и др. авторами при использовании лазерных источников с другими характеристиками.

В спектрах индивидуальных аминокислот (триптофан, аргинин, тирозин) после облучения их ТГц лазером значимых изменений не обнаружено. Очевидно, «жесткость» этих молекул обуславливает неизменность их конформации при действии ТГц лазерного излучения.

В ТГц спектрах обнаружены изменения следующих веществ: БСА (после облучения исчезли линии поглощения на 0,5 и 0,75 ТГц), трипсин (после облучения интенсивность линий поглощения на длинах волн 0,32 ТГц, 0,55 ТГц уменьшилась), триптофан (после облучения уменьшилась интенсивность линий поглощения на 0,23 ТГц, 0,8 ТГц).

1. В. Г. Беспалов, В. Н. Крылов, С. Э. Путилин, Д. И. Стаселько, *Опт. и спектр.*, 93, № 1, 158–162, (2002)
2. О.П.Черкасова, В.И.Федоров, Е.Ф.Немова, А.С.Погодин, *Опт. и спектр.*, 107, №4, 565-568, (2009).

ОСОБЕННОСТИ НЕПАРАКСИАЛЬНОЙ ДИФРАКЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ВОЛНЫ ИЗ ОДНОГО КОЛЕБАНИЯ

Иванов Д.В., Езерская А.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты численного моделирования дифракции двумерной ТЕ-поляризованной терагерцовой волны, содержащей лишь одно полное колебание поля, на щели, размер которой составляет десять центральных длин волн излучения. Показано, что при дифракции такого широкополосного терагерцового излучения может происходить модуляция его спектра, по форме близкая к наблюдаемой при прохождении излучения в резонансно поглощающей среде.

К настоящему времени вышло уже большое число работ, посвященных терагерцовой спектроскопии, позволяющей измерять спектры веществ в диапазоне частот 0,2 – 2 ТГц или 6,6 – 66 см⁻¹, который является важным для анализа органических молекул, содержащих водородные и углеродные связи^{1,2}. В настоящей работе показано, что при расшифровке спектрограмм в определенных ситуациях необходимо учитывать эффекты, связанные с дифракцией терагерцового излучения на апертуре оптической системы. “Резонансы”, наблюдаемые в ТГц спектроскопии на пропускание, могут оказаться дифракционной природы.

При анализе особенностей дифракции такого непараксиального терагерцового излучения из малого числа колебаний в настоящей работе ограничились рассмотрением двумерных ТЕ-поляризованных волн.

Распределение поля E на щели (или на облучаемом фемтосекундным импульсом полупроводниковом источнике терагерцового излучения) полагали имеющим квазипрямоугольный вид ^{1,3}:

$$E(x, t) = -4 \frac{t}{\Delta t} E_0 \exp\left(-2 \frac{x^{20}}{\Delta x^{20}}\right) \exp\left(-2 \frac{t^2}{\Delta t^2}\right), \quad (1)$$

где E_0 – максимальная амплитуда поля на щели, x – поперечная координата оптического пучка, t – время, Δx и Δt – пространственная и временная характеристики волнового пакета.

При рассмотрении непараксиальной дифракции волнового пакета со сверхшироким временным спектром удобно анализировать динамику в этом процессе его пространственно-временного спектра

$$g(z, k_x, \omega) = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(z, x, t) e^{-i(k_x x + \omega t)} dx dt, \quad (2)$$

где z – координата оси, вдоль которой распространяется излучение, k_x и ω – пространственная и временная частоты волнового пакета. Эта динамика описывается выражением ⁴:

$$g(z, k_x, \omega) = C(k_x, \omega) e^{-i\sqrt{k^2 - k_x^2} z}, \quad (3)$$

где $C(k_x, \omega)$ – пространственно-временной спектр излучения в плоскости щели (при $z = 0$).

На рис. 1 проиллюстрированы нормированные на свои максимальные значения E_0 и G_{\max} электрическое поле E (а) и временные спектры G (б – г) волнового пакета с $\Delta x = 10\lambda_0$, $\lambda_0 = 300$ мкм, $\Delta t = 0,3$ пс на оси симметрии светового пучка (при $x = 0$) в плоскости щели (а, б) и на различных расстояниях от нее (в, г). Дисперсия показателя преломления учитывалась соотношением ⁵:

$$n(\lambda) = 1 + 64,328 \cdot 10^{-6} + \frac{29498,1 \cdot 10^{-6}}{146 - \lambda^2} + \frac{255,4 \cdot 10^{-6}}{41 - \lambda^2}, \quad (4)$$

где длина волны λ измеряется в микрометрах, и практически не влияла на дифракцию излучения.

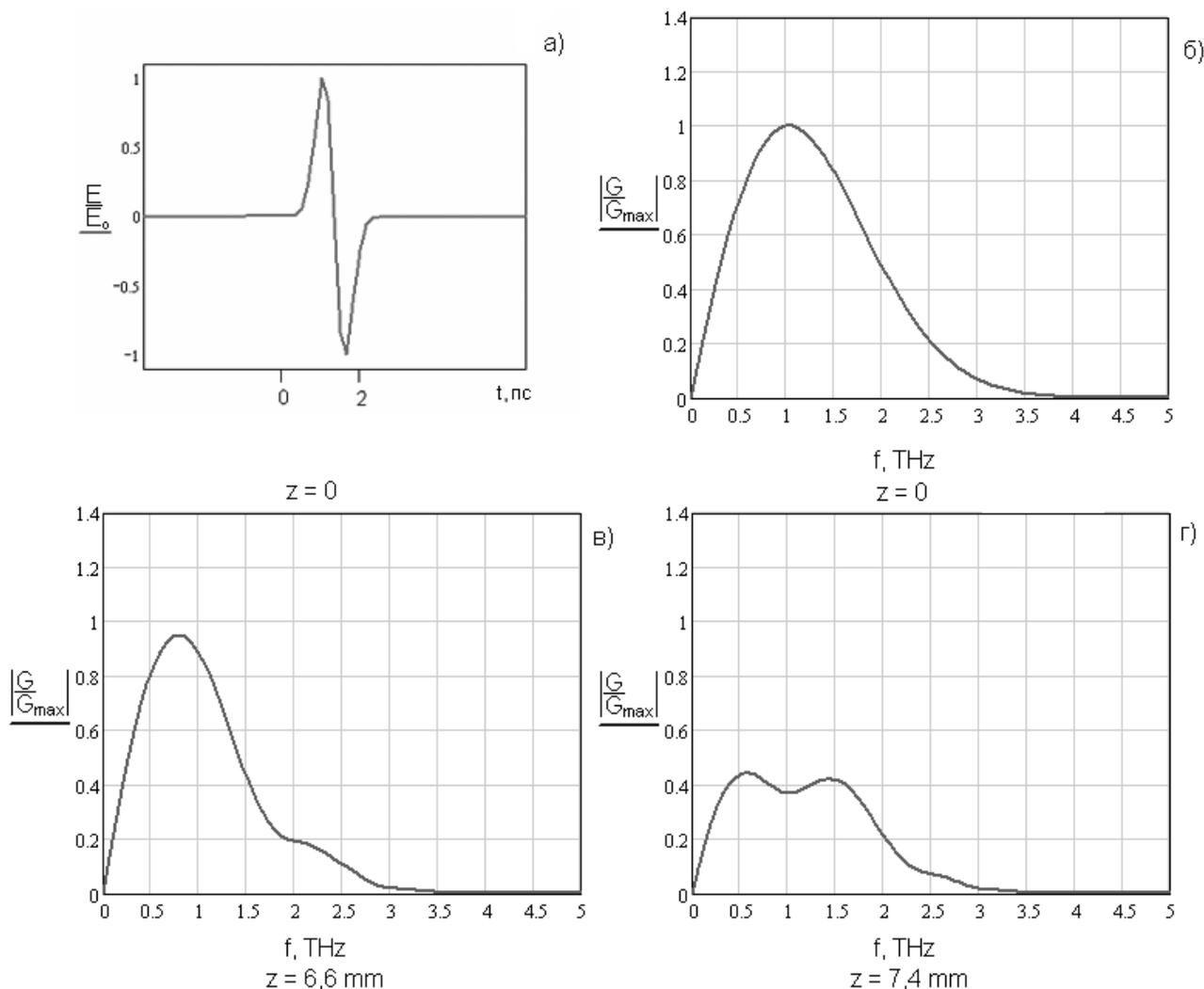


Рис. 1. Электрическое поле E (а) и спектры G (б, в, г) импульса терагерцового излучения в плоскости щели (б) и на разных расстояниях от нее в воздухе (в, г).

Как видно из рисунка, по мере распространения волнового пакета для различных его спектральных компонент щель видна как разное число зон Френеля, что приводит к увеличению или ослаблению значения спектральной плотности на различных длинах волн (модуляцию спектра). Провалы в спектре близки по форме к типичным линиям поглощения (см, например, работу ³), но, разумеется, не являются ими. Это, видимо, важно учитывать при расшифровке спектрограмм, полученных на конкретных спектрографах.

Специфическим для непараксиального излучения является малость расстояния от выходной апертуры оптической системы, на котором уже достаточно сильно проявляются эффекты, обусловленные дифракцией Френеля. Для излучения с малыми поперечными размерами она составляет величину порядка нескольких миллиметров.

1. Yun-Shik Lee. Principles of Terahertz Science and Technology / Corvallis, Oregon: Springer Science+Business Media. 2009. p.347.
2. Greene B. I., Saeta P. N., Douglas R. D., Chuang S. L. Far-infrared light generation at semiconductor surfaces and its spectroscopic applications // IEEE J. Quant. Electron. 1992. V.28. P. 2302-2312.

3. X.-C. Zhang, Jingzhou Xu. Introduction to THz wave photonics. N.Y.: Springer Science+Business Media, 2009. 249 p.
4. Козлов С.А., Самарцев В.В. Оптика фемтосекундных лазеров. СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 218с.
5. Born M., Wolf E. Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. 7th ed. Cambridge University Press, 1999

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ВОЛНЫ ИЗ ОДНОГО КОЛЕБАНИЯ ПРИ ЕЁ ФОКУСИРОВКЕ В ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Езерская А.А., Иванов Д.В., Козлов С.А.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты численного моделирования самовоздействия терагерцовой волны при ее фокусировке в воздухе. Продемонстрированы динамика электрического поля излучения и образование гармоник высших частот в его спектре.

В настоящей работе, по-видимому, впервые представлены результаты численного моделирования самовоздействия терагерцового излучения при его фокусировке в воздухе. При этом воздух рассматривается как оптическая среда с безынерционной кубической нелинейностью.

Электрическое поле E излучения на входе в среду полагали имеющим гауссово поперечное распределение ^{1,2}:

$$E(r, t) = E_0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{\Delta r^2}\right) \exp\left(-2 \frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \sin(\omega_0 t - \beta_0 \gamma r^2), \quad (1)$$

где E_0 – максимальная амплитуда поля, r – поперечная координата оптического пучка, t – время, Δr и Δt – пространственная и временная характеристики волнового пакета, ω_0 – центральная частота излучения, γ – кривизна волнового фронта на входе в среду, $\beta_0 = \frac{n(\omega)\omega}{\tilde{n}}$, где ω – частота, $n(\omega)$ – частотная зависимость показателя преломления, \tilde{n} – скорость света в вакууме.

Ввиду слабости дисперсии терагерцового излучения в воздухе будем полагать его показатель преломления не зависящим от частоты ³:

$$n = N_0 + \Delta n_{nl}, \quad (2)$$

где $N_0 = 1$, $\Delta n_{nl} = \frac{1}{2} n_2 E_0^2 = 5 \cdot 10^{-5}$ – нелинейная добавка к показателю преломления среды, n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления.

Параксиальная нелинейная пространственно-временная динамика электрического поля излучения в однородной изотропной диэлектрической среде с безынерционной кубической нелинейностью описывается уравнением ⁴:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + g E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{c}{2N_0} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (3)$$

где $g = \frac{3\varepsilon_{nl}}{2cN_0}$, $\varepsilon_{nl} = \frac{4}{3}N_0n_2$ – нелинейная диэлектрическая проницаемость, z –

направление распространения излучения, Δ_{\perp} – поперечный лапласиан.

На рис. 1 представлены плоскостные изображения электрического поля E волнового пакета с $\lambda_0 = \frac{2\pi\hbar}{\omega_0} = 600$ мкм, $\Delta r = 20\lambda_0$, $\Delta t = 0,3$ пс, $\gamma = -0.003$ мм⁻¹ на различных пройденных им расстояниях в воздухе.

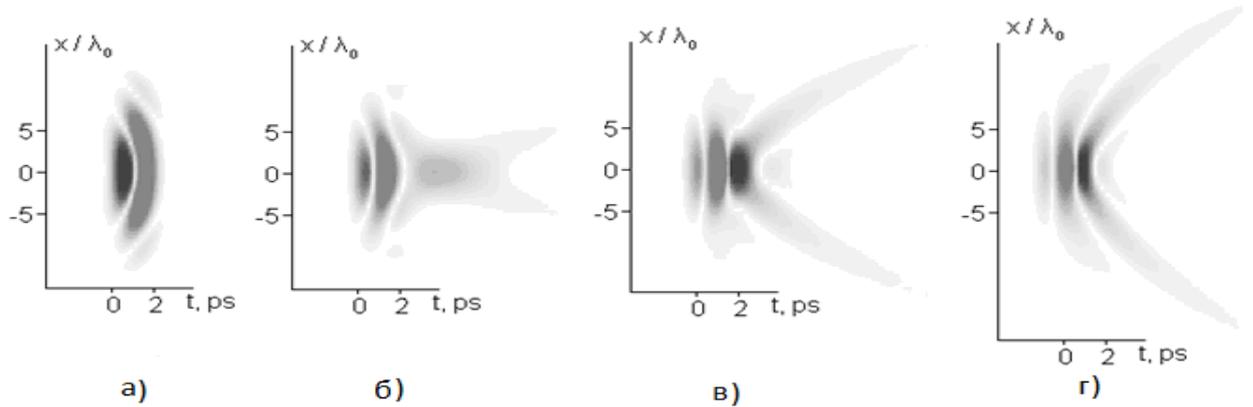


Рис. 1. Динамика электрического поля терагерцового волнового пакета в модельной среде на расстояниях а) 0 мм; б) 100 мм; в) 300 мм; г) 500 мм.

На рис. 2 проиллюстрированы нормированные на свои максимальные значения G_{\max} временные спектры G данного волнового пакета на его оси с на различных расстояниях в модельной среде.

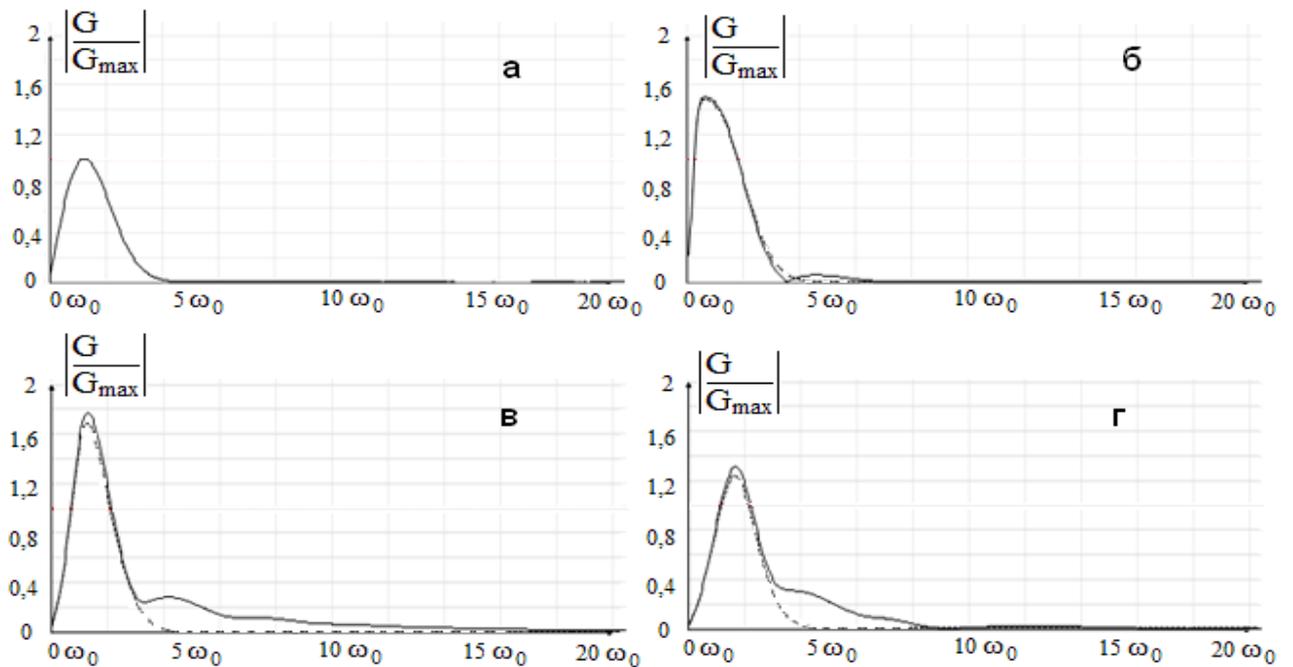


Рис. 2. Динамика спектра терагерцового волнового пакета в модельной среде на расстояниях а) 0 мм; б) 100 мм; в) 300 мм; г) 500 мм. Пунктиром даны спектры без учета нелинейности.

Из рисунков видно, что при заданной величине нелинейной добавки к показателю преломления среды в спектре такого импульса появляются высокочастотные компоненты, в которые происходит эффективная перекачка энергии, а также значение спектральной плотности на оси волнового пакета несколько увеличивается благодаря дополнительной нелинейной фокусировке оптического пучка.

1. Yun-Shik Lee. Principles of Terahertz Science and Technology / Corvallis, Oregon: Springer Science+Business Media. 2009. p.347.
2. X.-C. Zhang, Jingzhou Xu. Introduction to THz wave photonics. N.Y.: Springer Science+Business Media, 2009. 249 p.
3. Справочник «Физические величины», М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
4. Козлов С.А., Самарцев В.В. Оптика фемтосекундных лазеров. СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 218с.

ДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АЛЬБУМИН

Погодин А.С., Капралова А.В.

Институт лазерной физики, Новосибирск, Россия

В работе исследовалось действие на белок терагерцового лазерного излучения. Методом УФ–сектрофотометрии установлено увеличение оптической плотности облученных образцов на характеристических полосах поглощения, свидетельствующее о конформационных изменениях в белковых молекулах.

Терагерцовый диапазон электромагнитного излучения в настоящее время интенсивно изучается. Абсорбция терагерцового (ТГц) излучения различными химическими соединениями и веществами обусловлена наличием в этом диапазоне большого числа молекулярных колебательно-вращательных энергетических уровней (мод). Наиболее значимо абсорбция ТГц - излучения проявляется для молекул, характеризующихся выраженной несимметричностью внутримолекулярного распределения электронной плотности. Для биофизики особый теоретический и практический интерес представляют исследования действия излучения ТГц диапазона на важнейшие биополимеры – нуклеиновые кислоты и белки.

Целью данной работы явилось исследование влияния терагерцового лазерного излучения на транспортный белок крови бычий сывороточный альбумин (БСА). В экспериментах использовался лиофилизированный порошковый препарат фирмы «Sigma» (США), а также приготовленные на его основе белковые пленки толщиной около 1 мкм, апплицированные на подложки из кристаллического кварца.

В качестве источников терагерцового излучения служили перестраиваемый субмиллиметровый NH_3 - лазер с оптической накачкой и волноводный CO_2 - лазер с СВЧ накачкой, генерирующие, соответственно, на частотах: 1,15 ТГц (261 мкм); 3,68 ТГц (81,5 мкм), и 31,25 ТГц (9,6 мкм). Мощность излучения составляла около 20 мВт, интенсивность облучения – около 10 мВт/см.кв.

Оценка эффекта действия терагерцового лазерного излучения на молекулы БСА проводилась с помощью УФ спектроскопии в диапазоне 190 – 390 нм. Выбор

спектрального диапазона обусловлен наличием в нём характеристических белковых пиков поглощения.

Как показывают проведенные эксперименты с порошковыми препаратами БСА, терагерцовое излучение на частотах 3,68 ТГц (NH_3 - лазер) и 31,25 ТГц (CO_2 - лазер) вызывает увеличение оптической плотности образца в УФ - диапазоне, главным образом, в области поглощения амидных групп (220 – 230 нм) и менее выраженные различия той же направленности на триптофановой полосе (280 нм).

При облучении плёночных препаратов NH_3 - лазером на частотах 3,68 ТГц (81,5 мкм) и 1,15 ТГц (261 мкм) увеличивается амплитуда характеристических полос в УФ - спектре в диапазоне 200 – 230 нм и 280 нм. УФ спектр контрольной (необлучаемой) плёнки не изменяется.

Наблюдаемое по УФ - спектрам увеличение поглощения у облученных порошков и пленок БСА, по нашему мнению, свидетельствуют о конформационной перестройке молекул БСА.

Увеличение поглощения УФ - излучения в области триптофановой полосы при спектрофотометрии белка после облучения CO_2 - и NH_3 - лазерами свидетельствует, о таких структурных изменениях белковой молекулы под влиянием лазерного облучения, которые «открывают» доступ УФ излучения к триптофану и тирозину. Это указывает на снижение плотности белковой глобулы или определенных ее частей, которое может происходить только за счет «разрыхления» ее структуры.

Такие обратимые конформационные изменения в молекулах БСА и ЧСА наблюдаются, например, при изменении рН среды. В среде рН = 6,0 – 7,5 белковая молекула находится преимущественно в конформации N (normal). При защелачивании среды всего на 0,05 ед. рН половина молекул белка переходит в конформацию В (basic); при этом площадь поверхности белковой молекулы возрастает в 1,2 раза.

Результаты данной работы свидетельствует, что изменение конформации молекулы альбумина, типа В – N перехода, может быть индуцировано действием терагерцового лазерного излучения, и этот факт представляется принципиально важным в плане выявления основных закономерностей взаимодействия терагерцового излучения с биологическими объектами на молекулярном уровне.

Наиболее частым аргументом против подобной трактовки влияния низкоинтенсивного ТГц - излучения и вообще слабых ЭМИ на биополимерные молекулы является утверждение о чисто «тепловом» механизме действия абсорбированного излучения.

Однако полученные экспериментальные данные не свидетельствуют в пользу универсальности «теплого механизма». Во-первых, как уже было отмечено, В – N переход наблюдается при незначительных изменениях рН среды. Во-вторых, как показали проведенные в нашей лаборатории эксперименты, функциональная способность БСА после лазерного облучения не утрачивается. Применяя в качестве тестирующего лиганда (субстрата) стероиды (прогестерон), удалось показать, что облученный белок сохраняет свои лигандсвязывающие свойства, т.е. основную функцию транспортного белка. И наконец, в-третьих, молекулярная конформация, индуцированная ТГц – излучением, является достаточно стабильной и сохраняется, по крайней мере, в течение нескольких часов.

Обобщая полученные нами результаты можно выделить следующие главные моменты.

УФ спектрофотометрия облученных сухих порошковых и плёночных препаратов альбумина NH_3 - и CO_2 - лазерами на частотах 1,15 ТГц (261 мкм), 3,68 ТГц (81,5 мкм),

и 31,25 ТГц (9,6 мкм) показала сходные результаты, а именно: увеличение оптической плотности образцов на характеристических для белка амидной и триптофановой полосах поглощения.

Эти результаты свидетельствуют об изменении конформации белковых молекул под воздействием терагерцового лазерного излучения.

Полученные данные по оценке константы связывания комплекса белок – лиганд (субстрат) свидетельствуют о конформационных изменениях молекул альбумина под воздействием лазерного терагерцового излучения, не приводящих к изменению его функциональных свойств.

Проведенные эксперименты указывают на несомненное влияние низкоинтенсивного терагерцового лазерного излучения на биообъекты молекулярного уровня, по-видимому, не обусловленное прямым тепловым воздействием излучения лазера на альбумин.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА НА ЩЕЛИ

Куля М.С., Городецкий А.А., Грачев Я.В., Макаров Е.А., Беспалов В.Г.

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе было проведено экспериментальное исследование дифракции терагерцового импульса на щели: предложена схема и собрана экспериментальная установка, получены зависимости дифракционного поля $E(t)$ для различных дифракционных углов, по экспериментальным зависимостям поля от времени получены спектры дифракции.

Дифракцию сверхкоротких импульсов на практике достаточно сложно изучать, так как нет возможности регистрации электрического поля. Однако, за недавнее время появилась возможность генерации терагерцового излучения с использованием фемтосекундных импульсов. Терагерцовый импульс представляет собой несколько колебаний электромагнитного поля и, как правило, обладает chirпом, который вносит изменения во временную структуру импульса. Одним из фундаментальных явлений оптики является дифракция света, однако таких исследований для распространения сверхкороткого импульса, обладающего фазовой модуляцией, в достаточной мере не проводилось.

В данной работе было проведено экспериментальное исследование дифракции терагерцового chirпированного импульса на щели. Была предложена и собрана следующая схема эксперимента (Рис.1.).

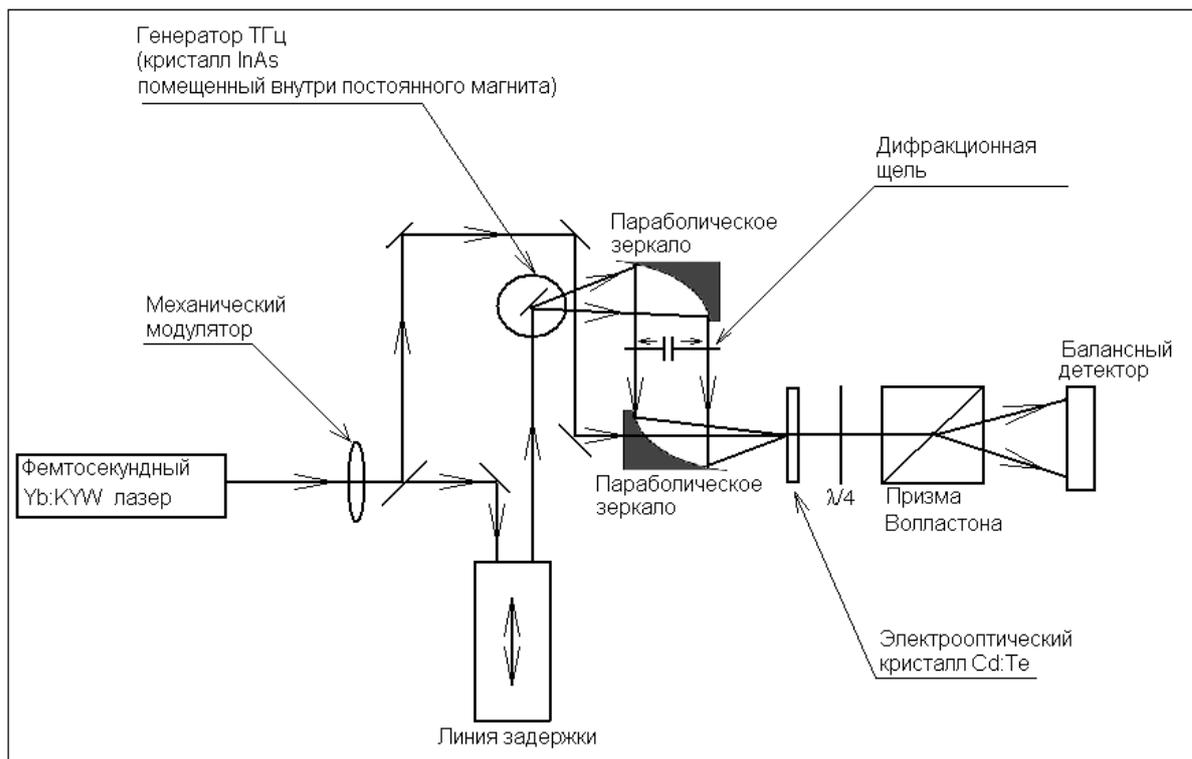


Рис.1. Схема экспериментального исследования по дифракции на щели терагерцового излучения

Лазерный пучок от фемтосекундного Yb: KYW лазера (длина волны 1040 нм, длительность импульса около 200 фс, частота следования 80 МГц, средняя мощность 1,2 Вт) с помощью делителя пучка разделяется на пробный пучок и пучок накачки. Пучок накачки, пройдя через моторизованную линию оптической задержки (8MT193-100), попадает на полупроводниковый кристалл InAs, помещенный в постоянное магнитное поле, где происходит генерация ТГц излучения. Затем терагерцовое излучение собирается параболическим зеркалом. Также используется тефлоновый фильтр, пропускающий терагерцовое излучение и рассеивающий мощное инфракрасное. Пробный и терагерцовый пучки коллинеарно проходят через электрооптический кристалл CdTe, где ТГц излучение наводит двулучепреломление вследствие электрооптического эффекта. Картина двулучепреломления повторяет амплитуду ТГц излучения. С помощью линии оптической задержки производится изменение времени пересечения терагерцового излучения и пробного пучка в кристалле и, таким образом, измеряя при различных задержках картину двулучепреломления, получается зависимость амплитуды ТГц излучения от времени. Между двумя параболическими зеркалами помещается дифракционная щель. В следствии того, что терагерцовое излучение прозрачно для диэлектриков и отражается от металлов, была предложена следующая конструкция щели: две тонкие металлические пластины соединялись под углом к падающему пучку ТГц излучения, так чтобы то излучение, которое не попадало на дифракционную щель, рассеивалось минуя оптическую схему эксперимента. Соответственно расстояния между металлическими пластинами делалось сопоставимым с длиной волны ТГц импульсов для выполнения условия дифракции. Габаритные размеры сконструированной щели были равны размеру пучка излучения, сколлимированного параболическим зеркалом. Дифракционная щель закреплялась на микрометрической подвижке, таким образом, обеспечивалась точность при перемещении щели поперек пучка, что было

эквивалентно перемещению системы регистрации по пространственной картине дифракции. Таким способом измерялся сигнал в различных пространственных точках дифракционной картины.

Для щели 5 мм были измерены зависимости $E(t)$ для chirпированного терагерцового импульса в пространственных точках 0мм, 5мм, 10мм, 15мм, 20мм, 25мм, 30мм, а также терагерцовый импульс без взаимодействия с дифракционной щелью. Полученные экспериментальные зависимости имели сравнительно высокий уровень шума: для координаты 0мм, что соответствует нулевому дифракционному максимуму, соотношение сигнал шум составлял 30:1. Для координаты 30мм это значение достигало 5:1. Численными методами шум был устранен. Использовался low pass фильтр, пропускающий низкие частоты и обрезающий высокие частоты, соответствующие шумовому заполнению. При измерении временной структуры шкала времени формализовалась в координатах микрометрической подвижки, используемой в линии оптической задержке. При численной обработке результатов шкала из шагов подвижки была переведена в шкалу времени в пикосекундах, а соответствующий спектр таким образом получался в терагерцовых частотах.

На рис.2. представлена измеренная временная и спектральная форма для первоначального терагерцового импульса, на рис.3. для дифрагированного импульса. Таким образом, видно, что при изменении угла дифракции происходит изменение волнового фронта и спектра импульса, вызванное особенностями дифракции для широкополосного chirпированного импульса. В определенных крайних точках дифракционной картины соотношение между первым и вторым минимумами импульса изменяется на противоположное.

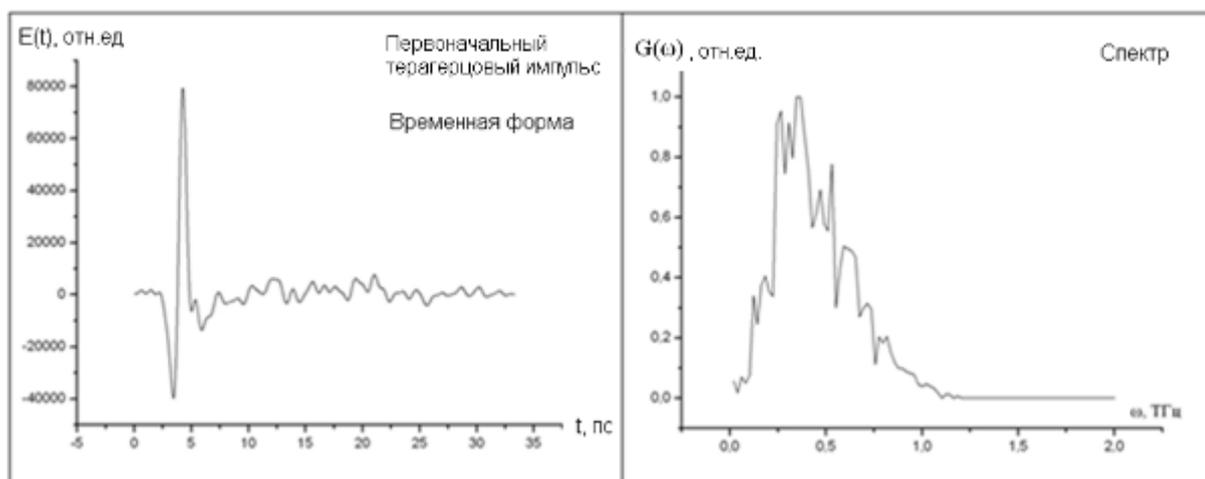


Рис.2. Поле $E(t)$ и соответствующий спектр $G(\omega)$ для первоначального терагерцового импульса

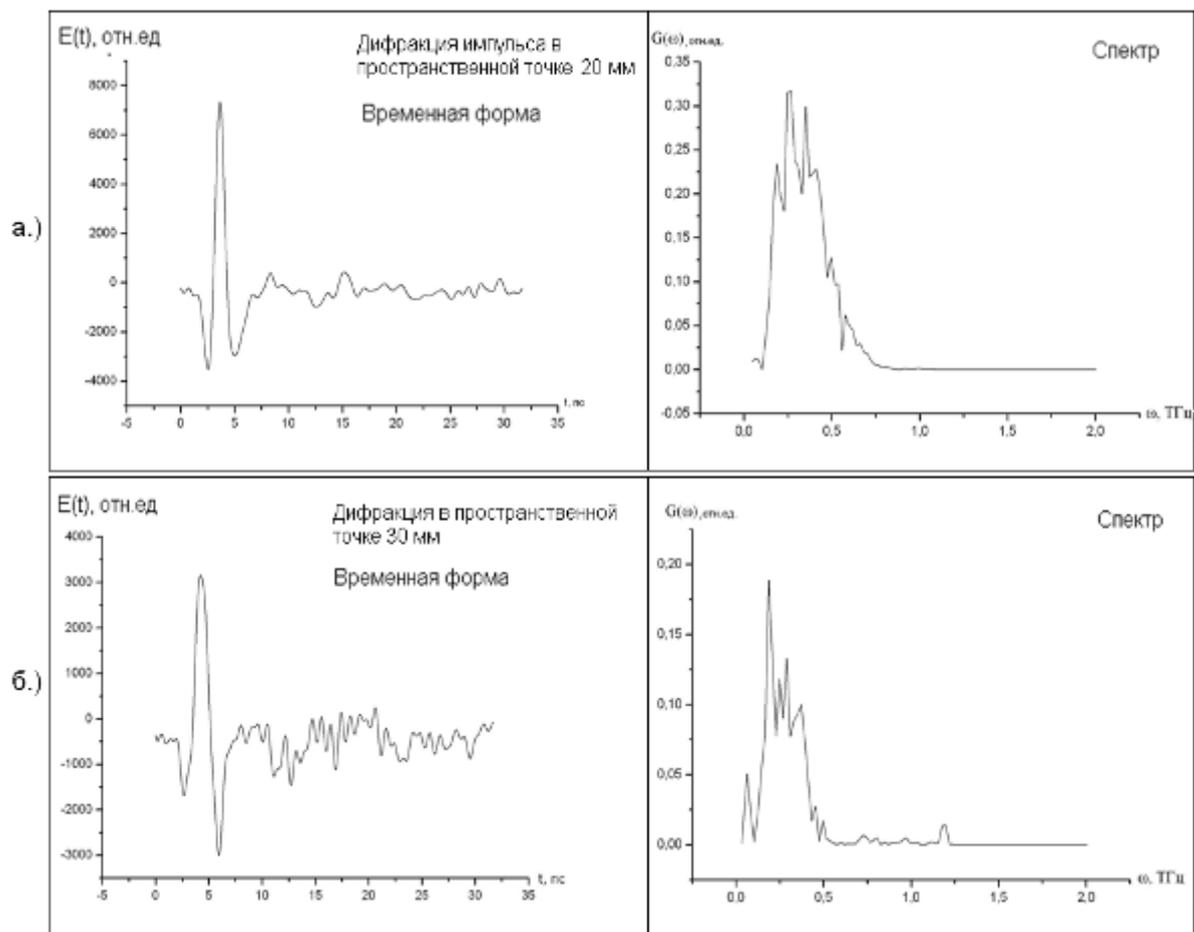


Рис.3. Поле $E(t)$ и соответствующий спектр $G(\omega)$ для дифрагированных импульсов в различных пространственных точках дифракции а, б.)

Также были посчитаны зависимости фазы от времени для дифрагированных импульсов, что позволило судить о динамике изменения чирпа при изменении угла дифракции. Экспериментально отмечен примечательный факт, что в крайних точках дифракционной картины фаза терагерцового импульса в диапазоне от 2 до 24 пс перестает изменяться от времени.

1. Беспалов В. Г., Крылов В. Н., Путилин С. Э., Стаселько Д. И. Генерация излучения в дальнем ИК диапазоне спектра при фемтосекундном оптическом возбуждении полупроводника InAs в магнитном поле / *Опт. и спектр.* 2002. Т. **93**, № 1. С. 158–162.
2. Xu L., Zhang X.-C., Auston D. H. Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electrooptic materials / *Appl. Phys. Lett.* 1992. Vol. **61**. P. 1784.
3. Rozanov N. N., On the Diffraction of Ultrashort Pulses.- *Optics and Spectroscopy*, Vol. **95**, No. 2, 2003, pp. 299–302.

МЕЖДУНАРОДНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ КОНГРЕСС
«ОПТИКА – XXI ВЕК»

ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО
ОПТИЧЕСКИМ МЕТАМАТЕРИАЛАМ,
ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛАМ И
НАНОСТРУКТУРАМ

СБОРНИК ТРУДОВ

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
18-22 октября 2010

Санкт-Петербург
2010

ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО ОПТИЧЕСКИМ
МЕТАМАТЕРИАЛАМ, ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛАМ И
НАНОСТРУКТУРАМ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

**О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ФОРМУЛ ФРЕНЕЛЯ К
АКТИВНЫМ СРЕДАМ**

Виноградов^{1,2} А.П., Дорофеев¹ А.В., Зябловский^{1,2} А.А., Пухов^{1,2} А.А.

1Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
Москва, РФ

2Московский физико-технический институт (Государственный
университет), Долгопрудный, РФ

Вопрос об описании прохождения света по активной лазерной среде, как правило, сводится к решению системы уравнений, связывающих квантово-механические состояния атома (квантовой точки) и излучения¹. В последнее время этот вопрос вновь стал актуален в связи с исследованием метаматериалов. Все предполагаемые приложения метаматериалов требуют очень низких потерь², которые в настоящее время не могут быть достигнуты. Для уменьшения потерь было предложено сочетать метаматериалы с активными средами (см. обзор³ и ссылки там). При этом подразумевается возможность описания в терминах эффективной диэлектрической и магнитной проницаемостей. Известно, что для слабых полей в стационарном случае распространение волны можно описывать, вводя отрицательную мнимую часть диэлектрической проницаемости (предполагается зависимость от времени в виде $\exp(-i\omega t)$)⁷. Однако в эксперименте по определению эффективных параметров имеют дело с пластинкой метаматериала, в которой, наряду с падающей имеется отраженная волна. Учитывая нелинейный характер явления, встает вопрос о корректности описания прохождения волны через такую пластинку в терминах эффективных параметров, точнее, используя формулы Френеля. Данная проблема имеет долгую историю⁴⁻⁵. В частности, в работе⁴ утверждается, что в активном полупространстве возбуждается встречная волна, убывающая на бесконечности и несущая энергию навстречу падающей волне, так что коэффициент отражения оказывается больше единицы. Косвенно это подтверждается результатами работы⁶, где рассматривается наклонное падение на активную среду в условиях полного внутреннего отражения. Здесь тоже предсказывается коэффициент отражения больший единицы. Сам по себе факт того, что в условиях полного внутреннего отражения коэффициент отражения оказывается больше единицы, является ожидаемым, так как волна проходит через усиливающую среду. В задаче о нормальном падении на полупространство возбуждение встречной волны противоречит принципу причинности.

В свое время Вайнштейн⁵ указал на то, что при прохождении волны через активный слой ряд Эйри может расходиться, что затрудняет интерпретацию ситуации. Заметим, что формулы Френеля дают в этом случае конечный результат, иными словами, ряд Эйри перестает сходиться к ответу, даваемому формулами Френеля.

В данной работе мы провели сравнительный анализ результатов, получаемых из формул Френеля и Эйри, с численным моделированием прохождения полубесконечного по времени импульса через активную пластинку. При этом квантовая задача о возбуждении двухуровневого атома решается точно, а электромагнитное поле описывается уравнениями Максвелла (полуклассическое приближение¹):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau_p} \frac{\partial P}{\partial t} + \omega_0^2 P &= -2\omega_0 \mu n E, \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{\tau_n} (n - n_0) &= \frac{1}{\omega_0} \operatorname{Re} \left(E^* \frac{\partial P}{\partial t} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где E – электрическое поле, P – поляризация, ε – диэлектрическая проницаемость материала матрицы, в которую включены квантовые точки с разностью населенностей верхнего и нижнего уровней n . Накачка стремится вывести n на значение n_0 , но процесс индуцированного излучения уменьшает n .

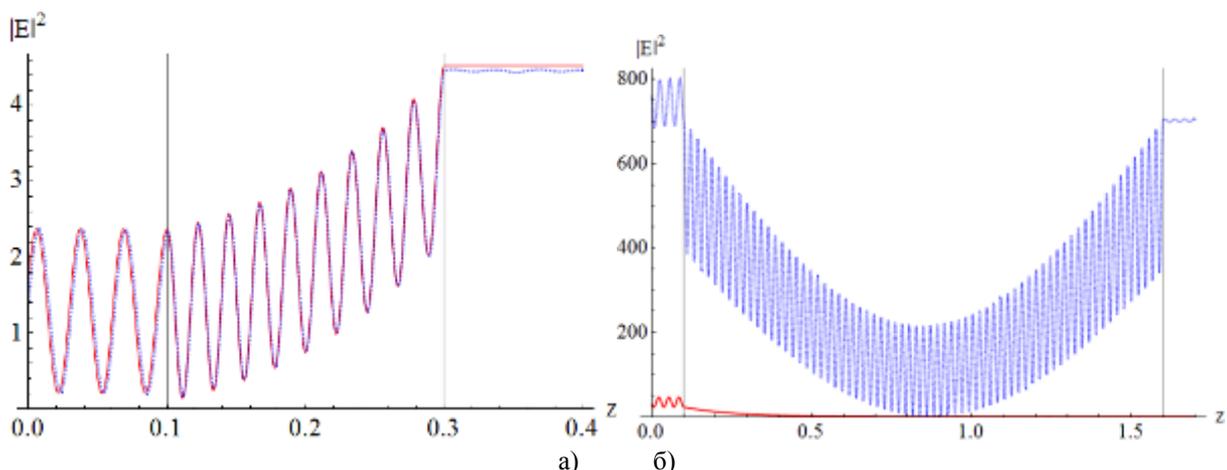


Рис. 1. Интенсивность электрического поля, рассчитанная по формуле Френеля (сплошные линии) и по уравнениям Максвелла-Блоха (1) (пунктирные линии) при прохождении волны через тонкий (а) и толстый (б) слой активной среды.

В нашей работе показано, что существует критическая толщина пластинки, при превышении которой усиление волны, распространяющейся через слой, превышает потери на излучение через границы слоя, и ряд Эйри перестает сходиться. Для более тонких пластинок применимо описание пластинки при помощи эффективной диэлектрической проницаемости, ряд Эйри сходится к ответу, даваемому формулами Френеля, и такое же решение дает расчет по уравнениям (1), см. рис. 1а.

При переходе через критическую толщину интенсивности падающей волны вместо линейного режима возникает нелинейное стационарное решение (рис. 1б). Формулы Френеля при этом не работают. Заметим, что формулы Френеля можно рассматривать как аналитическое продолжение суммы ряда Эйри. При толщинах, больших критической, к этим формулам сходится ряд, начинающийся со встречной волны.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ проектов (10-02-92115-ЯФ_а, 10-02-91750-АФ_а, 09-02-92484-МНКС_а, 09-02-12455-офи_м, 08-02-00874-а) и FP-7-проекта ECONAM.

1. Я. И. Ханин. «Основы динамики лазеров» - М. : Наука : Физматлит, 1999.
2. А. Д. Шатров. *Радиотехника и электроника*, **52**, № 12, 1430-1435 (2007).
3. R. Gabitov, B. Kennedy, A. I. Maimistov, *IEEE Journ. of Selected topics in quantum electronics*, **16**, 401-409 (2010).
4. А. А. Колоколов, *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 660-662 (1975).
5. Л. А. Вайнштейн, *УФН*, **118**, 339-367 (1976).
6. Г. Н. Романов, С. С. Шахиджанов, *Письма в ЖЭТФ*, **16**, 298-301 (1972).
7. С. Солимено, Б. Крозиньяни, П. ди Порто, «Дифракция и волноводное распространение оптического излучения», М.: Мир, 1989

РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННЫХ ЛИНЗ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ПЛАЗМОННЫХ МОД ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

Безус Е.А., Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Сойфер В.А.

Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия
Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева, Самара, Россия

Рассмотрен расчет дифракционных линз для фокусировки плазмонных мод тонких металлических пленок. Расчет основан на фазовой модуляции плазмонной моды, возникающей при ее прохождении через симметричную или асимметричную диэлектрическую структуру, расположенную на поверхности пленки.

Большое число публикаций, посвященных изучению плазмонных мод (ПМ) границ раздела металл/диэлектрик и тонких металлических пленок обусловлено перспективами их применения в нанолитографии, оптических сенсорах, волноводной оптике, микроскопии и системах для оптической обработки информации в наномасштабе¹. Для преобразования и фокусировки ПМ используются дифракционные микро- и наноструктуры, расположенные непосредственно на поверхности распространения ПМ². Между распространением и дифракцией ПМ и распространением и дифракцией света в обычной диэлектрической среде существует большое сходство^{2,3}. Аналогично скалярной теории дифракции, для описания распространения и дифракции ПМ может быть использован аналог интеграла Кирхгофа³⁻⁵.

Следует отметить, что ПМ тонких металлических пленок представляют особый интерес из-за большой длины их распространения, на порядки превышающей длину волны ПМ. В настоящей работе рассматривается расчет диэлектрических дифракционных линз, предназначенных для фокусировки ПМ тонкой металлической пленки и расположенных непосредственно на ее поверхности.

Для расчета дифракционных линз используется подход скалярной теории, основанный на фазовой модуляции ПМ по закону тонкой линзы. При этом для описания прохождения ПМ через диэлектрическую структуру решается модельная

задача дифракции ПМ на двух диэлектрических блоках, расположенных симметрично с обеих сторон металлической пленки или блоке, расположенном с одной стороны (рис. 1). Модельная задача решается в рамках строгой электромагнитной теории дифракции с использованием модификации метода Фурье-мод, предназначенной для решения задачи дифракции на неперiodических структурах.

Результаты моделирования показывают, что при прохождении через асимметричную структуру амплитуда ПМ существенно уменьшается, поэтому для достижения высокой дифракционной эффективности рассчитываемых линз целесообразно использовать симметричную конфигурацию (рис. 1(а)). В этом случае при достаточно большой высоте блоков h фазовый набег ПМ, формируемый при прохождении через структуру, описывается аналитической формулой, аналогичной формуле для набега фазы плоской волны при прохождении через однородный слой.

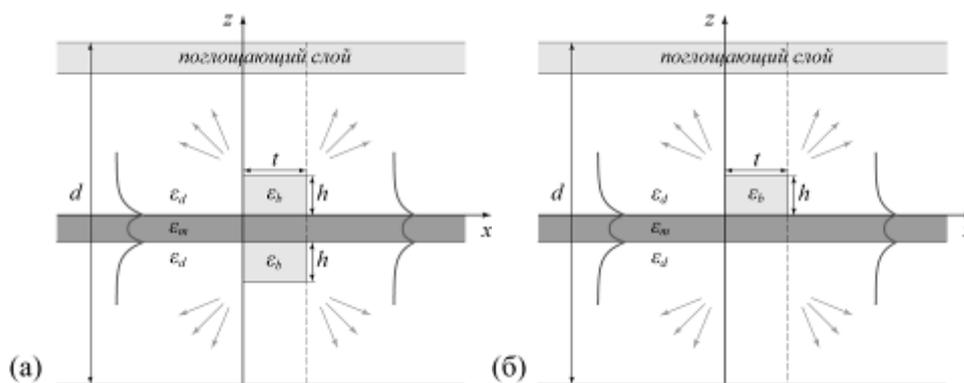


Рис. 1. Геометрия модельной задачи: симметричная (а) и асимметричная (б) структуры

Установлено, что фазовая модуляция может осуществляться как за счет изменения длины блоков при фиксированной высоте, так и за счет изменения высоты при фиксированной длине или одновременного изменения обоих параметров. В качестве примера рассчитаны двухфокусные линзы для фокусировки ПМ (рис. 2(а), (б)).

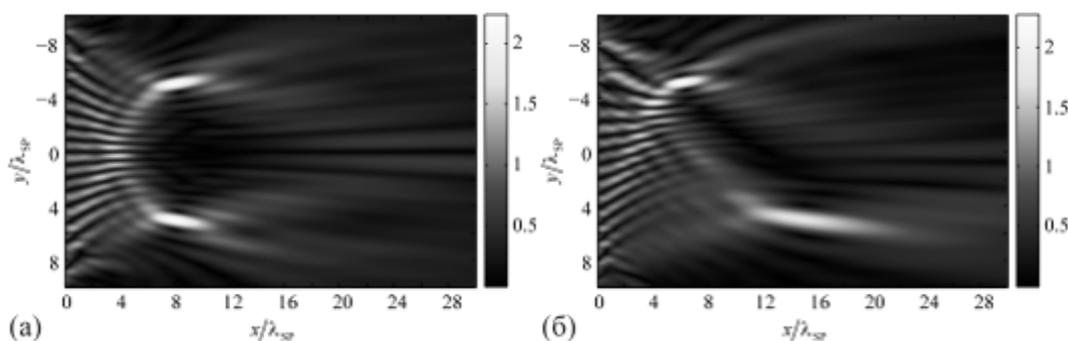


Рис. 2. Фокусировка ПМ с помощью двухфокусных линз

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 09-07-92421, 09-07-12147 и 10-07-00553, гранта Президента РФ №. НШ-7414.2010.9.

1. W.L. Barnes, A. Dereux, T.W. Ebbesen, *Nature*, **424**, 824-830, (2003).
2. Hohenau, J.R. Krenn, A.L. Stepanov, A. Drezet, H. Ditlbacher, B. Steinberger, A. Leitner, F.R. Aussenegg, *Opt. Lett.*, **30**, №8, 893-895, (2005).
3. R. Zia, M.L. Brongersma, *Nature Nanotechnology*, **2**, №7, 426-429, (2007).
4. H. Kim, J. Hahn, B. Lee, *Opt. Express*, **16**, №5, 3049-3057, (2008).

5. E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, V.A. Soifer, S.I. Kharitonov, *J. Opt.*, **12**, 015001 (7pp), (2010).

УСИЛЕНИЕ ОБРАТНОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ПЛАЗМОННЫХ СТРУКТУРАХ

Хохлов* Н.Е., Белотелов* В.И., Безус Е.А., Досколович** Л.Л.,
Звездин*** А.К.**

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

**Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

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

В докладе показана возможность усиления обратного эффекта Фарадея в плазмонных структурах (таких, как перфорированный металл/парамагнетик) при возбуждении в них поверхностных плазмон-поляритонов.

В последнее время все больший интерес для практических целей вызывает магнитооптический обратный эффект Фарадея (ОЭФ). В частности, ОЭФ применяется для генерации фемтосекундных импульсов тока и магнитного поля¹.

Для эффективного наблюдения обратного эффекта Фарадея необходимо наличие ненулевого векторного произведения $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ и усиление интенсивности внешнего поля².

В представленной работе исследовано усиление ОЭФ в плазмонных пленках. Сначала теоретически рассчитывалось распределение векторного произведения $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ и интенсивности поля при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) – электромагнитных волн особого типа. В отличие от объемных электромагнитных волн, являющихся чисто поперечными, ППП имеют проекцию электрического поля на направление распространения, т.е. являются частично продольными. При этом компонента, направленная вдоль границы раздела сред, и компонента, перпендикулярная этой границе, для электрического поля смещены друг относительно друга по фазе на $\pi/2$. Следовательно, даже для уединенного ППП модуль $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ не равен нулю, не меняется со временем вдоль всей границы раздела. Также при возбуждении ППП происходит усиление интенсивности электромагнитного поля за счет его локализации в тонком слое вблизи границы раздела двух сред³. Таким образом, выполняются условия для усиления ОЭФ. Но однородная намагниченность среды, создаваемая одним плазмоном вследствие ОЭФ, не интересна в практическом плане. Поэтому было исследовано распределение модуля $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ когда на границе раздела сред возбуждаются несколько ППП. В этих случаях вследствие интерференции ППП возникает сложное неоднородное распределение интенсивности электромагнитного поля и модуля $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ с выраженными максимумами, имеющих одинаковые координаты для обоих величин. Следовательно, возбуждая несколько ППП на одной поверхности можно получить области локального усиления ОЭФ. Но из-за затухания ППП результирующее распределение намагниченности (вследствие ОЭФ) будет иметь максимумы разной величины. Для того, чтобы сделать их равными между собой можно использовать плазмонные структуры, такие как перфорированный

диэлектрик/металл/парамагнетик, перфорированный металл/парамагнетик. В подобных структурах при определенном соотношении параметров структуры и длины волны, угла падения излучения возбуждаются ППП, причем периодически вдоль всей поверхности. Поэтому распределения интенсивности поля и модуля $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ имеют локальные максимумы равной величины. Их распределением по поверхности парамагнетика можно управлять, изменяя длину волны и/или угол падения электромагнитного излучения. Поэтому усиление ОЭФ в плазмонных структурах имеет гораздо больший практический интерес по сравнению со случаем возбуждения отдельных ППП на гладкой поверхности.

В докладе представлены полученные с помощью численного моделирования (методом связанных Фурье мод (rigorous coupled-wave analysis RCWA)) распределения интенсивности электромагнитного поля и модуля $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ после прохождения волны через плазмонные структуры. В тех случаях, когда выполнены условия возбуждения ППП, также наблюдалось локальное одновременное усиление и интенсивности электромагнитного поля, и $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$.

Таким образом, эффективное усиление и управление локальной намагниченностью посредством ОЭФ может быть достигнуто в многослойных структурах при условии возбуждения в них ППП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-02-92671, 10-02-91170, 09-02-01028, 08-02-00717).

1. В.В. Кругляк, М.Е. Портной, *Письма в ЖТФ*, **31**, №24, 20-23, (2005).
2. M. Yasin Akhtar Raja, David Allen, Wade Sisk, *Appl. Phys. Lett.*, **67**, №15, 2123-2125, (1995).
3. W.H. Weber, G.W. Ford, *Opt. Lett.*, **6**, No.3, 122-124, (1981).

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВО ВРЕМЕНИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТУАЛЬНЫХ ЗАДАЧАХ НАНООПТИКИ

Закиров А.В., Левченко В.Д.*

Московский Физико-Технический Институт

(Государственный Университет), г. Долгопрудный, Россия

*Институт Прикладной Математики им. М.В. Келдыша РАН,

г. Москва, Россия

Представлена реализация моделирования уравнений Максвелла для исследования свойств современных оптических материалов (фотонных кристаллов, метаматериалов) с учетом сложностей, возникающих при моделировании такого рода устройств. В качестве основного алгоритма численного моделирования был реализован и оптимизирован Локально-Рекурсивный Нелокально-Асинхронный (LRnLA) метод для решения уравнений Максвелла с условием поглощающих условий PML.

Современные искусственные оптические устройства и материалы (например, фотонные кристаллы, метаматериалы, скрывающие покрытия, суперлинзы[†]) как

правило имеют очень сложную структуру. Аналитические расчеты распространения электромагнитных волн в таких средах обычно возможны лишь в простейших случаях. При использовании же численного моделирования сложности возникают из-за больших размеров счетной области. Это приводит к необходимости использования эффективных алгоритмов, задействующих максимально возможным образом ресурсы вычислительных систем. В работе представлена реализация такого алгоритма для моделирования уравнений Максвелла.

В общем случае производится полное прямое трехмерное численное моделирование эволюции во времени электромагнитного поля, описываемого уравнениями Максвелла в ограниченной счетной области с различными граничными условиями. С помощью материальных уравнений задается соответствующая модель среды.

Электромагнитное поле описывается с помощью значений векторов электрического (\mathbf{E} , \mathbf{D}) и магнитного (\mathbf{B} , \mathbf{H}) полей, известных в определенные моменты времени. Изменение этих значений описывается с помощью явной разностной схемы FDTD (Finite-Difference Time-Domain)².

Варианты используемых граничных условий:

- 1) периодические;
- 2) отражающие;
- 3) предопределенные значения;
- 4) смешанные (комбинация 2х предыдущих, позволяют моделировать источник необходимых в данной задаче волн на заданной границе);
- 5) поглощающие граничные условия PML (Perfectly Matched Layer).³

Для достижения максимальной эффективности расчетов (отношение теоретического времени исходя из количества тактов процессора, необходимого для одного расчета и его тактовой частоты к реально получившемуся времени счета) используется Локально-Рекурсивный Нелокально-Асинхронный алгоритм⁴. Проведенный анализ показал, что во всех случаях эффективность алгоритма более 40%⁵.

Различные среды можно моделировать соответствующими вариациями материальных уравнений. Именно они фактически определяют возможности применимости разработанного программного кода. Ниже приведены возможные модели среды, которые на данный момент реализованы.

Модель дисперсионного диэлектрика. Диэлектрическая и магнитная проницаемости зависят только от координаты точки.

Диэлектрики с дисперсией. В качестве модели дисперсии выступает модель Друде с использованием вектора поляризации.

Проводники. Идеальные проводники можно описывать в виде следствия модели Друде.

Метаматериалы. Под метаматериалами понимаются материалы, имеющие отрицательную диэлектрическую и магнитную проницаемости⁶. Это приводит к отрицательному показателю преломления и существенной частотной дисперсии магнитной и диэлектрической проницаемостей, которую в свою очередь можно также моделировать с помощью модели Друде.

Анизотропные материалы. Анизотропия как диэлектрической, так и магнитной проницаемостей, которая позволяет моделировать обтекаемые поверхности.

В качестве примера ниже показано моделирование преломления электромагнитной волны при падении на призму с отрицательным показателем

преломления. На рисунке слева показано сечение призмы, в центре – одна из компонент падающего волнового пакета в определенный момент времени в том же сечении, а справа – сечение распределения по пространству этой же компоненты спустя некоторое время. Падающая волна не является строго монохроматической, тем не менее хорошо виден эффект отрицательного преломления.

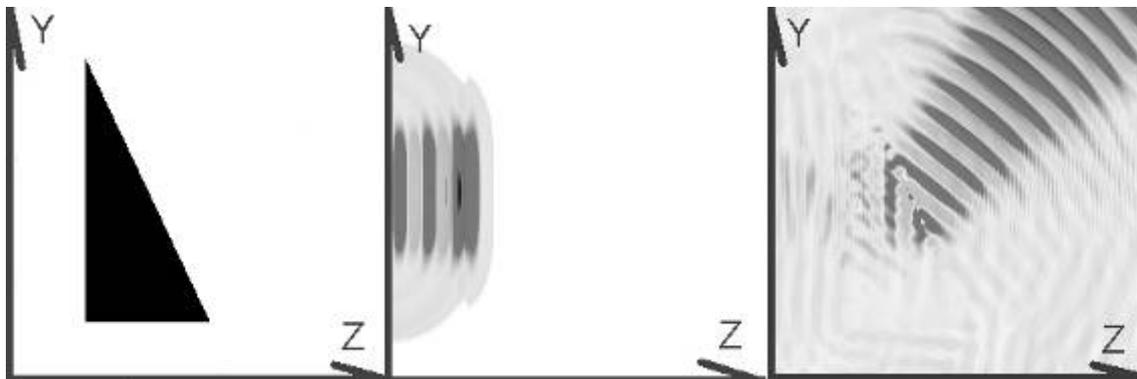


Рис. 1. Преломление электромагнитной волны при падении на призму с отрицательным показателем преломления

1. Pendry J.B. Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, N 18, P. 3966. (2000).
2. Allen Taflove. *Advances in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, (1998).
3. Berenger J.-P. Three-Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. *Journal of Computational Physics*, **127**, P. 363-379, (1996).
4. Левченко В.Д. Асинхронные параллельные алгоритмы как способ достижения эффективности вычислений. *Информационные технологии и вычислительные системы*, № 1, (2005).
5. Закиров А.В., Левченко В.Д. Реализация высокоэффективного кода для трехмерного моделирования эволюции электромагнитного поля в актуальных задачах электродинамики. *Препринт ИМП им. М.В.Келдыша*, № 28, (2009).
6. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . *УФН*, **92**, № 3, с.517-526, (1967).

ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 0.1-6.2 эВ **Ян Д.Т.**

Дальневосточный государственный университет путей сообщения
Хабаровск, Россия

Рассмотрены оптические функции тонких слоев пористого кремния на Si(100), рассчитанные из данных оптической спектроскопии на пропускание и отражение в диапазоне энергий 0,1-6,2 эВ.

Тонкие слои пористого кремния (ПК) толщиной 0,5-2,1 мкм были получены методом анодного травления пластин кристаллического кремния р-типа (100), легированного бором с удельным сопротивлением 10 Ом·см.

Для вычисления оптических функций была использована двухслойная модель [1], в которой учитывались многократные внутренние отражения и поглощения в слое ПК и

подложке. Оптические функции кристаллического кремния были взяты из литературы [2]. На основе данного метода были рассчитаны: коэффициент поглощения, показатель преломления, коэффициент экстинкции, действительная и мнимая части диэлектрической функции.

С помощью двухслойной модели и данных спектров поглощения и отражения системы « пористый кремний-кремний» рассчитан спектр отражения от верхней границы пористого кремния. Значения коэффициента отражения от слоя ПК были в дальнейшем использованы Для расчета оптических функций пористого кремния методом Крамерса-Кронига в диапазоне энергий 0,1-6,2 эВ.

Из спектральной зависимости коэффициента поглощения была оценена величина межзонного перехода в ПК (2,0-2,1 эВ). Полученные значения согласуются с литературными данными для слоев ПК [3]. Также установлено, что в отличие от кристаллического, межзонный переход в пористом кремнии является прямым.

1. Ю. А. Уханов, Оптические свойства полупроводников // М., Наука, 252-256 (1997).
2. Handbook of Optical Constant of Solids // Ed. by D.E. Palik, Elsevier (1985).
3. C.Delerue, G.Allan and M.Lannoo. Optical band gap of Si nanoclusters // J. Lum. 80, 65-71,1999.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ЛИТОГРАФИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ В ФОТОРЕЗИСТЕ SU-8 ИЗЛУЧЕНИЕМ He-Cd ЛАЗЕРА

**Адаменко М.А., Грибачёв А.С., Исаков Д.С.*, Кундикова Н.Д.*,
Микляев Ю.В.**

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия,
*Институт электрофизики Уральского отделения РАН, Екатеринбург,
Россия

Проведено исследование синтеза фотонных кристаллов методом интерференционной литографии в фоторезисте SU-8 излучением He-Cd лазера. Для увеличения показателя преломления фоторезиста использовались наночастицы диоксида титана.

Метод интерференционной литографии является на сегодняшний день одним из наиболее перспективных методов синтеза фотонных кристаллов и состоит в экспонировании слоя фоторезиста интерференционной картиной. Преимуществами этого способа синтеза являются идеальная периодичность структуры, возможность получения больших однородных образцов с низким содержанием дефектов и низкая стоимость синтеза.

Для существования запрещенной зоны в трехмерном фотонном кристалле требуется минимальный показатель преломления материала решетки, составляющий $1,9^1$. В тоже время, показатель преломления фоторезиста SU-8 составляет около 1,67 (на длине волны 633 нм). Повышение показателя преломления фоторезиста возможно за счет введения в фоторезист наночастиц с высоким показателем преломления.

Цель настоящей работы – определить условия синтеза фотонных кристаллов в нанокompозите фоторезист-частицы диоксида титана.

Для получения трехмерно-периодической структуры использовался метод трехкратного экспонирования фоторезиста одномерной интерференционной картиной с тремя различными ориентациями вектора решетки интенсивности². Важным преимуществом данного способа экспонирования является то, что он позволяет непрерывно изменять период получаемой структуры при неизменной длине волны используемого излучения лазера. При экспонировании плоскости падения двух интерферирующих волн совпадали. После каждого экспонирования образец поворачивался на 120 градусов. После трехкратного экспонирования можно было получать трехмерные решетки с симметрией, близкой к симметрии ГЦК, простой кубической и объемно-центрированной решетки.

Для синтеза трехмерных решеток фотонных кристаллов использовалось непрерывное излучение гелий-кадмиевого лазера с длиной волны 442 нм. В качестве фотоматериала был выбран фоторезист с катионным механизмом полимеризации SU-8.

За счет изменения угла между интерферирующими волнами синтезированы образцы с различным периодом решетки. Обнаружено, что для получения пористой структуры при меньших периодах требуется меньшая доза поглощенной энергии. На рис. 1 и рис. 2 приведены снимки структур с различным периодом и одинаковым временем экспозиции, полученные на электронном микроскопе. Из рисунков видно, что уменьшение периода структуры приводит к «залипанию» пор, несмотря на то, что их размер существенно превосходит разрешение данного фоторезиста (в данном фоторезисте успешно получены структуры с размерами деталей менее 50нм).

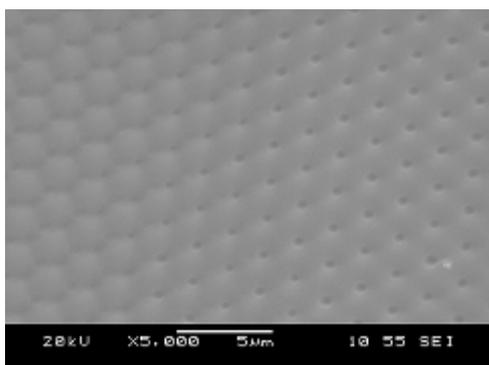


Рис.1. Изображение трехмерной решетки с периодом 2 мкм

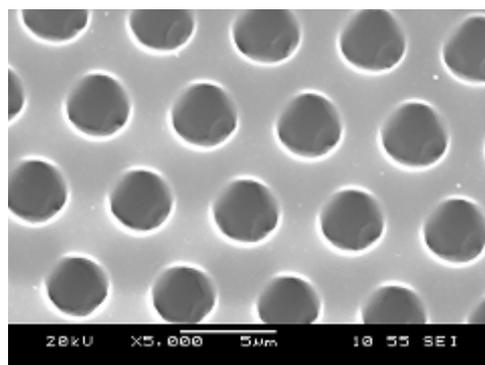


Рис.2. Изображение трехмерной решетки с периодом 5 мкм

Для увеличения показателя преломления фоторезиста использовались наночастицы диоксида титана размером 4-8 нм. Диоксид титана обладает наиболее высоким показателем преломления среди материалов, прозрачных на используемой длине волны. На основе полученного композита фоторезист-наночастицы диоксида титана синтезированы трехмерно-периодические решетки и исследована зависимость показателя преломления материала от концентрации наночастиц.

Обнаружено, что для получения методом интерференционной литографии решеток с различным периодом следует определять оптимальные условия синтеза (дозу экспонирования и время запекания) для каждого периода решетки. Также показано, что введение наночастиц диоксида титана в фоторезист позволяет повысить показатель преломления фоторезиста, на основе которого можно синтезировать фотонные кристаллы.

1. D. N. Sharp¹, A. J. Turberfield¹, R. G. Denning, *Phys.Rev. B*, **68**, 205102-1-6, (2003).

2. C. K. Ullal, M. Maldovan, E. L. Thomas, G. Chen, Y. J. Han, S. Yang, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 5434-5436, (2004).

ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА В СЛОЯХ С ОДИНАКОВЫМ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИМ АДМИТАНСОМ

Игнатов А.И., Мерзликин А.М., Виноградов А.П.

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН (ИТПЭ РАН), Москва, Россия

Показано, что в одномерной случайно-неоднородной среде, состоящей из слоев одинакового адмитанса, но с разными показателями преломления, при падении под углом к нормали наблюдается андерсоновская локализация света. Исследованы угловые и поляризационные особенности локализации света в такой системе.

Локализация света в одномерных системах, несмотря на кажущуюся простоту этой задачи, оказалась чрезвычайно многообразной и многогранной. В работе [1] показано, что при падении волны под углом на одномерную систему немагнитных диэлектрических слоев индекс ляпунова различен для различных поляризаций. Причем в случае малого контраста (когда проницаемость случайным образом принимает значения из непрерывного интервала) для угла Брюстера, соответствующего среднему значению проницаемости, наблюдается увеличение длины локализации для р-поляризации падающего света. Более того, для случайной двухкомпонентной смеси на угле Брюстера соответствующего переходу из одной среды в другую наблюдается делокализация [1]. При этом для s-поляризованной волны никакой особенности на этих углах нет.

В нашей работе исследовано прохождение света через случайную систему изотропных слоев, обладающих одинаковыми характеристическими адмитансами, но различными показателями преломления. С одной стороны данная система похожа на рассмотренную Сайпом [1], так как есть угол Брюстера – падение по нормали, с другой стороны угол Брюстера одновременно есть и для s и для р поляризованной волны. Изучается падение света из вакуума под различными углами к нормали слоев, с различными поляризациями (s и р). Заметим, что при падении под углом адмитансы для s- и р- поляризованных волн различны.

Показано, что, несмотря на то, что по нормали свет распространяется без внутренних отражений, при падении под углом наблюдается полное отражение от бесконечно толстой системы. Показано что индекс Ляпунова (величина обратно пропорциональная длине локализации) растет с углом падения и не зависит от поляризации падающей волны. Это свойство является статистическим, так как в отдельно взятой реализации коэффициенты прохождения для s и р поляризованного света различены.

1. Sipe, J.E., Sheng, P., White, B.S., Cohen, M.H. "Brewster anomalies: A polarization-induced delocalization effect", *Physical Review Letters* Volume **60**, Issue 2, 1988, Pages 108-111

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

Кузнецов С.А., Калиш А.Н., Белотелов В.И.*, Венгурлекар А.**

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

**Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India

Изучено влияние различных параметров одномерных дифракционных решеток на спектры прохождения и отражения. Показано влияние наклона стенок структуры на спектр. Продемонстрирована возможность нахождения собственных волн решеток методом матрицы рассеяния.

Оптические свойства металло-диэлектрических перфорированных пленок весьма разнообразны. Спектры прохождения и отражения в различных дифракционных порядках имеют сложную форму с рядом особенностей, известных как аномалии Вуда: аномалии Релея-Вуда и аномалии, связанные с возбуждением плазмон-поляритонной волны. Кроме того, некоторые особенности объясняются возникновением щелевых мод, известных как моды Фабри-Перо, которые могут вносить существенный вклад при определенных условиях и параметрах решетки.

Большинство исследований в этой области посвящены прямоугольным решеткам с дорожками, которые имеют вертикальные стенки. Однако, металло-диэлектрические структуры более сложного профиля являются также первостепенно важными. Условия возникновения аномалий, связанных с возбуждением плазмонов и щелевых мод могут быть очень чувствительны к профилю. Следовательно, непрямоугольный профиль решетки приводит к новым особенностям¹.

С одной стороны отклонение стенок от прямоугольного профиля, как правило, неизбежно в процессе изготовления. Поэтому наличие наклонных стенок должно быть принято во внимание при моделировании оптических свойств структуры.

С другой стороны специально созданный наклон может быть весьма эффективным способом изменения коэффициентов отражения и прохождения в металло-диэлектрических структурах и, следовательно, может позволить находить параметры структуры с необходимыми свойствами. Это делает исследование о влиянии наклона стенок на оптический отклик дифракционной решетки очень важным.

Существует несколько способов изготовления металло-диэлектрических структур. Первый тип решетки (тип-I: рис.1.а) можно получить резкой слоя металла, нанесенного на поверхность диэлектрической подложки, направленными ионными пучками. Другой метод состоит в травлении дорожек на поверхности диэлектрической подложки с последующим напылением металла (тип-II: рис.1.б).

Для моделирования оптических спектров необходимы специальные методы. В работе использовался метод связанных Фурье-мод, согласно которому уравнения Максвелла решаются в усеченном Фурье пространстве. Для улучшения сходимости используются специальные правила факторизации для представления уравнений Максвелла. Метод связанных Фурье-мод подразумевает разбиение структуры на слои с вертикальными стенками. Однако, если структура имеет более сложную структуру, следует аппроксимировать набором прямоугольных слоев. Число этих слоев должно обеспечивать устойчивость решения.

Устойчивость оценена для решеток типа-I и типа-II. Для решетки типа-I достаточно удовлетворительная стабильность результата достигается уже при пяти слоях. В то же время, более сложная структура решетки типа-II требует большего числа слоев. Даже для 40 слоев разбег сходимости коэффициента прохождения на длинах волн больше 720 нм остается неудовлетворительной. Тем не менее, для длин волн менее 720 нм остается удовлетворительной и метод связанных Фурье-мод применим.

Исследованы оптические свойства решеток в зависимости от величины угла наклона стенок. Для решетки типа-I численное моделирование показывает, что форма спектра практически не меняется (рис. 1.в), тогда, как значение коэффициента прохождения становится меньше с увеличением угла. Уменьшение коэффициента прохождения можно объяснить поглощением за счет накопления металла при увеличении угла наклона стенок.

Интересно, что в случае решетки со сложным профилем увеличение наклона стенок ведет к увеличению коэффициента прохождения, даже, несмотря на накопления металла на дне (рис. 30.б). Кроме того, наклон сильно влияет на форму спектра. Это можно объяснить значительным изменением структуры решетки второго типа, вызванное увеличением угла наклона. Например, при $\alpha=0$ металл присутствует только на вершинах дорожек и на дне решетки. При углах α отличных от нуля стенки становятся металлическими, появляются новые границы сред, вследствие чего новые особенности в спектрах.

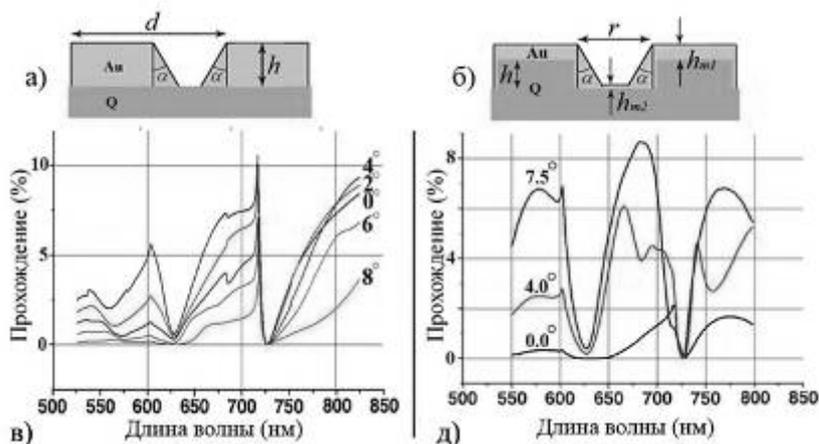


Рис. 1. Металло-диэлектрические решетки типа-I (а) и типа-II (б). Спектр коэффициента прохождения для решетки типа-I (в) и типа-II (г) для различных углов наклона металлических стенок. Для решеток обоих типов $d=660$ нм, $r=165$ нм, $h=600$ нм, $h_{m1}=200$ нм и $h_{m2}=10$ нм. Свет имеет р-поляризацию, угол падения 5°

Кроме дефектов в решетках, связанных с непрямоугольностью профиля, в работе исследовано влияние отклонений от периодичности на оптические спектры (рис. 2). Рассмотрены отклонения параметров решетки от идеальных, которые приводят к сглаживанию спектров. Такое сглаживание в спектрах может привести к полному исчезновению ожидаемых резонансных эффектов (например, экваториального эффекта Керра), особенно в случае отклонения периода от среднего значения.

Плазмонные волны на различных границах, вдоль металлических стенок решеток и щелевые моды являются собственными волнами, которые оказывают большое влияние на оптические свойства системы. При анализе задачи о падении света на периодические структуры удобно использовать метод матрицы рассеяния. Этот метод эффективен при поиске собственных системы.

В ходе работы построена двумерная диаграмма величины коэффициента поглощения в зависимости от частоты и волнового числа падающего излучения. На диаграмму, посчитанную методом связанных Фурье-мод, нанесены дисперсионные кривые собственных волн, найденные методом матрицы рассеяния².

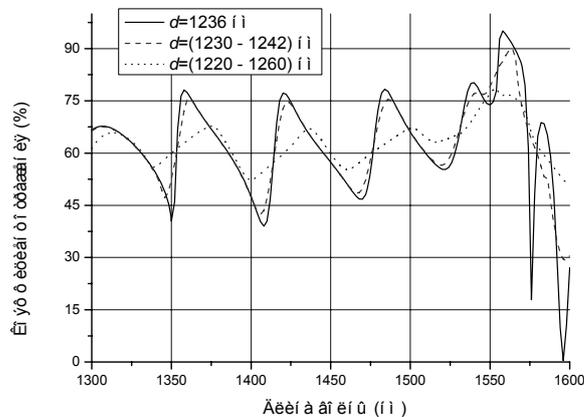


Рис. 2. Коэффициент отражения с учетом неидеальности значения периода

Собственные волны отнесены к определенному типу: плазмон-поляритоны на границе воздух-металл, металл-диэлектрик, мода Фабри-Перо³. Соответствующие примеры распределений полей построены методом связанных Фурье-мод.

Оказалось, что условия возбуждения собственных волн совпадают с резким увеличением коэффициента поглощения. Это можно объяснить увеличением эффективной длины взаимодействия со структурой, ведущую к резкому увеличению коэффициента поглощения.

1. A.S. Vengurlekar, *Opt. Lett.* **33**, 1669 (2008).
2. D.M. Whittaker, I.S. Culshaw, *Phys. Rev. B* **60**, 2610 (1999).
3. Y. Takakura, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5601 (2001).

MAGNETOPHOTONIC CRYSTALS: TECHNOLOGY, PROPERTIES AND APPLICATIONS

Baryshev A.V., Baek S.M., Goto T., Inoue M.

Toyohashi University of Technology, Toyohashi, Japan

Magnetophotonic crystals¹ (MPCs) are shown to be unique development in the field of nanophotonics. Existence of nonreciprocal magneto-optical response from crystals' constituents together with their on-wavelength-scale structuring open up an additional degree of freedom for operating light polarization by the external magnetic field.

We will demonstrate MPCs with various designs. Particularly, we show that tailoring of periodicity and surfaces of MPCs provides a new approach to engineer responses of known materials. 1D MPCs with micro-cavity and multilayer structures were fabricated onto quartz substrates using sputtering. Parameters of these multilayers were chosen such that they supported spectrally narrow localized surface states – the Fabri-Perot resonance and the so-called optical Tamm states² (OTs). Substantial enhancement of the Faraday rotation for the

wavelength of the optical resonances was experimentally observed and attributed to strong light coupling to magneto-optical constituents of the MPCs. MPCs with metalized interfaces were also studied in the regime of plasmon excitation. Overlapping optical Tamm state and plasmonic band further modified magneto-optical response from 1D MPCs.

Another representatives of MPCs under our study were so-called autocloned multilayers with a quasi-2D structure.³ They were fabricated by sputtering onto e-beam lithography patterned substrates. Polarization-resolved transmission spectra showed that light coupling occurred from a superimposition of different diffraction planes existing in these multilayers. For the so-called multiple Bragg diffraction regime, enhancement of Faraday rotation was detected together with a large reverse rotation. Large alteration of the magnitude of the Faraday and change of its sign were observed in extremely narrow spectral ranges corresponding to neighboring photonic bandgaps' overlaps. This work shows that the conventional (natural) magneto-optical activity of materials can be substantially modified, when tuning the light–magneto-optical material interaction through the crystal structure.

Possible applications of MPC and optical elements under development will be discussed.

1. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina and A. Granovsky, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **39**, R151-R161 (2006).
2. T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.A. Lisyansky, A.B. Granovsky, *Phys. Rev. B*, **79**, 125103/1-5 (2009).
3. S.-M. Baek, M.E. Dokukin, K. Yayoi, J. Kim, H. Uchida, A.V. Baryshev, M. Inoue, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **33**, 489-492 (2009).

ПОЛЯРИТОНЫ В ПОЛОСТИ И УПРАВЛЕНИЕ ФОТОНАМИ

Лозовик Ю.Е.

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская обл.
Московский физико-технический институт, г.Долгопрудный

Рассматривается сверхтекучесть двумерной системы экситонных поляритонов в в оптической микрополости с погруженной в нее квантовой ямой. Рассмотрены различные методы управления системой поляритонов. В частности, рассмотрен эффект увлечения поляритонов током в двумерном электронном газе. В результате увлечения экситонов увлекается и система фотонов, “запутанная” с ними в поляритонах.

Рассмотрены когерентные свойства поляритонной и экситонной системы и обсуждаются проблемы их обнаружения.

Рассмотрены два различных метода формирования двумерной ловушки для системы экситонных поляритонов в оптической микрополости с погруженной в нее квантовой ямой. Для локализации поляритонного газа достаточно локализовать одну из его компонент (фотонную либо экситонную). Таким образом, возможны следующие реализации поляритонной ловушки: первая основана на создании фотонного конфайнмента при помощи непостоянной ширины микрополости или диэлектрической проницаемости среды внутри микрополости. Второй метод заключается в создании экситонного конфайнмента за счет наложения на яму с экситонами внешнего

потенциала или неоднородной деформации системы. Теоретически проанализировано поведение двухкомпонентного бозе-конденсата фотонов и экситонов в ловушках обоих типов. Бозе-конденсат поляритонов описывается системой связанных уравнений типа Гросса-Питаевского для фотонных и экситонных конденсатов. Получены приближенные волновые функции и пространственные профили связанных фотонных и экситонных конденсатов. Предсказана бозе-эйнштейновская конденсация и сверхтекучесть магнитоэкситонных поляритонов в двумерной электрон-дырочной системе, помещенной в оптическую микрополость в сильном магнитном поле..

Изучена система плазмонных поляритонов в оптической полости с погруженным в нее графеном.

1. O.L. Berman, R.Ya. Kezerashvili and Yu.E.Loizovik, *Phys. Lett. A* **374**, No.35, 3681(2010).
2. Ю.Е.Лозовик, *УФН* 179, No.3, 309(2009).
3. O.L. Berman, R.Ya. Kezerashvili, Yu.E. Loizovik, *Phys. Rev. B* **80**, 115302 (2009).
4. O.L. Berman, Yu.E. Loizovik, G.Gumbs, *Phys. Rev.*, B **77**, No.15, 155433 (2008).
5. V.M. Akulin, Yu.E. Loizovik, I.E. Mazets, A.G.Rudavets, *Phys. Rev.* **A79**, 063614(2009).
6. Yu.E. Loizovik, A.A. Sokolik, M. Willander, *phys. stat. sol.A* **206**, 927 (2009).
- O.L. Berman, Yu.E. Loizovik, D.W. Snoke, *Phys. Rev.*, B **77**, 155317 (2008).
- Ю.Е.Лозовик, А.Г.Семенов, *ТМФ*, **154**, 372 (2008).
- O.L. Berman, Yu.E. Loizovik, G.Gumbs, *Phys. Rev.*, B **77**, 155433 (2008).
- O.L.Berman, G.Gumbs, Yu.E.Loizovik, *Phys.Rev.*,B **78**, 085401 (2008).
- O.L. Berman, Yu.E. Loizovik, D.W. Snoke, *Phys. Rev.*, B **77**, 155317 (2008).
7. O.L. Berman, R.Ya. Kezerashvili, Yu.E. Loizovik, *Phys. Rev. B* **80**, 115302 (2009).

RESONANT ONE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL MEDIATED BY THE QUANTUM WELL EXCITONS AT THE SECOND QUANTUM STATE

Chaldyshev V.V., Vasil'ev A.P., Chen Z.*, Liu Z.*

Ioffe Physico-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

* Brooklyn College of the City University of New York, New York, USA

A periodic multiple quantum well GaAs/AlGaAs structure was designed, grown and characterized in order to reveal resonant features in optical spectra when the Bragg resonance was tuned to the second quantum state $x-e2-hh2$ of the heavy-hole exciton-polaritons in the quantum wells.

Introduction

The resonant Bragg structure (RBS) is a special type of one-dimensional photonic crystals where the electromagnetic waves resonantly interact with quasi-two-dimensional excitons in a periodic system of quantum wells (MQW). Multiple diffraction of the exciton-polaritons impacts the optical properties of the medium in a vicinity of the resonant frequency when the periodicity of the structure, d , is tuned to the Bragg condition $d = \pi c/\omega n$, where ω is the frequency of the exciton-polaritons in the QWs, n is the refraction index of the barrier, c is the speed of light in vacuum. This phenomenon was first considered in Ref. 1 and extensively studied in theory in subsequent publications (see, for instance, Refs. 2, 3 and references

there). It has been shown that the large number of quantum wells enhances the light-matter interaction and significantly increases the width of the polariton band gap, giving rise to a superradiant optical mode.

The experimental research has been done on the CdTe/CdMgTe⁴, GaAs/InGaAs^{5,6} and GaAs/AlGaAs^{7,8} MQW structures. These works demonstrated in experiment the feasibility of the coherent exciton-photon coupling in MQW with a large number of periods. This phenomenon makes the RBS attractive for applications to a variety of photonic devices that may benefit from a flexible Bragg reflection.

All the above mentioned research was focused on the lowest energy state of the exciton-polaritons in the QWs. However, the resonant reflection does not require any population of the excitonic or electronic state and can be realized for higher quantum confinement levels.

In this paper we report the results of optical study of a novel resonant Bragg structure based on the GaAs/AlGaAs MQW system. In this structure the Bragg reflection resonance is tuned to the frequency of the heavy-hole excitons at the second quantum level e2-hh2.

Experimental

The RBS consisted of 60 GaAs QWs separated by AlGaAs barriers. It was grown by molecular beam epitaxy (MBE) in a Riber 32 system on a semi-insulating 2-inch GaAs substrate with (001) orientation. The samples were not intentionally doped. The optical spectra of the fabricated RBS were measured at various angles and polarizations of the incident light in the temperature range from 4 to 300 K. The reflectance was measured using a grating monochromator equipped with a Si linear array photodetector. The electroreflectance was studied by the contactless technique with modulation voltages in the range of 200 – 1200 V.

Results

Figure 1 shows the reflection spectra of the RBS recorded at 4.2K at different angles of the light incidence, θ , and polarizations (s, p). The spectra demonstrate one major reflection band in the range of 740-780 nm accompanied by a large number of interference fringes on the background reflection. The latter corresponds to what is expected for a dielectric material with the refraction index $n = 3.6$. The background reflection diminishes in p-polarization when the incident angle approaches the Brewster's angle. The shift of the reflectance band center, λ_m , as the function of the incident angle follows the Bragg diffraction equation:

$$\lambda_m = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} \quad (1)$$

The fine structure of the reflection spectra relates to the excitonic transitions, which are marked in Fig.1 by arrows. It should be noted that the strongest reflection is observed at the incidence angle of about 23° when the center of the Bragg reflection band coincides with the wavelength of the QW exciton-polariton band x-e2-hh2.

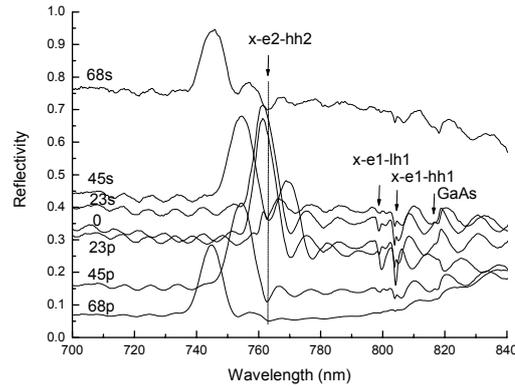


Fig.1 Reflectivity of the GaAs/AlGaAs RBS at 4.2 K for *s*- and *p*-polarizations of the light at the angle of incidence of 68°, 45°, 23°, and 0°. Arrows mark the features related to the excitonic transitions in the quantum wells (x-e1-hh1, x-e1-lh1, and x-e2-hh2) and in the bulk GaAs substrate.

Plotted in Fig. 2 are the contactless electro-reflection (CER) spectra recorded at 19 K with modulation voltage of 500 V and two different angles of incidence. Since the background index of refraction is not sensitive to the weak modulating electric field, the major features in the CER spectra originate from different excitonic states in the quantum wells. A strong signal related to the GaAs substrate was also observed (not shown in Fig.2), which indicated a very low screening of the electric field by free carriers. The CER features were fitted in the first derivative approximation with Gaussian line shape. The peak energies in the CER spectra were quantitatively consistent with quantum mechanical calculations based on the sample design. The most important observation in Fig. 2 is an increase in both the magnitude and the width of the electro-reflection related to the x-e2-hh2 exciton, when the angle of incidence is tuned from 46° to 23°. The full width at half maximum for the x-e2-hh2 peak, Δ , changes from 5.3 to 9.4 meV, whereas for the x-e1-hh1 ground exciton level it always remains equal to 3.9 ± 0.1 meV. Alternatively, the enhancement of the x-e2-hh2 peak was realized by variation of the sample temperature.

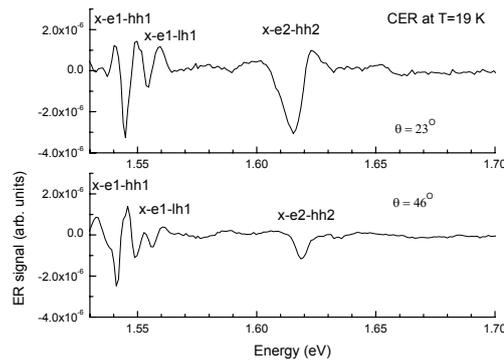


Fig.2. CER of the GaAs/AlGaAs RBS at 19 K at the incident angles of 23° and 45°.

Discussion

The experimental observations described above give the evidence for the super-radiant mode of the RBS. Formation of this mode occurs when the sample temperature is below 30 K and the incident angle is about 23°. According to Equation (1) this angle provides the Bragg condition at 762 nm, which corresponds to the energy of 1.62 eV of exciton-polaritons at the second quantum state e2-hh2. The broadening of the exciton-polariton reflection band due to

the electro-magnetic coupling in MQW system under the Bragg conditions can be described as^{1,2}

$$\Delta = 2(N\Gamma_0 + \Gamma), \quad (2)$$

where Γ_0 is the radiative broadening parameter for the exciton-polariton in a single quantum well; Γ represents the non-radiative broadening; and $N = 60$ is the number of QWs in the system. Because the systems of x-e1-hh1 and x-e1-lh1 exciton-polaritons are far away from the resonance conditions, they give an estimate of the non-radiative broadening $2\Gamma = 3.9$ meV for our MQW sample. According to Equation (2) this gives $\Gamma_0 = 45$ μ eV, which is close to the expected values⁷ for the GaAs/AlGaAs system.

Conclusions

We demonstrated for the first time the double resonance due to the coupling of the Bragg diffraction and the second quantum state e2-hh2 of exciton-polaritons in a MQW structure. Our experiments show a substantial enhancement of the exciton-photon interaction in the RBS by fine tuning of the Bragg wavelength via variation of the incident angle of the light. or by changing the exciton frequency via the sample temperature. Parameters of the optical features in reflection and electro-reflection spectra are evaluated in- and out of resonance conditions.

This work has been supported in part by the Russian Foundation for Basic Research, grant # 09-02-12313, and by the Russian Academy of Sciences.

1. E.L. Ivchenko et al, *Phys. Solid State* **36**, 1156 (1994).
2. L.I. Deych et al, *Phys.Rev. B* **69**, 75308 (2004).
3. E.L. Ivchenko et al, *Phys. Rev. B* **70**, 195106 (2004).
4. E.L. Ivchenko et al, *Phys. Solid State* **39**, 1852 (1997).
5. M. Hubner et al, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2841 (1999).
6. J.P. Prineas et al, *Phys. Rev. B* **61**, 13863 (2000).
7. V.V. Chaldyshev et al, *J. Mater. Sci.: Materials in Electronics*, **19**, 699 (2008).
8. D. Goldberg et al, *Nature Photonics* **3**, 662 (2009).

РЕЗОНАНСНОЕ ДИФФУЗНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА СТАТИСТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Селькин А.В., Уклеев Т.А., Меньшикова А.Ю.*, Шевченко Н.Н.*
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
Россия

*Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург,
Россия

Исследованы новые оптические явления, обусловленные резонансным диффузным рассеянием света от опалоподобных фотонных кристаллов. Установлено, что диффузная компонента рассеянного света резонансно усиливается в спектральных областях, где плотность состояний собственных электромагнитных мод фотонного кристалла аномально увеличивается.

Возникновение диффузной составляющей света, отраженного от конденсированной среды, свидетельствует о ее случайной пространственной

неоднородности¹. Исследование свойств такой среды на основе анализа геометрических и спектральных характеристик индикатрисы упругого рассеяния света позволяет получать существенную дополнительную информацию о реальной структуре среды. Если речь идет о периодических диэлектрических средах типа фотонных кристаллов² (ФК), то сигнал диффузного отражения формируется за счет упругого рассеяния света на случайных пространственных неоднородностях на фоне регулярной дифракционной компоненты.

В настоящей работе впервые исследованы оптические эффекты, связанные с резонансным диффузным отражением (рассеянием) света от опалоподобных ФК. Проанализированы геометрические и спектральные характеристики индикатрисы упругого рассеяния света. Спектры диффузного рассеяния сопоставлены со спектрами брэгговского отражения и с энергетическим спектром собственных мод фотонного кристалла. Мы обращаем внимание на спектральные особенности формирования индикатрисы рассеяния света, обусловленные сильной модификацией энергетического спектра фотонов в трехмерном ФК, обладающем высоким диэлектрическим контрастом.

Исследованные нами опалоподобные ФК представляли собой пленки (толщиной около $5 \mu\text{m}$), изготовленные из монодисперсных частиц полистирола (диаметром $a_{00} \approx 280 \text{ nm}$). Частицы полистирола синтезировались путем безэмульгаторной сополимеризации стирола с метакриловой кислотой под действием персульфата калия. Спектры брэгговского отражения и диффузного рассеяния света регистрировались в s-поляризации внешнего света, отраженного (рассеянного) от латеральной поверхности роста (111) ФК пленки. Плоскость падения-отражения света совпадала с плоскостью диффузного рассеяния, а нулевая азимутальная ориентация $\varphi = 0^0$ образца выбиралась таким образом, чтобы плоскость падения была перпендикулярна наклонным кристаллическим плоскостям (002) и (11-1). Нулевой азимут ориентации образца устанавливался приблизительно по изображению, полученному с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), а наиболее точно - по спектрам многоволновой брэгговской дифракции³.

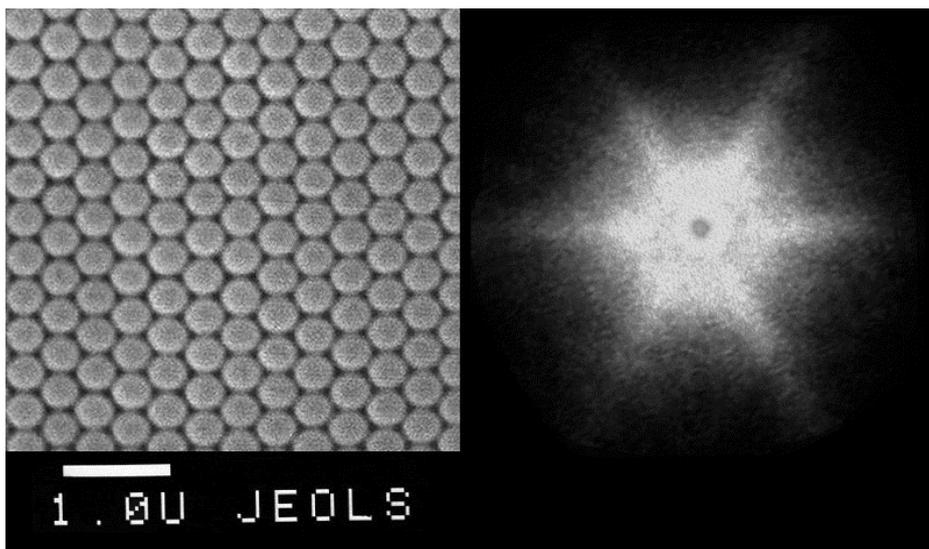


Рис.1. Микрофотограмма поверхности исследованного образца (слева), полученная с помощью СЭМ, и фотоснимок азимутального распределения интенсивности диффузной компоненты рассеяния (справа)

На рис.1 (слева) изображена снятая с помощью СЭМ микрофотограмма поверхности исследованного образца. Рядом (справа) приведен соответствующий этой поверхности фотоснимок азимутального распределения интенсивности диффузной компоненты рассеяния при возбуждении образца вдоль нормали к поверхности HeNe-лазером (на длине волны 632.8 nm). В картине диффузного рассеяния хорошо проявляется ее гексагональная симметрия в виде шестилучевой звезды: свет рассеивается на большие углы в направлениях, перпендикулярных линейным цепочкам контактирующих сфер. Учитывая, что такие цепочки являются линиями пересечения наклонных кристаллических плоскостей типа (002) и (11-1) с латеральной плоскостью (111), можно заключить, что диффузное рассеяние света усиливается в тех азимутальных направлениях, в которых существенна многоволновая брэгговская дифракция света.

Результаты измерений, представленные на рис.2, демонстрируют наиболее принципиальные особенности формирования спектров диффузного отражения. На рис.2а сопоставляются между собой спектр диффузного рассеяния (кривая σ_{ss} - угол падения $\theta = 0^\circ$, угол рассеяния $\theta' = 44^\circ$) и спектр брэгговского отражения (кривая R_{ss} - угол падения $\theta = 44^\circ$). Следует отметить, что максимальная интенсивность диффузного рассеяния оказывается на три-четыре порядка ниже максимальной интенсивности зеркальной (брэгговской) компоненты отражения.

Спектр рассеяния характеризуется относительно богатой структурой: по крайней мере, пять пиков (λ_{i1} , λ_{i2} , λ_{f1} , λ_{f3} и λ_{f4}) присутствуют в спектре σ_{ss} . Зависимости спектральных положений пиков рассеяния $\lambda_{f1} - \lambda_{f4}$ от угла рассеяния θ' при фиксированном угле падения $\theta = 0^\circ$ представлены на рис.2b экспериментальными точками на соответствующих кривых $f_1 - f_4$. Что касается пиков λ_{i1} и λ_{i2} , то их спектральные положения не зависят от θ' .

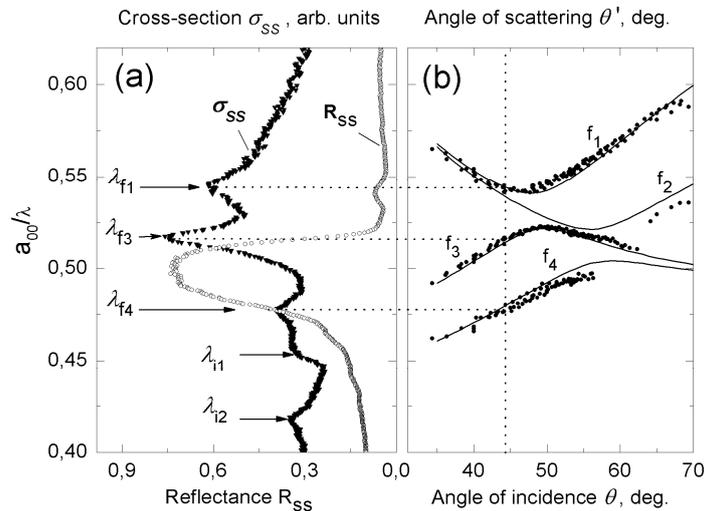


Рис.2. (а) Спектры диффузного рассеяния σ_{ss} (угол падения $\theta = 0^\circ$, угол рассеяния $\theta' = 44^\circ$) и брэгговского отражения R_{ss} (угол падения $\theta = 44^\circ$) в s-поляризации света (λ - длина волны света, a_{00} - минимальное расстояние между частицами полистирола в латеральной плоскости). (б) Спектральное положение пиков рассеяния в зависимости от угла рассеяния θ' при угле падения $\theta = 0^\circ$ (символы - эксперимент, сплошные кривые (f_1 - f_4) - теория)

Сплошные кривые $f_1 - f_4$ на рис. 2b получены в результате расчета положений особых точек энергетического спектра (зависящих от θ'), в которых плотность состояний собственных электромагнитных мод ФК аномально возрастает.

1. С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский, *Введение в статистическую радиофизику*, часть II - *Случайные поля*, Москва «Наука», 464 с., (1978).
2. J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (2nd edition)*, Princeton University Press, Princeton, (2008).
3. А.Г. Баженова, А.В. Селькин, А.Ю. Меньшикова, Н.Н. Шевченко, *Физика твердого тела*, 49, №11, 2010-2021, (2007).

MULTI-WAVE INTERACTION IN NEGATIVE INDEX METAMATERIAL

Gabitov^{1,2,3} I., Kudyshev^{4,2} Zh., Maimistov^{5,1} A.

¹Department of Mathematics, University of Arizona

²Department of Mathematics, Southern Methodist University

³L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Moscow

⁴Department of Physics, al-Farabi Kazakhstan National University

⁵National Research Nuclear University, Moscow

Nonlinear electrodynamics of metamaterials is a rapidly growing field of nanophysics. Research in this field is primarily focused on two areas: (i) investigation of known nonlinear phenomena occurring in new negative index metamaterials; (ii) study of nonlinear phenomena that are specific for negative index metamaterials. We have studied phenomena that combine both features. In particular, we investigated three wave interactions in negative index materials for the case of second harmonic generation and parametric amplification. We have demonstrated that these well-known phenomena are drastically different from three wave interactions in conventional materials. First, it was demonstrated that three wave interactions become multi-stable in the presence of phase mismatch. Second, it was shown that there is critical value of phase mismatch that separates different regimes of interactions. In the presentation we will briefly discuss specifics of four wave interactions in negative index materials.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Толмачев В.А., Перова Т.С.*

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

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

Представлены теоретические и экспериментальные исследования оптических свойств одномерных фотонных кристаллов. Спектры отражения и пропускания были рассчитаны в виде карт фотонных зон. Экспериментальные исследования оптических свойств проведены с помощью Фурье-микроспектроскопии в диапазоне длин волн 1.5-15 мкм и с использованием оптического спектрального анализатора в диапазоне 1-1.7 мкм. Получен существенный сдвиг высокопорядковых зон и дефектных мод $\Delta\lambda/\lambda$ до 5.2 % в интервале прикладываемых напряжений 2-10 в.

Введение

Микрофотоника является перспективным направлением развития в области информационных и телекоммуникационных технологий, а также в области новых микроприборов и устройств в биологии и медицине (Lab-On-Chip). Фотонные кристаллы (ФК), изготовленные на основе кремния, являются новыми перспективными оптическими средами для микро- и нанопотоники. Композитные ФК на основе Si и жидкого кристалла (ЖК), благодаря их прозрачности как в ближней так и средней ИК области спектра, могут эффективно изменять параметры излучения в этом диапазоне. Благодаря значительной оптической анизотропии ЖК (до $\Delta N=0.4$), можно достигать существенной подстройки показателя преломления N путем прикладывания электрического поля. Одномерные ФК, несмотря на их изученность в теории и известность на практике, продолжают оставаться объектами исследований для получения новых материалов или модификации уже существующих материалов с новыми оптическими свойствами.

Расчет

Теоретические аспекты работы представлены в виде развития метода расчета карт фотонных зон (КФЗ), включающего метод матриц переноса и оригинальную программу для построения карт. С помощью метода КФЗ были рассчитаны подстройка краев фотонных зон, их расширение, структуры с квази-полной ФЗ (omnidirectional band) и с перестраиваемыми дефектными модами. В представленной работе внимание сконцентрировано на описании свойств новых трехкомпонентных одномерных ФК с постройкой оптического контраста и областями прозрачности с коэффициентами пропускания $T > 0.99$ (рис.1).

Эксперимент

Экспериментальные исследования ФК и резонаторов осуществлены с помощью Фурье-микроспектрофотометрии в среднем ИК диапазоне и с помощью оптического спектрального анализатора и оптоволоконного сопряжения в ближней ИК области. Исследованы методические аспекты и представлены экспериментальные результаты по Фабри-Перо (ФП) резонаторам с плоскопараллельными зеркалами, полученным на Si чипе. Эти резонаторы изготовлены путем микроструктурирования Si (включая

структуру «кремний на изоляторе») с помощью фотолитографии и методов сухого и химического травления и предназначены для управления светом, распространяющимся параллельно подложке. Для достижения существенной подстройки (сдвига) резонансных пиков использованы пики и стоп-зоны высоких порядков. При изменении напряжения от 0 до 10 В достигнуто изменение показателя преломления ЖК E7 $\Delta n = 0.12$ с соответствующим сдвигом резонансных пиков $\Delta\lambda/\lambda$ до 5.2 % (рис.2)

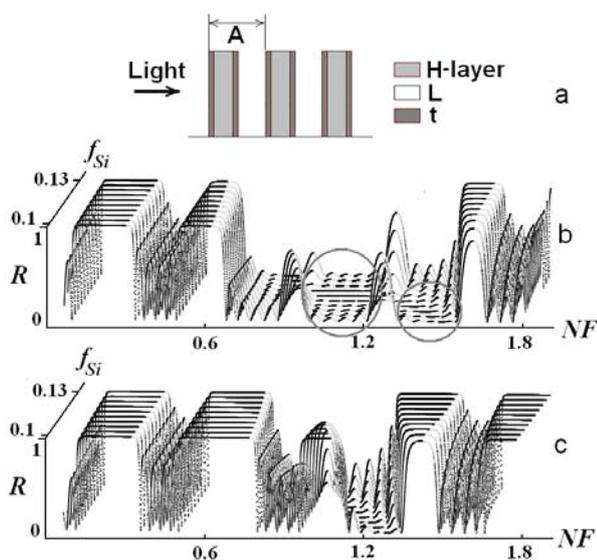


Рис.1 а) Схема фрагмента трехкомпонентного ФК; б) спектры отражения 3-х компонентного ФК (Si-воздух) с дополнительным регулярным слоем t; в) для сравнения показаны спектры 2-х компонентного ФК; NF – нормализованная частота, f_{Si} – фактор заполнения Si, области прозрачности показаны кругами

Применение

Результаты работы могут быть использованы для создания интегрированных оптических элементов в виде пассивных и подстраиваемых микрополяризаторов и переключателей, а также матриц для био- и химических сенсоров.

ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ГРАНИЦЫ 1D ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Захарова И.Г., Неберо М.С., Сухоруков А.П.

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

Исследуются особенности эффекта Гооса-Хенхен для одномерного фотонного кристалла, представляющего собой плоскоструктурную периодическую структуру. Приводятся результаты численного расчёта бокового сдвига и деформации отражённого пучка для различных соотношений между угловым спектром падающего пучка и угловой шириной брэгговской полосы.

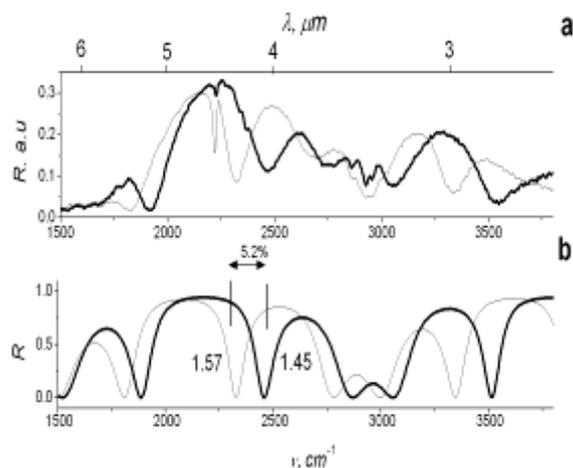


Рис.2. Экспериментальные(а) и расчетные(б) спектры отражения до(тонкая линия) и после(жирная линия) приложения напряжения 10 В Фабри-Перо резонаторе с ЖК

В докладе исследуются особенности известного в линейной оптике эффекта Гооса-Хенхен¹ при отражении от границы периодической слоистой структуры, моделирующей одномерный фотонный кристалл. Этот эффект проявляется в сдвиге волнового пучка и изменении его профиля при отражении от границы раздела двух однородных сред в условиях полного внутреннего отражения. Принципиальным моментом является тот факт, что при заданной частоте светового пучка его угловой спектр лежит целиком или частично в запрещённой полосе фотонного кристалла. В этой области модуль коэффициента отражения близок к единице, а его фаза является функцией угла падения.

Для гармонической аппроксимации зависимости диэлектрической проницаемости от координаты, перпендикулярной к поверхности, найдены коэффициенты отражения как для полубесконечного, так и конечного слоя периодической структуры в окрестности первой запрещённой полосы. Получен аналитический вид формулы Гооса-Хенхен, справедливой для слаборасходящихся пучков, определены границы её изменяемости. Учёт френелевского отражения приводит к тому, что величина бокового сдвига Δ становится несимметричной относительно центра брэгговской полосы, бóльшие значения Δ соответствуют левой границе угловой полосы.

На основе фурье-представлений гауссовских пучков численно рассчитаны профили отраженных пучков при различных соотношениях между шириной углового спектра падающего пучка и угловой ширины брэгговской полосы. На приведённых ниже рисунках приведены угловые спектры падающих коллимированных пучков (сплошные кривые рис. 1а и 2а) и зависимость фазы коэффициента отражения (пунктирные кривые рис. 1а и 2а), как функции параметра $p = k \sin \Theta$ (Θ - текущий угол спектральной компоненты). Вне запрещённой полосы фаза остаётся постоянной. На рис. 1б показаны профили падающего и отражённого пучков, в том случае, когда угол падения лежит в середине запрещённой полосы. Боковой сдвиг составляет величину $\sim 4\lambda$. На рис. 2б те же профили относятся к случаю, когда угол падения лежит вблизи границы полосы. В этом случае сдвиг достигает значений $\sim (10 - 12)\lambda$, при этом наблюдается деформация профиля отражённого пучка. Связанное с расходимостью падающего пучка уширение углового спектра приводит к тому, что сдвиг при отражении уменьшается, однако происходит более сильная деформация профиля, в частности появляются мелкомасштабные искажения. Проанализированы особенности отражения пучков от периодической структуры конечной толщины.

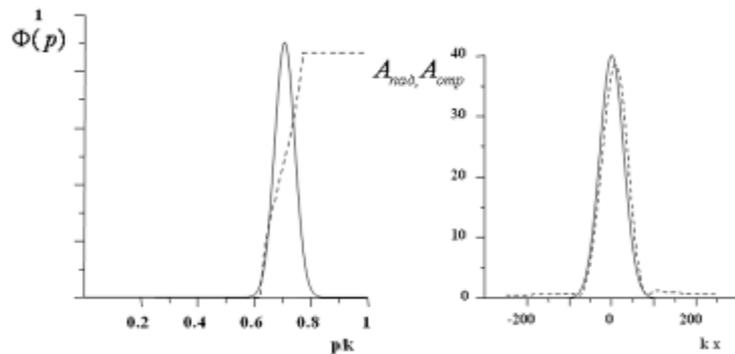


Рис. 1. а – угловые спектры гауссового пучка (сплошная линия) и брэгговской полосы; б – профиль падающего (сплошная линия) и отражённого (пунктир) пучков

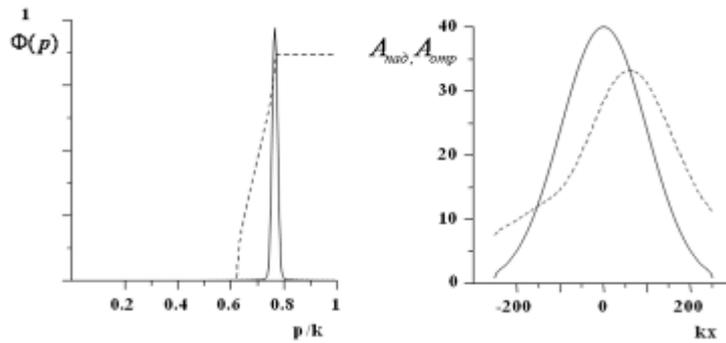


Рис. 2. а – угловые спектры гауссового пучка (сплошная линия) и брэгговской полосы; б – профиль падающего (сплошная линия) и отражённого (пунктир) пучков

1. Н.К. Lotsch, *JOSA.*, **58**, 551, (1968).
2. Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, (1973).
3. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, (1987).
4. D. Felbacq, A. Morean, R. Smaali, *Opt. lett.*, **28**, 1633, (2003).

КОГЕРЕНТНОЕ ПРОПУСКАНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Мискевич А.А., Лойко В.А.

Институт физики им. НАН Беларуси, Пр-т Независимости 68, Минск,
Беларусь

Предложен метод моделирования радиальной функции распределения монослоя пространственно-упорядоченных монодисперсных сферических частиц. Используя полученную с его помощью радиальную функцию, в рамках квазикристаллического приближения теории многократного рассеяния волн, рассчитаны коэффициенты когерентного пропускания и отражения двумерного фотонного кристалла.

В последние годы значительно возрос интерес к пространственно-упорядоченным структурам – фотонным кристаллам и квазикристаллам. Он обусловлен существованием ряда оптических эффектов, возникающих при взаимодействии света с такими структурами. Среди них – эффект подавления пропускания света пространственно-упорядоченной структурой, который обуславливает образование фотонной запрещённой зоны. Другой эффект – это увеличение пропускания (нормированного к площади отверстий) тонкого металлического слоя, перфорированного упорядоченно-расположенными отверстиями или покрытого упорядоченно-расположенными диэлектрическими частицами.

В данной работе предлагается метод моделирования радиальной функции распределения (РФР) системы с дальним порядком (двумерного фотонного кристалла). Для его реализации требуется малое количество вычислительных ресурсов. Метод является быстрым и хорошо адаптированным к использованию в ККП. Он позволяет описывать фотонные кристаллы практически с любой степенью упорядоченности. Моделируемые с его помощью радиальные функции находятся в хорошем соответствии с известными экспериментальными данными.

Для моделирования радиальной функции распределения частиц, сначала рассчитываются радиусы координационных окружностей и количество частиц, расположенных на каждой из них для идеального фотонного кристалла. Затем, для моделирования РФР частиц в реальном кристалле, эти окружности «размываются» путём задания распределения их радиусов относительно радиусов соответствующих координационных окружностей идеального кристалла. Полученная радиальная функция используется для определения коэффициентов когерентного пропускания и отражения фотонного кристалла в квазикристаллическом приближении.

Исследована зависимость когерентного пропускания и отражения слоя от степени упорядоченности частиц. Рассмотрено формирование фотонной запрещенной зоны. Проведена оценка влияния дальнего порядка на коэффициенты когерентного пропускания и отражения слоя в области параметров, при которых реализуется запрещенная зона и вне ее для фотонного кристалла с треугольной, квадратной и гексагональной решётками.

Введено понятие минимальной длины корреляции фотонного кристалла. Показано, что частицы, находящиеся на расстояниях больших минимальной длины корреляции, слабо влияют на зависимости коэффициентов когерентного пропускания и отражения слоя вне области параметров ФК, соответствующих фотонной запрещенной зоне. В области параметров, при которых имеет место фотонная запрещенная зона, это влияние может быть значительным.

Результаты исследования могут быть применены при разработке и изготовлении солнечных элементов с повышенным КПД, светодиодов повышенной яркости, прозрачных электродов с увеличенным пропусканием, прямых и изогнутых волноводов и других оптических и электрооптических элементов и приборов с улучшенными характеристиками на основе фотонных кристаллов.

1. V. Loiko, A. Miskevich, *Appl. Opt.* **44**, №18, 3759-3768, (2005).

СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С КОМБИНАЦИОННО УСИЛИВАЮЩИМ ДЕФЕКТОМ

Архипкин В.Г., Мысливец С.А.

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

Предсказаны узкие усиленные резонансы в спектрах пропускания и отражения фотонного кристалла с дефектом, содержащим комбинационно усиливающую среду. Коэффициенты пропускания и отражения могут быть одновременно больше единицы при интенсивности управляющего излучения порядка 1-100 мкВт/см².

В работе обсуждается новый способ управления спектром пропускания и отражения фотонного кристалла (ФК) с дефектом, содержащим трехуровневую среду с уровнями $E_0 < E_2 < E_1$. Метод основан на эффекте комбинационного усиления¹ пробной (стоксовой) волны в дефектном, который содержит трехуровневые атомы, в присутствие управляющей волны, взаимодействующей с переходом $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$. Усиление

пробной волны с частотой ω_p возникает при ее взаимодействии с когерентной волной накачки с частотой ω_d , когда разность частот $\omega_d - \omega_p$ близка к частоте рамановского перехода ω_{20} . При этом узкий комбинационный резонанс может приводить к значительному уменьшению групповой скорости пробной волны ² – в c/v_g раз (c – скорость света в вакууме, v_g – групповая скорость пробной волны в дефекте).

Показано, что существует область интенсивностей управляющего излучения, когда в спектре пропускания и отражения пробного поля *одновременно* возникают узкие резонансы (пики) (Рис.1). Вне этой области пик в пропускании превращается в провал. Спектральное положение этих пиков определяется рамановским резонансом, а коэффициенты пропускания T и отражения R могут быть больше единицы при интенсивности излучения накачки от единиц мкВт/см² до десятков мВт/см². Установлено, что природа узких пиков обусловлена резкой дисперсией нелинейного показателя преломления вблизи рамановского резонанса, которая приводит к значительному уменьшению групповой скорости пробной волны в присутствии излучения накачки.

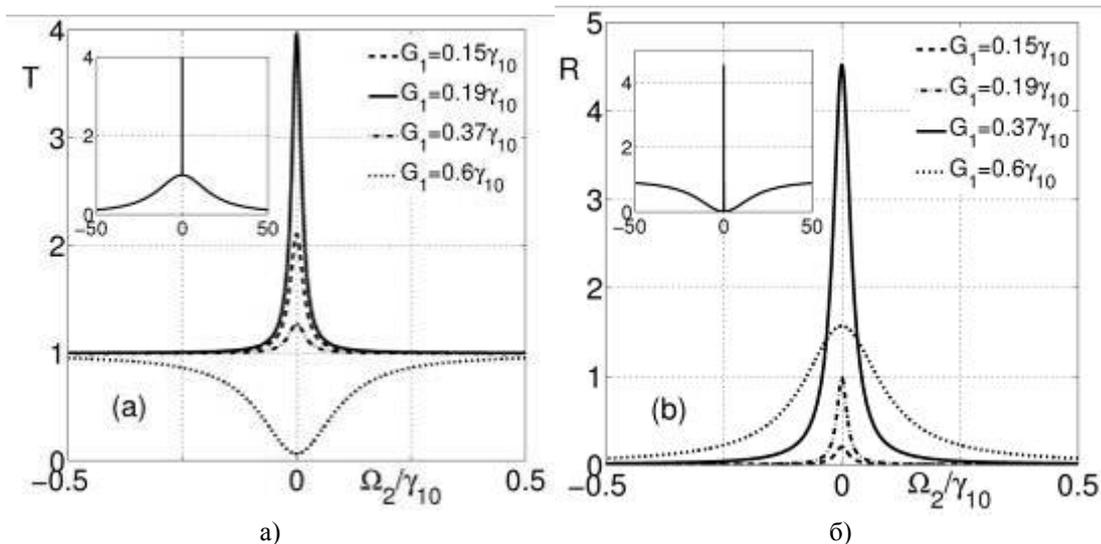


Рис.1. Спектральные зависимости пропускания T (а) и отражения R (б) ФК при различных величинах управляющего поля с частотой Раби G_1 при $\gamma_{10}=\gamma_{20}=20$, (γ_{10} и γ_{20} – полуширины переходов $|1\rangle\langle 0|$ и $|2\rangle\langle 0|$). На вставках показаны спектры в более широком спектральном диапазоне.

Для наблюдения рассмотренных эффектов необходимо использовать узкополосные лазеры. Предложенная схема позволяет получать управляемые сверхузкие резонансы в спектрах пропускания и отражения фотонного кристалла. Комбинация рамановского усиления с ФК резонаторами может быть полезной для различных применений, например, для спектроскопии, атомных часов, квантовой памяти, создания линий задержки.

1. С.А.Ахманов, Н.И.Коротеев, Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М.: Наука, 1981.
2. M. G. Payne and L. Deng, *Phys. Rev. A* **64**, 031802, (2001).

РЕЗОНАНС ФАНО С УЧАСТИЕМ БРЭГГОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Лимонов М.Ф., Рыбин М.В., Самусев А.К., Самусев К.Б.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В фотонных кристаллах (ФК) обнаружен резонанс Фано между узкой брэгговской полосой и широким фоновым рассеянием, индуцированным неоднородностью структуры. В 1D ФК примесная фоновая составляющая определяется рассеянием Фабри-Перо, в 3D ФК – рассеянием Ми.

Впервые в ФК экспериментально обнаружено новое явление – инверсия брэгговской полосы, определяющей положение фотонных зон: при определенных условиях вместо брэгговской полосы непропускания (стоп-зоны) наблюдается брэгговский пик усиленного пропускания.¹ Этот результат был получен при изучении оптических спектров ФК на основе синтетических опалов с различными жидкими заполнителями. Эффект объясняется в рамках концепции резонанса Фано² с участием узкополосного брэгговского рассеяния и широкополосного рассеяния Ми. Резонанс Фано приводит к тому, что брэгговская полоса имеет ярко выраженную асимметрию, которая меняется в зависимости от контраста диэлектрической проницаемости между частицами SiO₂ (образующими гранецентрированную кубическую решетку опалов) и заполнителем. При определенном значении диэлектрической проницаемости заполнителя наблюдается переворот брэгговской полосы и появление пика пропускания. Широкополосный фон индуцирован неоднородностью частиц SiO₂ по диэлектрической проницаемости. Феноменологическая обработка спектров пропускания ФК опал-заполнитель, основанная на концепции Фано, в совокупности с численными расчетами, позволила установить общую картину рассеяния света в неупорядоченных ФК, важным элементом которой является интерференция между узкими брэгговскими линиями и широкополосным фоном. Спектральные свойства фона определяются параметрами структурных элементов, образующих ФК. В случае 1D ФК фон определяется рассеянием Фабри-Перо на тонких пластинах, в случае 3D ФК, образованных сферическими элементами, фон определяется рассеянием Ми.

1. M.V. Rybin, A.B. Khanikaev, M. Inoue, K.B. Samusev, M.J. Steel, G. Yushin, M.F. Limonov, *Phys. Rev. Letters*, **103**, 023901, (2009).
2. U. Fano, *Phys. Rev.*, **124**, 1866, (1961).

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР С УЧЕТОМ РАССЕЙНИЯ

Дьяков^{*(**)} С.А., Тиходеев^{***} С.Г., Тимошенко^{*} В.Ю.,
Астрова^{****} Е.В., Перова^{**} Т.С., Гиппиус^{***} Н.А.

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

** Тринити колледж, университет Дублина, Ирландия,

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

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

Экспериментально и теоретически исследованы оптические характеристики щелевого кремния. Расчеты проведены методом матрицы рассеяния. Для геометрии, когда параллельный пучок света разной поляризации падал по нормали к плоскости подложки, совпадение измеренных и расчетных спектров удавалось достичь, если предположить, что кремний в модулированном слое имеет комплексный показатель преломления. Такой прием позволяет учесть рассеяние на неоднородностях реальной структуры.

Кремниевые периодические структуры с глубокими щелями могут быть использованы в качестве одномерных фотонных кристаллов и волноводов для управления светом внутри интегральной схемы, как волноводные решетки и как анизотропная среда. В работах^{1,2} были исследованы оптические характеристики щелевых структур в ИК диапазоне спектра, когда $\lambda \gg a$. Они хорошо описываются с помощью модели эффективной среды, обладающей анизотропией формы. В настоящей работе предпринята попытка рассчитать спектральную зависимость таких структур в более коротковолновом диапазоне, когда $\lambda \approx a$ с помощью метода матриц рассеяния³ и сопоставить ее с экспериментальными зависимостями.

Одномерно-периодические кремниевые микроструктуры, геометрия которых приведена на вставке к рис.1, были приготовлены методом жидкофазного анизотропного травления пластин кремния, ориентированных в плоскости (110). Щели располагались вдоль плоскостей (111) и образовывали решетку с периодом a , равным 5 и 6 мкм для разных образцов, толщины кремниевых стенок равны 1.8 и 2.6 мкм, соответственно. Глубина травления составляла 42 мкм, а общая толщина образца 225 мкм. Геометрия оптических измерений ясна из рис.1. Спектры отражения и пропускания щелевых структур были измерены при помощи Фурье-спектрометра Digilab FTS-6000 в спектральном диапазоне 450-6000 см⁻¹ с разрешением 8 см⁻¹.

Для расчета спектров отражения и пропускания света был использован метод матрицы рассеяния, основанный на решении уравнений Максвелла в пространстве фурье-образов, составлении матриц рассеяния для каждого слоя и для всей структуры³. Данный метод удобен тем, что позволяет избежать смешивания больших и малых чисел в общей матрице. Когда падающий свет освещает модулированную поверхность щелевого кремния, структура ведет себя как дифракционная решетка. Падающая волна связывается с дифрагированными и ближне-польными волнами, и формально необходимо использовать бесконечно-мерную матрицу рассеяния, которая при численных расчетах обрезается до матрицы разумной размерности. Проведенные расчеты показали, что для сходимости метода в интересующем диапазоне длин волн 5-15 мкм достаточно использовать 29 пространственных гармоник.

Оказалось, что для получения удовлетворительного согласия расчетных спектров отражения с измеренными необходимо, например, предположить, что кремний в модулированном слое обладает комплексным показателем преломления. На рис.1 приведены экспериментальные и расчетные зависимости отражения одной из структур, из которых видно хорошее согласие зависимостей для обеих поляризаций света при введении мнимой части в показатель преломления кремния в модулированной части структуры (порядка 0.2). Физически это может означать потери, обусловленные рассеянием на неоднородностях интерфейса Si-воздух и разбросом ширины щелей.

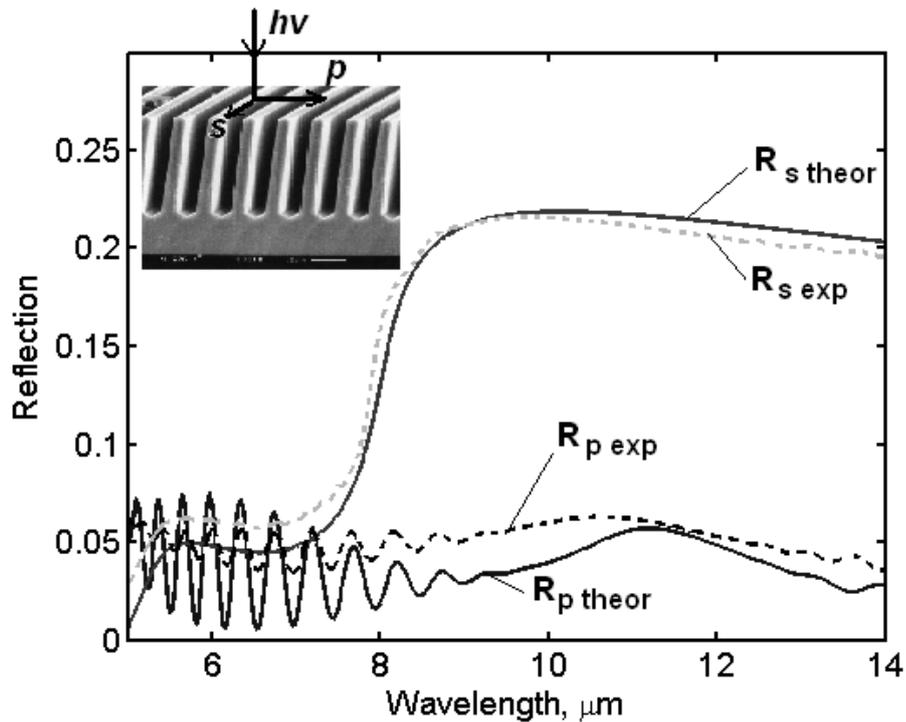


Рис.1 Сравнение расчетных и экспериментально измеренных спектров отражения от 1Д кремниевой структуры для двух ортогональных поляризаций. Период структуры 5 мкм, толщина кремниевых стенок 1.8 мкм. При расчете использовался комплексный показатель преломления кремния $n_{Si} = 3.42 + 0.2i$. На вставке электронно-микроскопическое изображение структуры и схема оптических измерений

1. Е.В. Астрова, Т.С. Перова, В.А. Толмачев, А.Д. Ременюк, J. Vij, A. Moore, *ФТП*, **37**, №4, 417-421 (2003)
2. Е.Ю. Круткова, В.Ю. Тимошенко, Л.А. Головань, П.К. Кашкаров, Е.В. Астрова, Т.С. Перова, Б.П. Горшунов, А.А. Волков. *ФТП*, **40**, №7, 855-860 (2006)
3. S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T.Ishihara, *Phys. Rev. B* **66**, 045102 (2002)

ОПТИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ-ЗОНДЫ НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНООБОЛОЧЕК

Денисюк А.И.,* Няпшаев И.А.,** Анкудинов А.В.,*** Петров М.И.***

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

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

***Санкт-Петербургский Академический Университет РАН, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследуется возможность применения комплексных металлических наноструктур на основе сферических наноболочек в качестве ближнепольных оптических зондов. Благодаря явлению плазмонного резонанса данные структуры способны эффективно концентрировать энергию падающего оптического излучения в субволновую область.

Оптические антенны на основе металлических наноструктур являются новыми элементами нанооптики [1]. Подобно радиоволновой антенне, оптическая антенна способна эффективно концентрировать энергию падающего оптического излучения в субволновую область. В основе эффекта лежит явление плазмонного резонанса, проявляющееся у металлических наноструктур на оптических частотах. Оптические антенны могут найти применение в качестве зондов (антенн-зондов) в ближнепольной оптической микроскопии и спектроскопии.

Оптические антенны-зонды могут быть созданы на основе сферических металлических наночастиц. Причем могут использоваться как одиночные сферические частицы [2], так и комплексные структуры, состоящие из нескольких частиц [3]. Частота плазмонного резонанса сферической металлической наночастицы слабо зависит от ее диаметра, поэтому практически отсутствует возможность сдвига резонансной частоты в требуемую область спектра. Эта возможность реализуется при использовании таких частиц как сферические металлические наноболочки (диэлектрическая сфера покрытая слоем металла). В случае металлических наноболочек возможно не только изменять их резонансную частоту (которая сильно зависит от диаметра диэлектрической сферы и толщины слоя металла), но и создавать более сильные электромагнитные поля вблизи поверхности частицы [4].

В данном докладе рассмотрена возможность применения комплексных структур на основе сферических металлических наноболочек в качестве оптических антенн-зондов. На Рис. 1 представлены результаты численного моделирования электродинамики различных металлических наноструктур: сферическая наночастица золота (Рис. 1а), золотая наноболочка (Рис. 1б) и комплексная структура, состоящая из золотой наноболочки с прикрепленной золотой наночастицей меньшего диаметра (Рис. 1в). Во всех случаях исследовалось распределение интенсивности электрического поля вокруг структуры на резонансной длине волны при падении плоской световой волны. Моделирование выполнено с помощью метода конечных разностей во временной области (программа EM Explorer).

Как следует из Рис. 1. плазмонный резонанс золотой наноболочки (по сравнению с однородной золотой частицей) сдвигается в длинноволновую область спектра до 820

нм (Рис. 1б). Кроме того, интенсивность электрического поля вокруг наноболочки оказывается сильнее, чем в случае однородной золотой наночастицы.

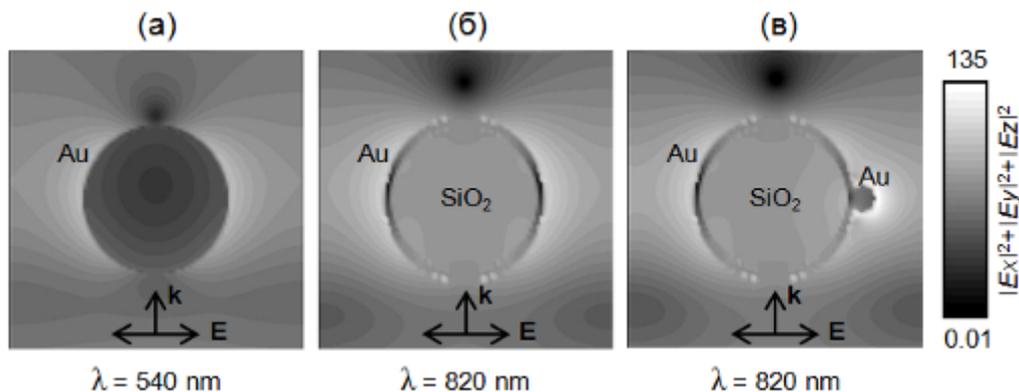


Рис. 1. Результаты численного моделирования интенсивности электрического поля (логарифмический масштаб) на резонансной длине волны вблизи различных наноструктур при падении на них плоской световой волны (направление и плоскость поляризации волны обозначена стрелками). (а) Золотая сферическая частица диаметром 100 нм, (б) золотая наноболочка – сферическая частица кварца диаметром 100 нм покрытая слоем золота толщиной 5 нм, (в) золотая наноболочка на поверхности которой прикреплена частица золота диаметром 20 нм.

В случае комплексной структуры, состоящей из наноболочки с прикрепленной наночастицей меньшего диаметра (Рис. 1в), оказывается, что частота плазмонного резонанса идентична одиночной наноболочке. Однако интенсивность поля вблизи прикрепленной наночастицы значительно возрастает. Такая комплексная структура обеспечивает наиболее эффективную концентрация энергии падающего оптического излучения в субволновую область.

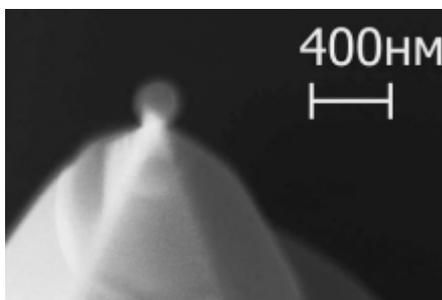


Рис. 2. Электронное изображение АСМ зонда на острие которого зафиксирована сферическая гранула кварца диаметром 250 нм.

Экспериментальная часть работы посвящена методам создания и исследованию оптических антенн на основе металлических наноболочек. Метод создания подобных структур следующий: на конце иглы кантилевера путем прецизионного манипулирования, которое позволяет атомно-силовой микроскоп (АСМ), фиксируется кварцевая гранула калиброванного диаметра (Рис. 2). Затем структура покрывается слоем золота толщиной несколько нанометров (соответствует случаю Рис. 1б) в вакуумной установке катодного распыления. Таким образом, плазмонный резонанс структуры определяется диаметром кварцевой гранулы и толщиной напыленного слоя золота. Малая металлическая наночастица на поверхности наноболочки (соответствует случаю Рис. 1в) формируется методом локального осаждения материала из газовой фазы под воздействием сфокусированного электронного луча. Также рассматривается возможность прикрепления такой частицы на поверхность наноболочки с помощью АСМ.

Работа выполнена в рамках реализации и при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (ГК № П557).

1. P. Bharadwaj, B. Deutsch, L. Novotny, *Adv. Opt. Photon.*, **1**, 438–483, (2009).
2. C. Höppener, L. Novotny, *Nanotechnology*, **19**, 384012, (2008).
3. R. Kappeler, D. Erni, C. Xudong, L. Novotny, *J. Comput. Theor. Nanosci.*, **4**, 686–691, (2007).
4. S. Kalele, S. W. Gosavi, J. Urban, S. K. Kulkarni, *Current Science*, **91**, N8, 1038–1054, (2006).

НЕЛОКАЛЬНАЯ ГОМОГЕНИЗАЦИЯ СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Чебыкин А.В., Орлов А.А., Белов П.А.*

Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных
Технологий, Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия
* Queen Mary University of London, Лондон, Великобритания

Обнаружены эффекты сильной пространственной дисперсии в слоистых металлодиэлектрических наноструктурах. Для их описания к слоистому метаматериалу применён метод нелокальной гомогенизации. Получены выражения для нелокальных материальных параметров метаматериала и построены графики их зависимости от значений волнового вектора.

В нашей работе мы рассматриваем бесконечно простирающуюся в пространстве периодическую метаматериальную среду с периодом, составленным из двух слоев: диэлектрика с диэлектрической проницаемостью, принятой равной константе, и металла, описываемого моделью Друде свободного газа электронов. Подобные структуры потенциально могут быть использованы в таких областях, как нанолитография, получение изображений с субволновым разрешением, а также создание покрытий для обеспечения невидимости объектов.

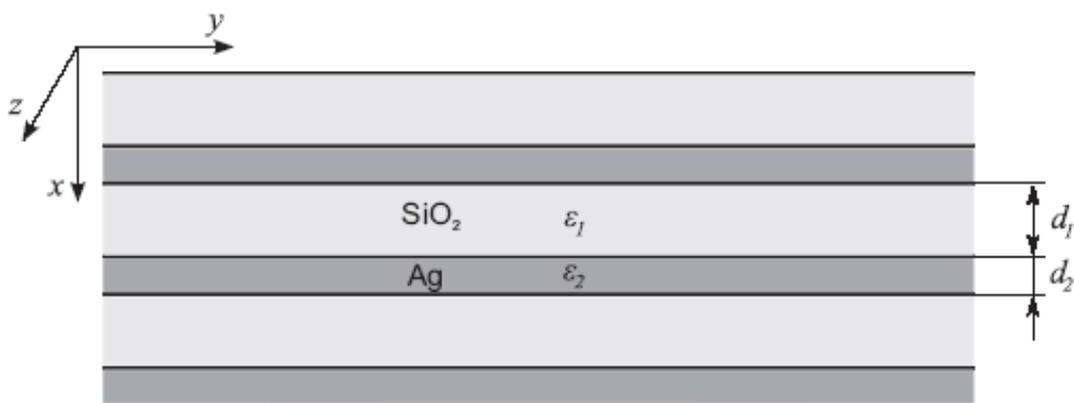


Рис.1 Геометрия рассматриваемой структуры

При анализе использовались метод матриц передачи и модель эффективной среды, которую также называют усреднённой или моделью гомогенизации.

В рамках модели эффективной среды структуры, составленные из плоскопараллельных слоёв, рассматриваются как анизотропная среда с оптической осью, нормальной к образующим слоям. Обычно говорят, что такое представление правомочно в случае, когда толщины слоев много меньше длины волны падающего излучения.

Для такой среды компоненты тензора проницаемости несложным образом выражаются через значения проницаемостей первого и второго слоев и их толщины. Законом дисперсии для обыкновенной и необыкновенной волн в эффективной среде является хорошо известное в кристаллооптике уравнение Френеля. Помимо этих двух типов волн структура поддерживает распространение объемных плазмонов, собственная частота которых соответствует равенству нулю по крайней мере одного из главных значений диэлектрической проницаемости. Таким образом, модель эффективной среды предсказывает существование трех типов собственных волн: обыкновенной, необыкновенной и объемного плазмона.

Модель эффективной среды даёт лишь приближённое описание и не учитывает возможных эффектов пространственной дисперсии. Однако, именно эта модель обычно применяется для характеристики систем, аналогичных той, что являлась объектом исследования в нашей работе¹⁻⁷.

Показано наличие на определённых частотах в рассматриваемой структуре собственных волн, не описываемых при помощи эффективной модели. Выявлено смещение границы запрещённой зоны, вычисленной при помощи эффективной модели относительно реальной границы зоны, полученной методом матриц передачи.

Показано топологическое различие между дисперсионными кривыми, посчитанными методом матриц передачи и при помощи эффективной модели. Из всего сказанного выше вытекает, что в данном метаматериале существуют эффекты сильной пространственной дисперсии.

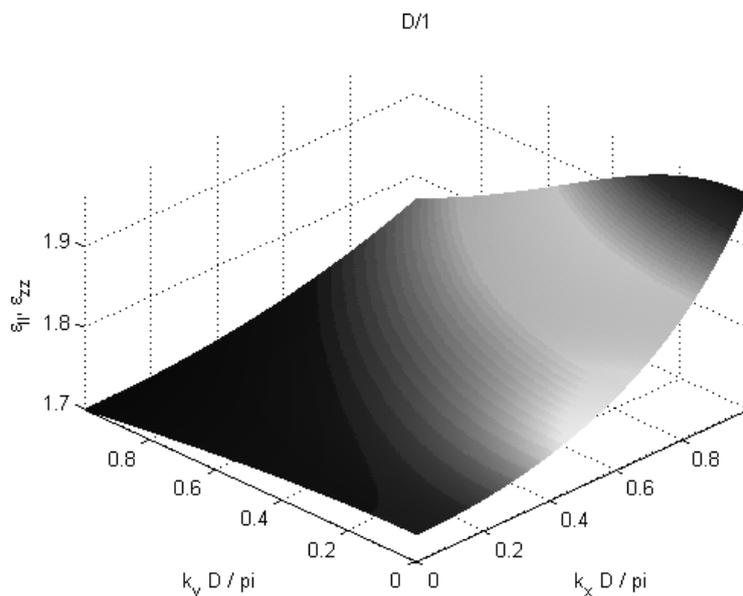


Рис.1 Зависимость нелокальной диэлектрической проницаемости слоистого метаматериала вдоль слоёв $\epsilon_{||}$ от значений нормированных компонент волнового вектора k_x, k_y

Для описания этих эффектов необходимо получить нелокальные материальные параметры метаматериала. Это было сделано с помощью применения метода

нелокальной гомогенизации, предложенного M.G. Silveirinha в 2007 году⁸. Этот метод заключается в возбуждении структуры внешним электрическим током с определённым распределением, решении уравнений Максвелла и нахождении микроскопических электрических полей, нахождении усреднённых полей и поляризации и, наконец, получении элементов тензора нелокальной диэлектрической проницаемости из усреднённых полей. На рис.1 изображён график зависимости нелокальной диэлектрической проницаемости слоистого метаматериала вдоль слоёв $\epsilon_{||}$ от значений нормированных компонент волнового вектора k_x, k_y .

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, Федерального агентства по образованию, в рамках реализации проекта по ГК №П2506 ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

1. P. Belov, Y. Hao, *Phys. Rev. B*, **73**, 113110 (2006).
2. J. B. Pendry, S. A. Ramakrishna, *Physica B*, **338**, 329 (2003).
3. E. Shamonina, V. A. Kalinin, K. H. Ringhofer, L. Solymar, *Elect. Lett.*, **37**, 1243,(2001).
4. M. Salandrino, N. Engheta, *Phys. Rev. B*, **74**, 075103 (2006).
5. J. Zubin, L. Alekseyev, E. Narimanov, *Optics Express*, **14** (2006).
6. Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, X. Zhang, *Science*, **315**, 1686 (2007).
7. Y. Xiong, Z. Liu, X. Zhang, *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 111116 (2008).
8. M.G. Silveirinha, *Phys. Rev. B*, **75**, 115104 (2007).

**САМОУСРЕДНЯЕМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ
ПРЕЛОМЛЕНИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СЛОИСТЫХ СРЕДАХ**
**Мерзликин А.М., Виноградов А.П., Chipouline A.V.*, Pertsch T.*,
Strelniker Ya.M.****

Учреждение Российской академии наук Институт теоретической и
прикладной электродинамики РАН (ИТПЭ РАН), Москва, Россия

*Institute of Applied Physics, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Max-Wien-
Platz 1, 07743 Jena, Germany

**Department of Physics, Bar-Ilan University, IL-52900 Ramat-Gan, Israel

Показано, что в 1D неоднородной среде можно ввести эффективный показатель преломления не только в длинноволновом пределе, но и для сравнимых с размером включений. Для неупорядоченной непоглощающей структуры мнимая часть эффективного волнового вектора равна индексу Ляпунова, а производная от действительной по частоте равняется плотности состояний.

Сложность расчета рассеяния электромагнитных волн на телах с большим количеством включений привела к идее описания таких структур как однородных, но обладающих некоторыми эффективными параметрами. Задача гомогенизации заключается в нахождении этих эффективных параметров по локальным значениям диэлектрической и/или магнитной проницаемостями.

Отметим, что описывать однородный образец можно с помощью пары – эффективной диэлектрической и магнитной проницаемости, а можно при помощи пары – эффективного адмитанса и показателя преломления.

В статике уравнения Максвелла разделяются на магнитную пару и электрическую. Поэтому имеет смысл вводить эффективную диэлектрическую и магнитную проницаемости. Введение, при этом, эффективного адмитанса не имеет смысла, так как магнитные и электрические поля независимы друг от друга.

В динамике ситуация меняется, электрическое и магнитное поле больше не являются независимыми - они связаны адмитансом. В динамике описание при помощи эффективного адмитанса и показателя преломления оказывается предпочтительнее [1], так как позволяет разделить задачу о рассеянии электромагнитной волны на неоднородном образце на независимые задачи - задачу о нахождении собственных решений (описывающихся показателем преломления) и задачу «сшивании» этих решений с падающей волной (описывающихся при помощи эффективных граничных условий, например эффективного адмитанса).

Известно, что в длинноволновом пределе в периодической слоистой структуре эффективный показатель преломления гомогенизуется в отличие от адмитанса [1], причем по мере увеличения толщины исследуемой системы эффективный показатель преломления стремится к Рытовскому значению [2].

В неупорядоченной системе для толщин много меньших длины локализации было показано [1], что эффективный показатель преломления, найденный по «R-T retrieval», выходит на константу по мере увеличения толщины.

Для выяснения границ гомогенизации показателя преломления было исследовано прохождение электромагнитной волны через одномерную неупорядоченную систему при различных соотношений параметров (длины волны и неоднородности, толщины системы и длины локализации).

Показано, что показатель преломления является самоусредняющейся величиной, то есть его действительная и мнимая части асимптотически имеют гауссово распределение, дисперсия которого стремится к нулю по мере увеличения толщины системы. Причем такое поведение не зависит от параметров, то есть в частности показатель преломления гомогенизуется и для длин волн сравнимых с масштабом неоднородности и для длин волн меньших этого масштаба.

Самоусредняемость показателя преломления сохраняется и при толщинах сравнимых и больших длины локализации. Более того, мнимая часть показателя преломления (определяющая скорость затухания собственного решения), равняется индексу Ляпунова (обратной длине локализации), а производная от действительной части по частоте равняется плотности состояний в неупорядоченной системе.

1. A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin, *JETP*, **94**, 482, (2002).
2. S. M. Rytov, *JETP*, **2**, 466-475, (1956).

ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКАЯ СЕКАНСКАЯ ЛИНЗА

Триандафилов Я. Р., Котляр В.В.*, Шанина М.И.*, О'Фаолайн**

Самарский Государственный Аэрокосмический Университет имени академика С.П. Королева, Россия

*Институт систем обработки изображений РАН, Самара, Россия

** Школа физики и астрономии Университета Сент-Эндрюса, Шотландия

Спроектировано, изготовлено и исследовано новое устройство нанофотоники, содержащее двумерную фотонно-кристаллическую линзу размером 3×4 мкм, изготовленную в пленке кремния на плавном кварце и расположенную на выходе планарного волновода шириной 4,5 мкм, которая служит для сопряжения с другим планарным волноводом шириной 1 мкм. При смещении с оптической оси узкого волновода на 1 мкм интенсивность света на его выходе уменьшается в 8 раз, это означает, что размер фокусного пятна на выходе линзы в кремнии меньше 1 мкм. Моделирование показало, что максимальное пропускание это устройство имеет на длине волны 1,55 мкм, и эффективность связи двух волноводов – 73%. Диаметр фокусного пятна линзы в воздухе, рассчитанный по полуспаду интенсивности, равен $0,32\lambda$, где λ – длина волны, что меньше дифракционного предела, который задается sinc-функцией и равен $0,44 \lambda$.

В работе известная планарная градиентная линза, показатель преломления которой меняется в поперечном направлении как гиперболический секанс, изготовлена как фотонно-кристаллическая линза (ФК-линза), радиус отверстий у которой меняется по определенному закону. Подобно обычной линзе ФЛ-линза позволяет сфокусировать параллельный световой пучок в точку на оптической оси. ФК-линза, которая моделируется в работе, состояла из матрицы отверстий 12×17 в пленке кремния (эффективный показатель преломления для ТЕ-волны $n = 2.83$), постоянная решетки отверстий – 250 нм, минимальный диаметр отверстий на оптической оси – 186 нм, максимальный диаметр отверстий на краю линзы – 250 нм.

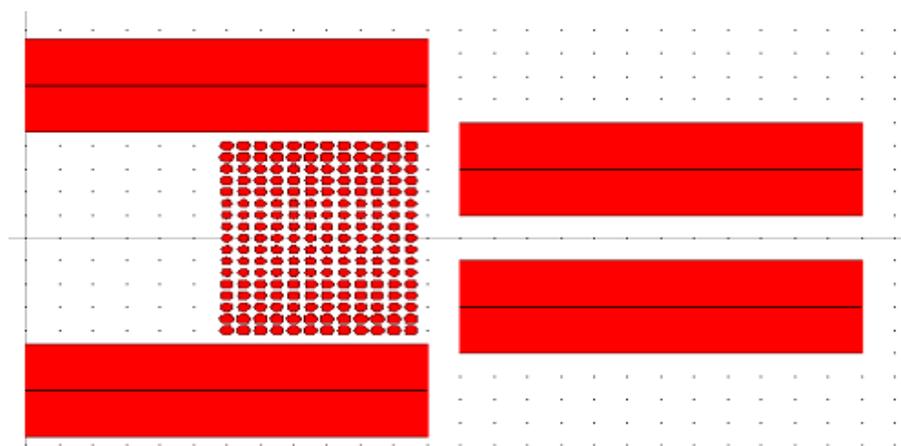


Рис. 1. Фотонно-кристаллическая гиперболическая секансная линза

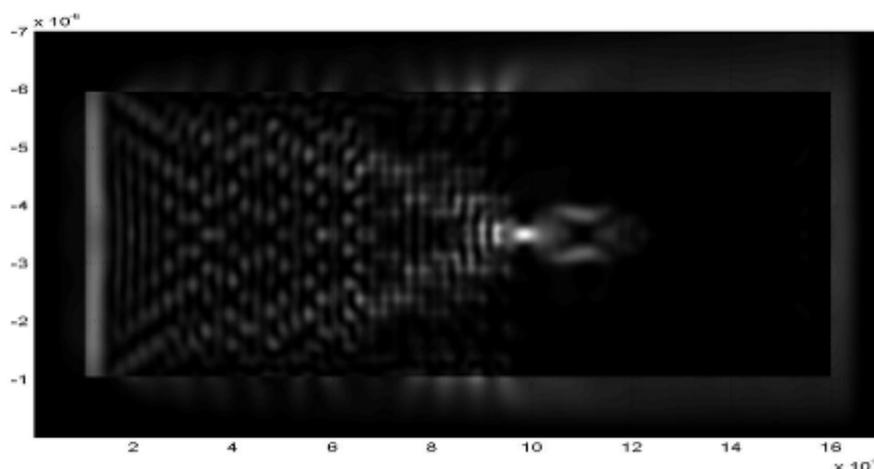


Рис. 2. Рассчитанное распределение интенсивности.

Толщина линзы вдоль оптической оси – 3 мкм, ширина линзы (апертура) – 5 мкм. Длина волны $\lambda = 1.55$ мкм. Моделирование проводилось с помощью разностного метода решения уравнений Максвелла (FDTD-метода), реализованного на языке программирования C++. На рис. 1 показана 2D ФК-линза которая моделируется (красный цвет- воздух, белый цвет- кремний), а на рис. 2 - двумерная полутоновая картина дифракции (усредненная во времени) плоской волны ТЕ-поляризации с амплитудой E_x (ось x перпендикулярна плоскости рисунка).

Планарные волноводы и ФК-линза были изготовлены на резисте РММА по технологии прямой записи электронным лучом при напряжении 30 кВт с помощью литографа ZEP520A. Обработка резиста с целью устранения «засвеченных» электронным пучком участков осуществлялась ксиленом (xylene). После этого в смеси газов CHF_3 и SF_6 с помощью технологии реактивного ионного травления (RIE) происходило дальнейшее травление материалов плазмой. То есть происходила передача картины 2D волноводов с ФК-линзой в пленку кремния (технология SOI: silicon-on-insulator): пленка кремния толщиной 220 нм на слое плавяного кварца толщиной 2 мкм. Глубина травления около 300 нм.

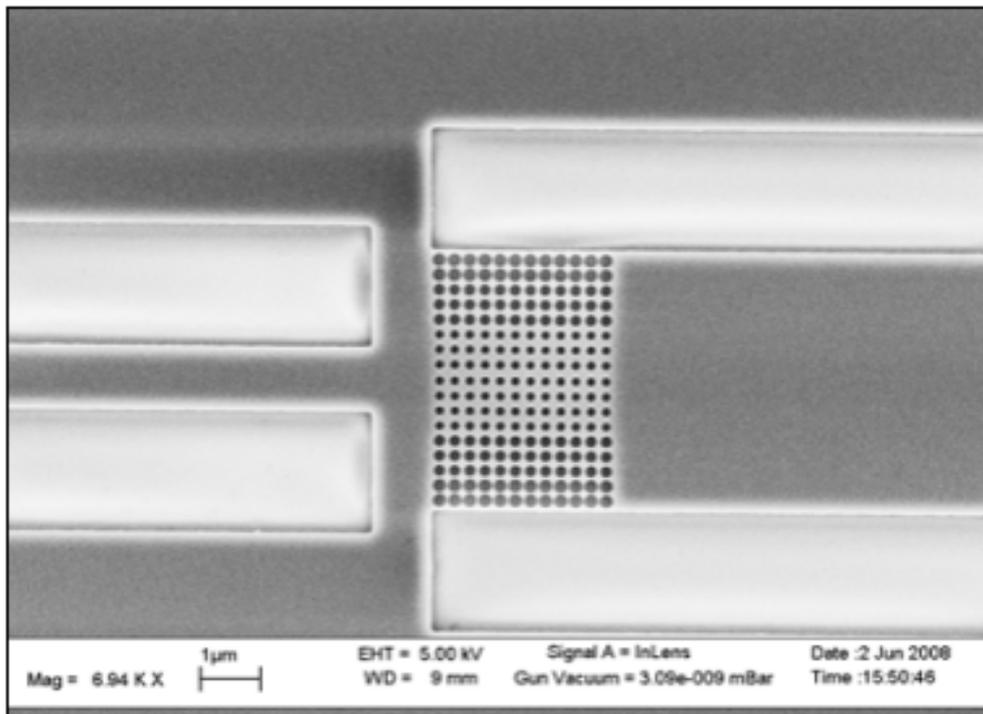


Рис. 3. Фотография изготовленных в пленке кремния двух планарных волноводов, связанных ФК-линзой, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа с увеличением 7000.

Диаметр отверстий ФК-линзы варьировался от 160 нм до 200 нм. Длина всего образца (длина двух волноводов) была 5 мм. На одной подложке было одновременно изготовлено несколько подобных структур, отличающихся промежутками между волноводами $\Delta z = 0$ мкм, 1 мкм, 3 мкм и несколько структур, отличающихся смещением между осями двух волноводов $\Delta x = 0$ мкм, $\pm 0,5$ мкм, ± 1 мкм. На рис. 3 показана увеличенная фотография, полученная на электронном микроскопе (вид сверху), двух изготовленных волноводов с промежутком вдоль оптической оси $\Delta z = 1$ мкм и ФК-линзой. Параметры образца на рис. 3 следующие: ширина волноводов 4,5 мкм и 1 мкм; ФК-линза состоит из 12x17 матрицы отверстий с периодом 250 нм.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОДНОМЕРНЫХ ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Фурс А.Н.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Получены дисперсионные уравнения для поверхностных электромагнитных волн на границе раздела изотропной среды и одномерного фотонного кристалла, состоящего из чередующихся хиральных слоев одного из классов симметрии $3m$, $4mm$ или $6mm$, и численно исследованы решения этих уравнений. Слои кристалла различаются знаком магнитоэлектрического псевдотензора, описывающего хиральность, а их поворотные оси симметрии перпендикулярны плоскостям раздела.

Поверхностные электромагнитные волны или поляритоны, представляющие возбуждения, локализованные вблизи границ раздела разнородных сред, привлекают все возрастающее внимание исследователей¹. Известно, что такие волны могут

распространяться вдоль плоскости раздела оптически изотропной среды и одномерного фотонного кристалла, состоящего из чередующихся изотропных слоев с различающимися показателями преломления² (см. также недавний обзор³). Поверхностные состояния в фотонных кристаллах возникают вследствие того, что их границы нарушают трансляционную инвариантность решетки.

Очевидно, что в фотонных кристаллах возможна периодическая зависимость от координат не только тензора диэлектрической проницаемости ε , но и других тензоров, входящих в общие уравнения связи для бианизотропных сред⁴ в частотном представлении

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\omega)\mathbf{E} + \alpha(\omega)\mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = \beta(\omega)\mathbf{E} + \mu(\omega)\mathbf{H}. \quad (1)$$

В частности, интерес представляют непоглощающие неоднородные хиральные среды, называемые далее *хиральными фотонными кристаллами*, у которых от координат зависит только магнитоэлектрический псевдотензор $\alpha = \beta^+$. Мы рассматриваем простейшую модель одномерных хиральных кристаллов, элементарная ячейка которых состоит из двух плоских слоев разной толщины с одинаковыми тензорами ε и μ , но с различающимися α .

Псевдотензоры α наиболее симметричных сред классов 432 и 23 (изотропных оптически активных сред) пропорциональны единичному тензору^{4,5}. Можно показать, что поверхностные состояния в хиральных фотонных кристаллах, составленных из слоев с разной оптической активностью, не поддерживаются. Более низкая симметрия у хиральных сред планальных классов $3m$, $4mm$ и $6mm$, для которых тензоры ε , μ и псевдотензор α имеют вид^{4,5}

$$\varepsilon = \varepsilon_{\perp} + (\varepsilon_{\square} - \varepsilon_{\perp})\mathbf{q} \otimes \mathbf{q}, \quad \mu = \mu_{\perp} + (\mu_{\square} - \mu_{\perp})\mathbf{q} \otimes \mathbf{q}, \quad \alpha = ig\mathbf{q}^{\times}, \quad (2)$$

где единичный вектор \mathbf{q} направлен вдоль поворотной оси симметрии. В микроволновом диапазоне среды с данной симметрией называются Ω -средами⁶.

Рассмотрим фотонный кристалл, граничащий с изотропной средой с обратной проницаемостью $a' = 1/\varepsilon'$ и состоящий из бесконечного числа хиральных слоев, причем слои с нечетными номерами описываются псевдотензором α (2), а с четными номерами — противоположным по знаку псевдотензором $-\alpha$. Считаем, что вектор \mathbf{q} перпендикулярен границам слоев, и $\mu = \mu_{\perp} = \mu_{\square}$. С использованием операторных методов⁷ можно вывести дисперсионные уравнения для поверхностных волн с ТЕ поляризацией

$$[\eta^{\text{TE}^2} + (\xi\mu + gv)^2]\eta^{\text{TE}} \text{ctg} \Phi_1^{\text{TE}} + [\eta^{\text{TE}^2} + (\xi\mu - gv)^2]\eta^{\text{TE}} \text{ctg} \Phi_2^{\text{TE}} + 2gv(\xi^2\mu^2 - \eta^{\text{TE}^2} - g^2v^2) = 0 \quad (3)$$

и ТМ поляризацией

$$[a^2\eta^{\text{TM}^2} + (a'\xi - gva)^2]\eta^{\text{TM}} \text{ctg} \Phi_1^{\text{TM}} + [a^2\eta^{\text{TM}^2} + (a'\xi + gva)^2]\eta^{\text{TM}} \text{ctg} \Phi_2^{\text{TM}} - 2gv[a'^2\xi^2 - a^2(\eta^{\text{TM}^2} + g^2v^2)] = 0. \quad (4)$$

Здесь $v = \omega/(ck)$ — безразмерная фазовая скорость поверхностной волны в единицах c . В (3) и (4) введены обозначения $\eta^{\text{TE}} = \sqrt{[v^2(\mu - ag^2) - a]}/a$, $\eta^{\text{TM}} = \sqrt{[v^2(\mu - ag^2) - b]}/a$, $\xi = \sqrt{(a' - v^2)}/a'$, $a = 1/\varepsilon_{\perp}$ и $b = 1/\varepsilon_{\square}$. Величины

$\Phi_1^{\text{TE(TM)}} = \omega \eta^{\text{TE(TM)}} l_1 / (vc)$ представляют собой набег фаз парциальных волн в слоях с нечетными номерами толщиной l_1 , а $\Phi_2^{\text{TE(TM)}} = \omega \eta^{\text{TE(TM)}} l_2 / (vc)$ — в слоях с четными номерами толщиной l_2 .

Решения уравнений (3) и (4) описывают распределения полей как локализованные на границе фотонного кристалла, так и неограниченно нарастающие при удалении вглубь кристалла. Условия отбора решений, соответствующих именно локализованным ТЕ и ТМ состояниям, представляются неравенствами

$$(\xi\mu + gv)\eta^{\text{TE}} \text{ctg} \Phi_1^{\text{TE}} + (\xi\mu - gv)\eta^{\text{TE}} \text{ctg} \Phi_2^{\text{TE}} + 2\xi\mu gv > 0, \quad (5)$$

$$(a'\xi - gva)\eta^{\text{TM}} \text{ctg} \Phi_1^{\text{TM}} + (a'\xi + gva)\eta^{\text{TM}} \text{ctg} \Phi_2^{\text{TM}} - 2a'\xi gv > 0. \quad (6)$$

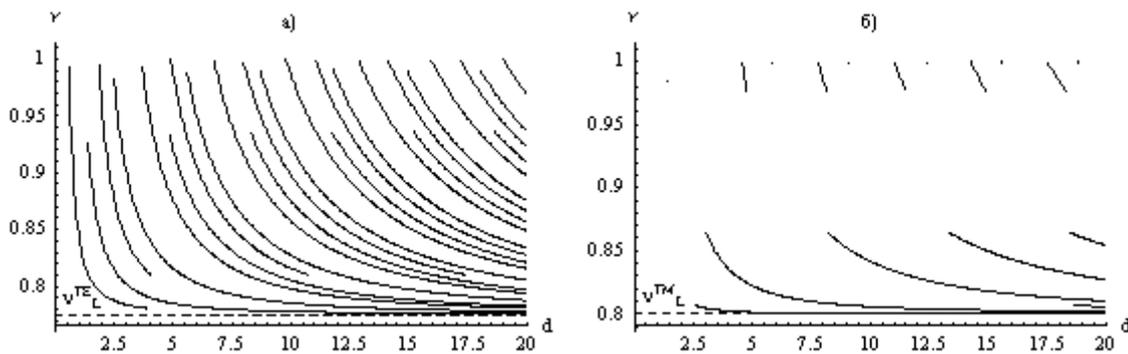


Рис. 1. Зависимости фазовых скоростей v поверхностных волн от нормированного периода решетки d : а) ТЕ-моды; б) ТМ-моды

При заданных материальных параметрах a , b , g , μ и a' уравнения (3), (5) (или (4), (6)) имеют несколько решений $v = v_m$, соответствующих поверхностным модам, распространяющимся с разными фазовыми скоростями. На рис. 1 представлены зависимости этих скоростей от нормированного периода кристалла $d = (l_1 + l_2) / \lambda_0$ при $x = l_1 / (l_1 + l_2) = 0,4$ и значениях параметров $a = 0,6$, $b = 0,64$, $g = 0,05$, $\mu = a' = 1$. Здесь $\lambda_0 = 2\pi c / \omega$ — длина волны в вакууме. На рис. 2а приведены графики числа ТЕ- и ТМ-мод в зависимости от периода d .

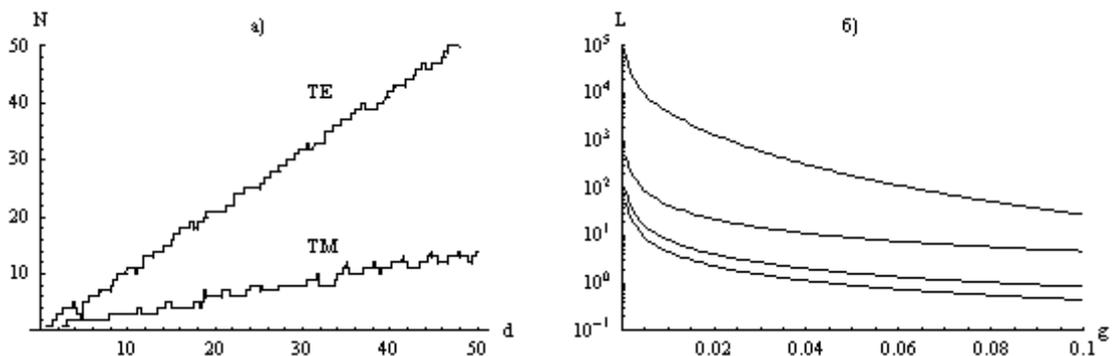


Рис. 2. а) Число поверхностных мод в зависимости от периода решетки d ; б) глубины проникновения (в единицах d) поверхностных ТМ-мод в зависимости от параметра хиральности g

Фазовые скорости поверхностных мод слабо зависят от значений параметра хиральности g . Более того, решения дисперсионных уравнений, соответствующие локализованным поверхностным состояниям, существуют при *сколь угодно малых* по

модулю значениях g . При $|g| \rightarrow 0$ поверхностные моды становятся делокализованными, и их глубины проникновения в фотонный кристалл неограниченно возрастают. Зависимости глубин проникновения ТМ-мод от g при $d = 11,5$ и $x = 0,4$ представлены на рис. 2б. При одинаковой толщине слоев ($x = 0,5$) невозможно возбуждение ТМ-мод, если $g > 0$, и ТЕ-мод, если $g < 0$. Таким образом, перестановка слоев приводит к смене типа поляризации всех мод.

1. В.М. Агранович, Д.Л. Миллс (ред.), *Поверхностные поляритоны*, М.: Наука, (1985).
2. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, (1987).
3. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзилкин, А.А. Лисянский, *УФН*, **180**, №3, 249-263, (2010).
4. Ф.И. Федоров, *Теория гиротропии*, Мн.: Наука и техника, (1976).
5. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики*, М.: Наука, (1975).
6. M.M.I. Saadoun, N. Engheta, *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **5**, 184-188, (1992).
7. Л.М. Барковский, А.Н. Фурс, *Операторные методы описания оптических полей в сложных средах*, Мн.: Белорусская наука, (2003).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ХАРАКТЕР КВАНТОВОЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Гайнутдинов Р.Х., Хамадеев М.А.

Казанский университет, Казань, Россия

Исследуется влияние параметров фотонных кристаллов на характер квантовоэлектродинамических процессов. Показано, что строгий анализ процедур регуляризации и перенормировки выявляет новые эффекты, вызванные таким взаимодействием.

Теоретические аспекты взаимодействия света с веществом в фотонных кристаллах сразу вызвали у ученых большой интерес¹. Большинство работ исследователей традиционно было сконцентрировано вокруг расчета лэмбовского сдвига атома водорода в условиях фотонных кристаллов, поскольку лэмбовский сдвиг – это – и исторически, и практически – самый главный феномен квантовой электродинамики (КЭД). Интересен тот факт, что результаты расчетов, получаемые авторами разных работ, очень сильно различались по порядку величин и по значимости взаимодействия с вакуумом¹⁻⁴. Долгие споры дали, наконец, ответ на этот вопрос: было предсказано немарковское поведение и гигантский лэмбовский сдвиг⁵. Характерной особенностью всех работ является формальное применение стандартных процедур регуляризации и перенормировки. Однако, как будет показано в данной работе, последовательный анализ всех стандартных процедур может привести к неожиданным следствиям. Будет показано, что особенности фотонных кристаллов как среды существенным образом скажутся не только в на лэмбовском сдвиге атомных уровней, но и на характере взаимодействия частиц с вакуумом в целом. Предсказывается новый эффект, доступный экспериментальной проверке.

1. S. John, J. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, №20, 2418, (1990).
2. S. Y. Zhu, Y. Yang, H. Chen, H. Zheng, and M. S. Zubairy, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, №10, 2136, (2000).
3. Z.Y. Li, Y. Xia, *Phys. Rev. B*, **63**, №12, 121305, (2001).
4. Xue-Hua Wang, Ben-Yuan Gu, Yuri S. Kivshar, *Phys. Rev. B*, **93**, №7, 073901, (2004).
5. D. P. Fussell, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, *Phys. Rev. E*, **72**, №4, 046605, (2005)

ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ В СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Орлов А.А., Чебыкин А.В., Белов П.А.*

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

* Университет Королевы Марии, Лондон, Великобритания

Установлено присутствие сильной пространственной дисперсии в слоистом металлодиэлектрическом метаматериале. Главным обнаруженным эффектом сильной пространственной дисперсии является появление дополнительных собственных мод, приводящим к появлению двулучепреломления.

Метаматериалы в широком смысле слова есть искусственно созданные структуры, обладающие экзотическими электромагнитными свойствами, которые нельзя встретить у доступных в природе материалов. В современной литературе обычно таким свойством считается отрицательный показатель преломления.

Очень важную роль для метаматериалов играет пространственная дисперсия¹. Ею, в частности, обуславливаются оптическая активность (эффект пространственной дисперсии первого порядка) и искусственный магнетизм (эффект пространственной дисперсии второго порядка) некоторых метаматериалов. Настоящее исследование посвящено исследованию пространственной дисперсии в одной из разновидностей метаматериалов – слоистом металлодиэлектрическом метаматериале (СМДМ), который представляет собой массив чередующихся плоскопараллельных нанослоёв диэлектрика и металла. Отличительной его чертой является способность передавать эванесцентные волны объекта с одной своей поверхности на другую²⁻⁴.

При аналитическом описании таких метаматериалов широко используется локальная модель эффективной среды, которая использует процедуру усреднения материальных параметров для получения тензора эффективной диэлектрической проницаемости, описывающего СМДМ. Однако данная модель является приближенным описанием. Точный метод матриц передачи, связывающих компоненты поля на входе в слоистую структуру с компонентами поля на выходе из неё, применяется реже. Процедурой усреднения метаматериальной среды возможно воспользоваться не во всех случаях. В частности, использование модели эффективной среды оправдано, когда величина периода СМДМ много меньше по сравнению с длиной волны падающего излучения. Мы применяем оба этих подхода и сравниваем полученные результаты с целью выявления несоответствий локальной модели точному

решению, что позволит выявить присутствие пространственной дисперсии и оценить, насколько велик ее вклад в свойства СМДМ.

Зависимость нормированной частоты D/λ от волнового вектора \mathbf{k} для описанного выше СМДМ в одной из трех различных конфигураций отношения слоев и с различными величинами периода структуры изображена на дисперсионной диаграмме (рис. 2), где приведены результаты, соответствующие модели эффективной среды и методу матриц передачи. Диаграмма соответствует случаю распространения собственных волн структуры параллельно слоям.

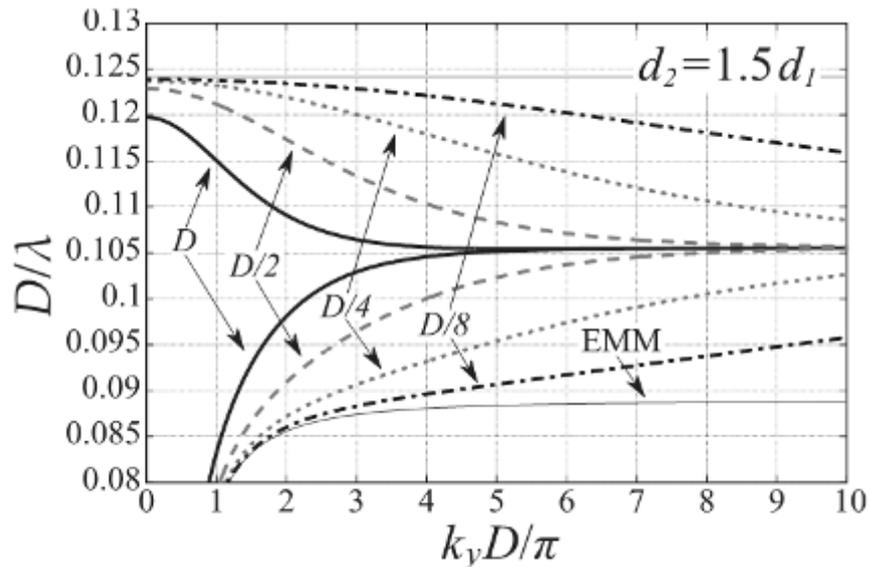


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма для СМДМ в конфигурации слоев $d_2 = 1.5d_1$.

Неожиданным оказалось то, что для структур с периодами $D/2$, $D/4$ и $D/8$ поведение качественно остается таким же, как и для структур с полным периодом D (что крайне необычно, так как, например, в случае $D/8$ период структуры в 80 раз меньше длины волны, и ожидается локальное поведение). Видно, что с уменьшением периода топология ветвей не претерпевает изменений. С другой стороны, уменьшение периода приближает при малых k_y дисперсионные ветви к таковым, предсказываемым моделью эффективной среды. И даже для предельно малых волновых векторов соответствие локальной модели эффективной среды действительным дисперсионным свойствам СМДМ неудовлетворительно, в особенности для больших значений k_y , на работу с которыми ориентировано основное приложение СМДМ – субволновая передача изображений.

Изочастотные контуры для одной из трех рассматриваемых конфигураций СМДМ изображены на рис. 3. Общим для всех изочастот является существенное отличие контуров модели эффективной среды от точного решения, причем видно, что существование непрерывной малой деформации, переводящей один контур в другой, имеет место в очень редких ситуациях, но всегда при очень малых значениях k_y . На рис. 3 представлен самый интересный случай, при котором полнее и необычнее всего проявляются разнообразные топологии контуров.

Важно отметить, что центральная область зоны Бриллюэна считается областью, где квазистатическое приближение определено должно работать, так как волновые числа в этой области крайне малые и практически неизменны в пространстве, однако ввиду возбуждения поверхностных плазмонов на границе металл-диэлектрик поле внутри слоев меняется крайне сильно, что, собственно, и есть непосредственная

причина нелокальности материальных параметров СМДМ и присутствия сильной пространственной дисперсии.

Таким образом, было показано, что вклад эффектов сильной пространственной дисперсии в электромагнитные свойства СМДМ крайне велик, что всегда необходимо учитывать при рассмотрении подобных структур. Было также продемонстрировано, что широко используемая для аналитического описания СМДМ локальная модель эффективной среды не может быть удовлетворительной, так как предоставляет лишь фрагментарное описание какой-либо одной выделенной модовой ветви в крайне узком диапазоне временных и пространственных частот.

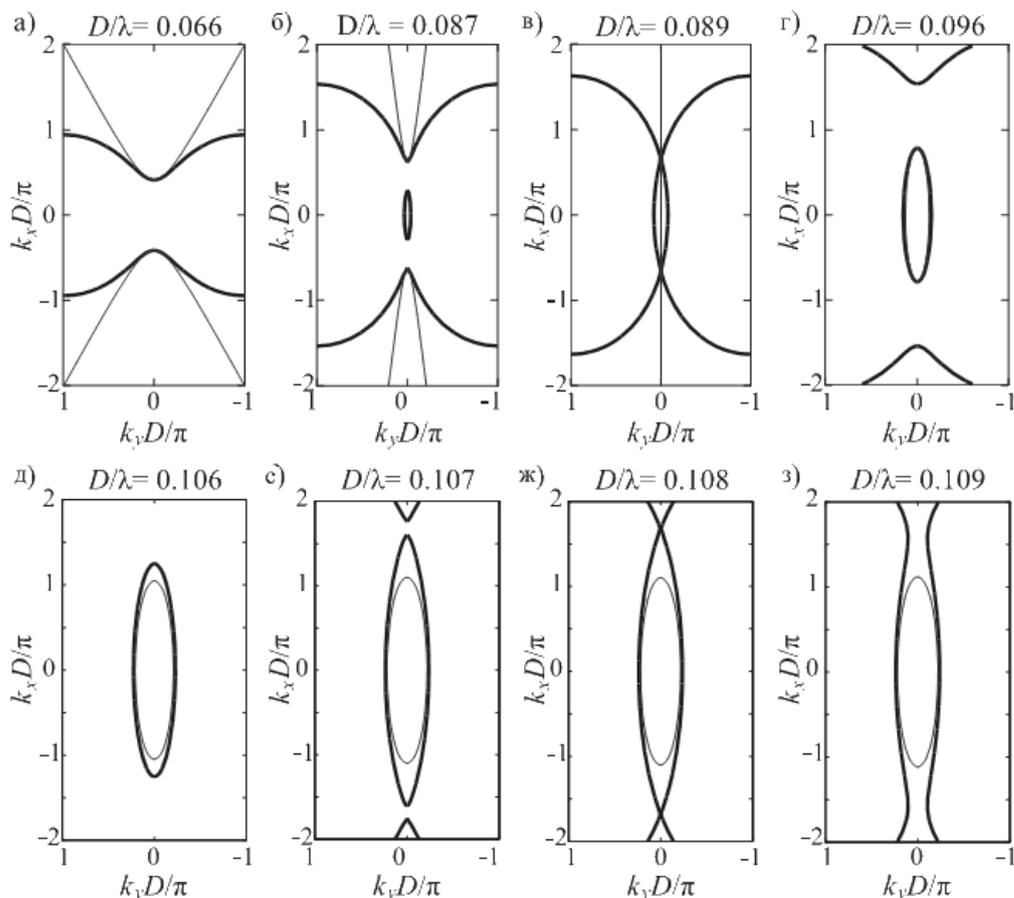


Рис. 3. Характерные изочастотные контуры для СМДМ в конфигурации $d_1 = 1.5d_2$. Тонкой линией представлена модель эффективной среды, жирной – точное решение методом матриц передачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, Федерального агентства по образованию, в рамках реализации проекта по ГК №П2506 ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

1. В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М.:Наука, (1979).
2. P.A. Belov, Y. Hao. *Phys. Rev. B*, **73**, 113110, (2006).
3. J.B. Pendry, S.A. Ramakrishna. *Physica B*, **88**, 338, (2003)
4. E. Shamonina, V.A. Kalinin, K.H. Ringhofer, L. Solymar. *Elect. Lett.*, **37**, 1243-1244, (2001)

МНОГОВОЛНОВАЯ БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРЁХМЕРНЫХ ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНКАХ

Федотов В.Г., Селькин А.В.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

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

Исследованы механизмы формирования спектров брэгговского отражения и пропускания для плёнок трёхмерных опалоподобных фотонных кристаллов. Обнаружена короткопериодная интерференционная структура нового типа, обусловленная многоволновой дифракцией света. Показано, что короткопериодные осцилляции в спектрах проявляются вследствие пространственного квантования добавочных мод с низкой групповой скоростью.

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой пространственно-периодические твердотельные структуры, диэлектрическая проницаемость которых промодулирована с периодом, сравнимым с длиной волны света. Повышенный интерес к ФК связан с перспективами их практического применения в нанофотонике, лазерной технике и оптоэлектронике в качестве элементов эффективного управления световыми потоками,¹⁻³ а также с возможностью проведения принципиальных с научной точки зрения фундаментальных исследований.⁴

В настоящей работе представлены результаты исследования механизмов формирования спектров брэгговского отражения и пропускания света плёнками трёхмерных опалоподобных ФК с учётом многоволновой дифракции света и новых интерференционных эффектов, обусловленных многократным отражением света от границ раздела. Спектры брэгговского отражения и пропускания, рассчитанные для случая s-поляризации света, сопоставлены с дисперсионными зависимостями собственных мод электромагнитного поля в ФК. Расчёты выполнены с использованием динамической теории дифракции, обобщённой на случай высокого диэлектрического контраста.⁵

Анализ спектров проводился как в приближении двухволнового смешивания – с учётом дифракции света только на одной системе (111) кристаллических плоскостей (параллельных отражающей поверхности образца), так и в приближении трёхволнового смешивания – с учётом одновременной дифракции света на кристаллических плоскостях (111) и $(11\bar{1})$ (наклонных по отношению к отражающей поверхности).⁶ Спектры, полученные с учётом только двухволнового смешивания, качественно отличаются от результатов расчёта для трёхволновой (то есть многоволновой) модели дифракции. Особое внимание уделено выяснению механизмов формирования сложной структуры контура брэгговского отражения света, которая обусловлена интерференцией света на поверхностях ФК.

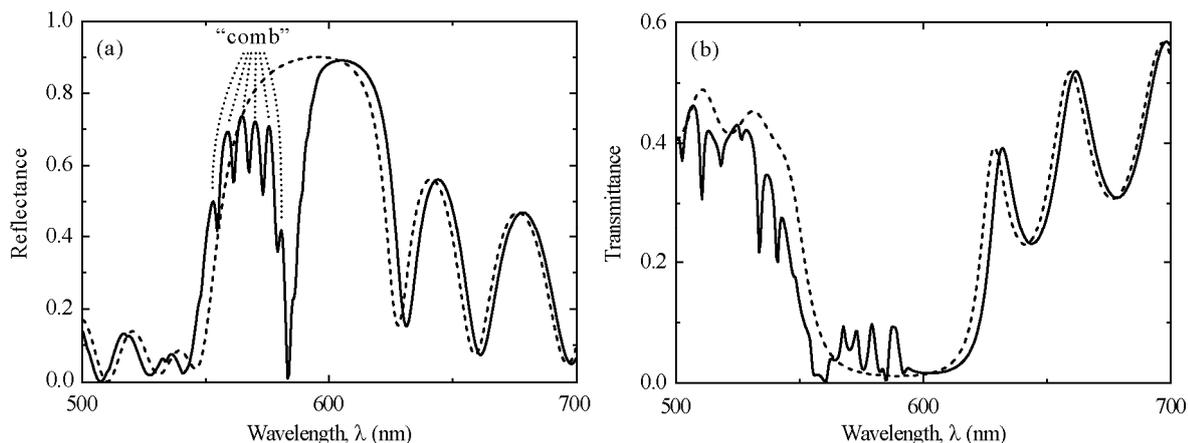


Рис. 1. Рассчитанные спектры брэгговского отражения (а) и пропускания (б) света для фотоннокристаллической плёнки толщиной 20 монослоёв, собранной из сфер полистирола диаметром 300 nm. Штриховые кривые – для дифракции света только на одной системе кристаллических плоскостей (111), сплошные – для дифракции света одновременно на двух системах кристаллических плоскостей (111) и $(11\bar{1})$, угол падения $\theta = 57^\circ$.

Расчёты, выполненные в рамках трёхволновой модели дифракции, показывают, что при наклонном падении света в относительно узком интервале углов падения вблизи $\theta \approx 57^\circ$ в резонансной области спектра (области частот, соответствующей фотонной запрещённой зоне) может наблюдаться дополнительная короткопериодная (по длине волны) интерференционная структура (рис. 1, сплошные кривые). Такая интерференционная “гребёнка” обусловлена именно многоволновым характером дифракции света. При расчёте в приближении двухволнового смешивания дополнительная структура не возникает (рис. 1, штриховые кривые). С ростом диссипативных потерь и включением дополнительных небрэгговских каналов рассеяния (что эффективно учитывается введением в расчёт мнимой добавки к средней диэлектрической постоянной ФК) резкие спектральные особенности сглаживаются, а короткопериодная интерференционная структура исчезает.

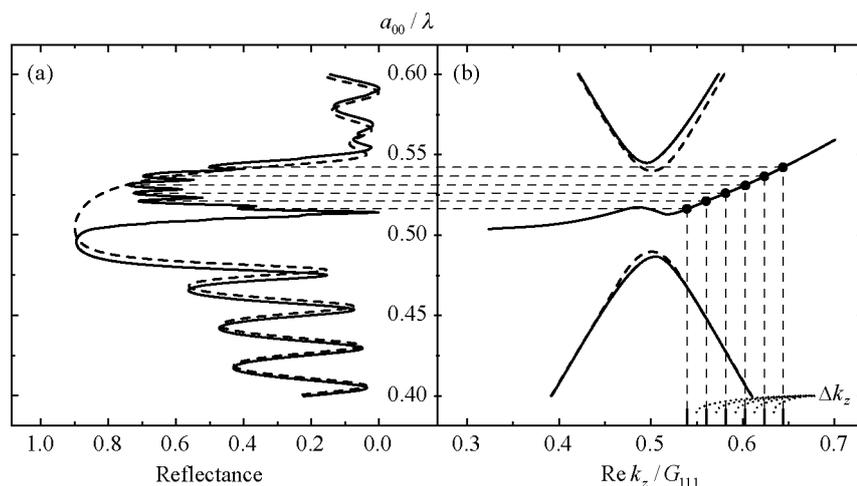


Рис. 2. Рассчитанные спектры брэгговского отражения света (а) и соответствующие энергетические спектры собственных мод электромагнитного поля (б) для фотоннокристаллической плёнки толщиной 20 монослоёв, состоящих из сфер полистирола диаметром $a_{00} = 300$ nm, угол падения $\theta = 57^\circ$.

Физическая причина возникновения короткопериодных осцилляций в резонансной области спектров отражения и пропускания становится понятной при сопоставлении таких спектров со спектром собственных мод в области фотонных стоп-

зон. На рис. 2 сравниваются между собой спектры брэгговского отражения (а) и соответствующие им дисперсионные кривые для собственных мод ФК (b). Конечная толщина ФК плёнки приводит к пространственному квантованию Δk_z добавочных мод с низкой групповой скоростью, которое и определяет соответствующий период осцилляций в резонансной области спектра.

Следует отметить, что обсуждаемые для ФК явления в определённом смысле имеют общие черты с теми, которые наблюдаются в средах с пространственной дисперсией.⁷ В обоих случаях необходимо учитывать дополнительные (добавочные) моды, что приводит к необходимости постановки дополнительных граничных условий. Однако, в отличие от сред с пространственной дисперсией, ФК структуры не обязательно обладают нелокальным диэлектрическим откликом. Поэтому в общем случае ФК не могут быть отнесены к средам с пространственной дисперсией.

1. J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (2nd edition)*, Princeton University Press, Princeton (2008).
2. C. López, *Adv. Mater.*, **15**, No. 20, 1679-1704 (2003).
3. M. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevičius, S. Matsuo, and H. Misawa, *J. Photochem. and Photobiol. C*, **2**, 35-69 (2001).
4. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals (2nd edition)*, Springer, Berlin-Heidelberg-New York (2005).
5. A.V. Sel'kin, *Proc. of 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, St. Petersburg, 111-112 (2004).
6. V.G. Fedotov, A.V. Sel'kin, A.Yu. Men'shikova, N.N. Shevchenko, A.V. Yakimanskiy, *Proc. of 17th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, Minsk, Belarus, 109-110 (2009).
7. В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург, *Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теория экситонов*, Наука, Москва (1965).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Усов О.А., Сидоров А.И.*, Нащекин А.В., Конников С.Г.

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

*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Дан анализ локальной плотности оптических состояний фотонных кристаллов с целью увеличения эффективности излучения квантовых точек и использования их для конверсии излучения синих светодиодов в область длинных волн и создания белых светодиодов с контролируемыми хроматическими параметрами.

Одним из перспективных методов создания белых светодиодов (СД), представляющих в настоящее время значительный научный и практический интерес, является конверсия излучения синих диодов (400-460 нм) в область длинных волн видимого диапазона (500-630 нм) с помощью кристаллических одно- или многослойных квантовых точек (КТ) типа CdSe/ZnS. Основное преимущество КТ – возможность контроля спектра спонтанного излучения от зеленого до красного диапазона за счет использования синтезируемых КТ с диаметрами от 3 до 5 нм при достаточной интенсивности и стабильности их излучения. Смешиванием цветов при определенном соотношении их интенсивностей осуществляется оптимизация хроматических параметров гибридного СД. Эффективность излучения КТ, спонтанная эмиссия которых определяется локальной плотностью оптических состояний (мод) в окрестности КТ, может быть существенно увеличена при использовании фотонных кристаллов (ФК), в особенности трехмерных ФК типа инверсного опала. В работе дан анализ зависимости локальной плотности оптических состояний и эффективности излучения КТ в дипольном приближении от параметров ФК, положения и ориентации диполя в ФК. Показано, что путем варьирования параметров ФК можно контролировать соотношение интенсивностей смешиваемых цветов и хроматические параметры белого СД.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-92009, грантом Президиума РАН 10155 “Фундаментальные науки - медицине” и грантом Президента РФ 3306.2010.2.

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ЛИТОГРАФИЕЙ

Кундикова Н.Д.* , Микляев Ю.В., Пихуля Д.Г.*

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия

*Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Исследована зонная структура трехмерных фотонных кристаллов, получаемых при помощи интерференционной литографии. На основе оптимизации ширины запрещенной зоны определена оптимальная геометрия экспонирования.

Метод интерференционной литографии по сравнению с другими методами позволяет получать большие однородные образцы с низким содержанием дефектов. Одним из вариантов метода получения трехмерно-периодической структуры является трехкратное экспонирование фоторезиста одномерной интерференционной картиной с тремя различными ориентациями вектора решетки интенсивности¹.

Цель настоящей работы - исследование возможности оптимизации структур, получаемых методом трехкратного экспонирования.

Для расчета зонной структуры фотонного кристалла использовался метод разложения по плоским волнам². Для поиска запрещенных зон исследовалось поведение зонной структуры для различных углов θ , значений показателя преломления материала, а также значений фактора заполнения. Анализ зонной структуры ограничивался рассмотрением первых 12-ти зон.

Показатель преломления решетки диэлектрика брался равным показателю преломления кремния в ближней инфракрасной области спектра $n = 3,45$.

Оказалось, что структура с гранецентрированной решеткой имеет запрещенную зону, однако максимальное значение размера запрещенной зоны получается при угле $\theta = 72,5$ градусов. Таким образом, в отличие от простой кубической, гранецентрированная решетка не является оптимальной для соответствующей запрещенной зоны 2-3.

Оказалось, что ОЦК решетка не имеет запрещенных зон. Кроме зон, ранее известных для ГЦК и ПК решеток, обнаружены запрещенные зоны 3-4 и 8-9 в области малых углов θ . Величина этих зон существенно меньше остальных, однако она быстро возрастает при увеличении контраста показателя преломления. Наибольшую величину имеют зоны 2-3 (10%) и 5-6 (11,4%).

Для определения минимально возможного показателя преломления материала, который может быть использован для синтеза таких фотонных кристаллов с запрещенной зоной, было исследовано поведение зонной структуры при различных показателях преломления. Оказалось, что наиболее низкий порог возникновения запрещенной зоны имеет место для зоны 2-3 ГЦК решетки и равен 2,5.

Однако, ГЦК симметрия не является оптимальной и при низких показателях преломления. Для определения оптимальной конфигурации были проведены вычисления размеров запрещенных зон при различных значениях показателя преломления n и угла θ . На рис. 1. приведены зависимости размеров запрещенных зон от показателя преломления при оптимальных значениях угла θ . Наиболее низким порогом и в этом случае обладает запрещенная зона 2-3, но значение порога равно 2,15.

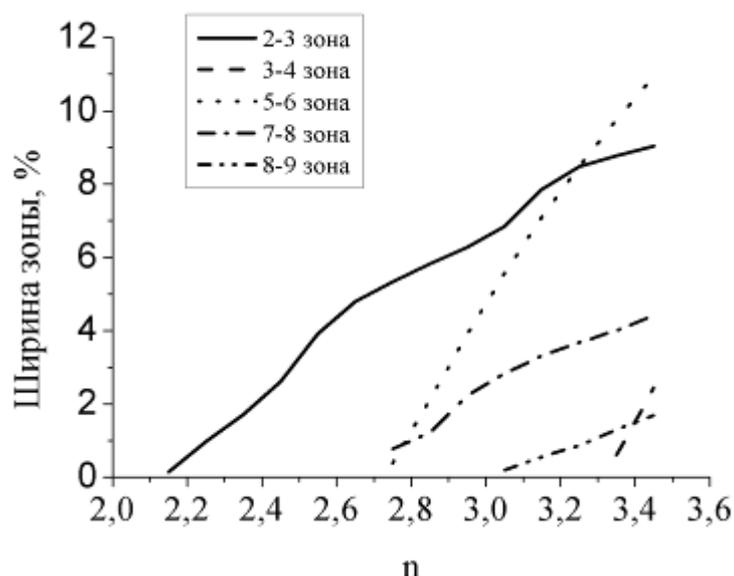


Рис. 1. Зависимость ширины запрещенных зон от показателя преломления n

Оказалось, что для всех значимых зон (5-6, 2-3 и 7-8) оптимальный угол (или оптимальная симметрия решетки) практически не зависит от показателя преломления материала. Кроме того, до значений $n = 3,45$ не наблюдается насыщение роста размера зоны с ростом показателя преломления. Наиболее устойчивой по отношению к отклонению симметрии решетки от оптимальной симметрии является зона 5-6, соответствующая простой кубической решетке.

В заключение, исследовано поведение запрещенной зоны фотонного кристалла, получаемого методом интерференционной литографии при непрерывном переходе от ОЦК к простой кубической и далее, к ГЦК решетке. Показано, что за счет оптимизации геометрии экспонирования фоторезиста можно добиться существенного снижения порога возникновения запрещенной зоны по показателю преломления (от $n = 2,5$ до $n = 2,14$) и приблизиться к рекордным значениям, соответствующим симметрии решетки алмаза ($n = 2,0$). Определены оптимальные конфигурации решетки для различных величин показателя преломления материала. Запрещенных зон, соответствующих ОЦК решетке, обнаружено не было.

1. С. К. Ullal, M. Maldovan, E. L. Thomas, G. Chen, Y. -J. Han, S. Yang, *Appl. Phys. Lett.*, 84, 5434-5436 (2004).
2. S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, *Opt. Express.* 8, 173-190, (2001).

ОСОБЕННОСТИ СИНТЕЗА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

Ахмадеев А.А., Маркеева А.В., Салахов М.Х., Сарандаев Е.В.,
Сердюк С.О.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Исследуется динамика роста микрочастиц диоксида кремния с целью определения оптимального времени формирования микросфер для последующего синтеза фотонных кристаллов. Предлагается использование микроскопических и фотометрических методов для исследования структуры и контроля качества фотонных кристаллов.

Фотонный кристалл (ФК, photonic crystal) – это материал, структура которого характеризуется периодическим изменением коэффициента преломления в пространственных направлениях. Известно, что кристаллы всех типов могут рассеивать некоторое излучение при условии, что параметры решетки кристалла имеют тот же порядок, что и длина волны излучения. Аналогичным образом, будучи прозрачными для широкого спектра электромагнитного излучения, фотонные кристаллы не пропускают свет с длиной волны, сравнимой с периодом структуры фотонного кристалла. Эти спектральные диапазоны получили название «фотонные запрещенные зоны» (photonic band gap, PBG) ¹. Благодаря зонной структуре энергетического спектра ФК часто рассматриваются в качестве оптических аналогов электронных полупроводников ². Ожидается, что ФК произведут революцию в оптике и оптоэлектронике, по масштабам сравнимую с той, что произвели полупроводники в электронике. На основе ФК будут созданы высокоэффективные светоизлучающие элементы и низкопороговые лазеры, оптические переключатели и фильтры, «суперпризмы» и волноводы нового типа, а в перспективе – сверхбыстрые оптические компьютеры. В настоящее время предложены многочисленные подходы к созданию ФК. В частности, методы самосборки считаются весьма перспективными, поскольку относительно просты с точки зрения аппаратного оформления и не имеют фундаментальных ограничений ни на линейные размеры образцов, ни на количество ФК, производимых за один синтез. Образцы, получаемые большинством существующих методов, обладают теми или иными структурными несовершенствами, что существенно отражается на их оптических свойствах. Таким образом, изучение влияния параметров синтеза на результат с целью совершенствования этих методик является для нас актуальной задачей.

Морфология, размер и однородность сферических частиц из диоксида кремния контролируются концентрацией всех реагирующих компонентов в системе. Не менее существенное влияние на свойства получаемых микрочастиц оказывает также длительность проведения реакции в процессе их роста. В данной работе методами АСМ было проведено исследование динамики процесса формирования микросфер из диоксида кремния.

Синтез фотонных кристаллов на основе микрочастиц диоксида кремния осуществляется методом самосборки сферических частиц SiO₂ в упорядоченные слои. К основным методам формирования упорядоченных структур относят естественную седиментацию ³ и осаждение микросфер на вертикальную подложку под действием капиллярных сил (т.н. вертикальное осаждение) ⁴. Для упорядочения частиц методом вертикального осаждения в суспензию микросфер вертикально помещают тонкую

тщательно очищенную стеклянную пластинку. При этом на границе раздела сред «жидкость-воздух-подложка» образуется мениск, в который коллоидные частицы втягиваются действием капиллярных сил. По мере испарения жидкости мениск движется вниз по поверхности стекла, оставляя за собой тонкую однородную пленку из упорядоченных микросфер. В данной работе микрочастицы диоксида кремния были получены методом В. Штобера и А. Финка⁵ – реакцией гидролиза тетраэтоксисилана (ТЭОС) в водно-спиртовой смеси при наличии катализатора (гидрат аммония). Несмотря на простоту такого метода, на конечный результат влияет множество различных факторов, таких как точность дозировки составляющих веществ, чистота составляющих веществ, порядок смешивания реагентов и др. Как было сказано, на размер получаемых частиц SiO₂, при неизменных концентрациях реагирующих компонентов, существенное влияние оказывает время проведения реакции в процессе роста частиц. В связи с этим нами была изучена динамика роста микрочастиц от времени синтеза. С этой целью на протяжении 17 часов в процессе синтеза проводился отбор небольших количеств раствора из реакционной смеси через некоторые интервалы времени. Затем эти пробы раствора высушивались и осажденные на подложку микрочастицы изучались с помощью атомно-силового микроскопа NTEGRA Prima (NT MDT).

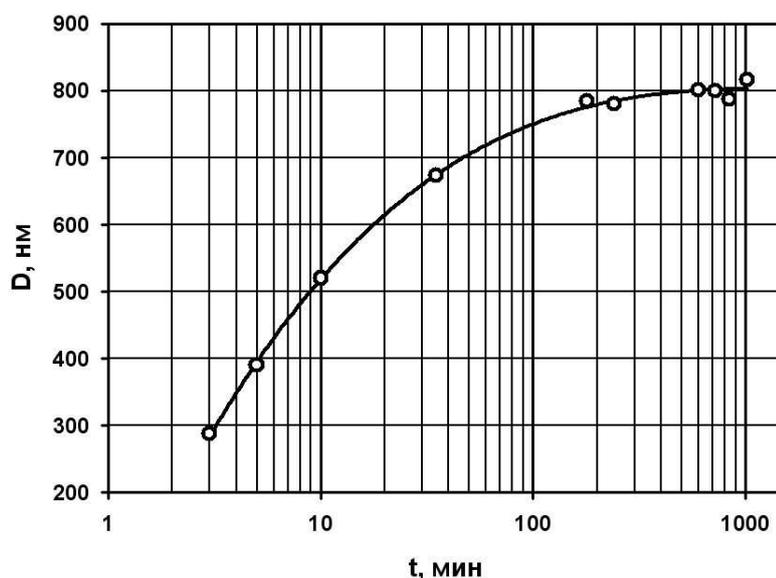


Рис. 1. Зависимость среднего значения диаметра (D) микросфер от продолжительности (t) реакции

На рис. 1. изображена зависимость диаметра микрочастиц диоксида кремния от времени реакции. Согласно графику, в течение 180 мин (3 часа) происходит заметный рост частиц, при этом средний диаметр увеличивается от 300 нм до 800 нм. При длительности реакции $t > 180$ мин размер микрочастиц перестает сильно меняться и остается равным примерно 800 нм. Таким образом, синтез микрочастиц SiO₂ с размером около 800 нм может быть завершён в течение трех часов. Дальнейшее увеличение времени реакции не приводит к возрастанию диаметра частиц.

Следует отметить не менее интересный тот факт, что пробы раствора, выделенные нами в течение всего синтеза микрочастиц, после высушивания оставляли плотноупакованные структуры микросфер на подложках. На рис. 2. представлено изображение частиц, синтезированных в течение 35 мин, со средним размером 674 нм. Наличие качественных плотноупакованных структур на большинстве АСМ-

изображений может говорить о сравнительно малом разбросе частиц по размерам, что привело к самосборке частиц в такие упорядоченные структуры.

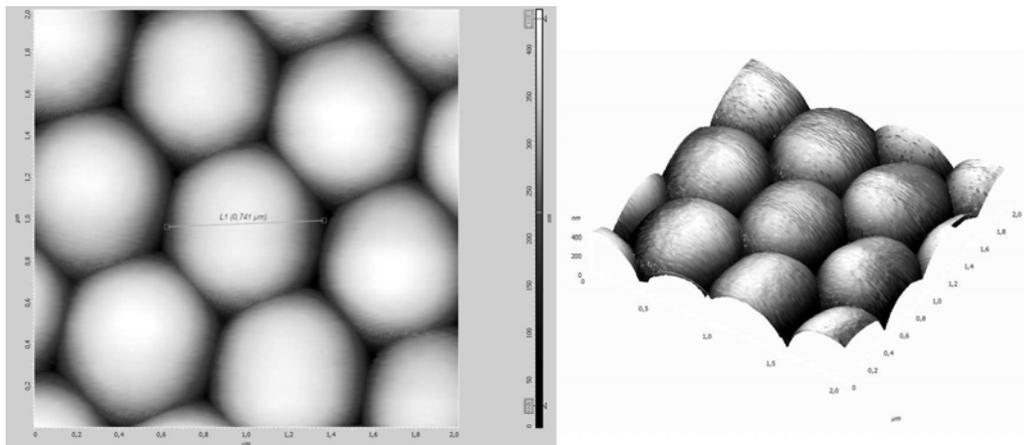


Рис. 2. АСМ-изображение (плоское и трехмерное, 2x2 мкм) поверхности образца со средним размером частиц 674 нм. Длительность синтеза – 35 мин

Кроме этого, в работе исследовалось влияние других параметров на синтез микрочастиц диоксида кремния и формирования коллоидных кристаллов. При этом проводился анализ структуры ФК методами спектроскопии и микроскопии с целью определения характеристик получаемых образцов и разработки контроля качества фотонных кристаллов.

1. E. Yablonovitch, *Phys. Rev.*, **58**, 2059-2062, (1987).
2. C. Lopez, *Adv. Mater.*, **46**, 1679-1704, (2003).
3. H. Miguez, F. Meseguer, C. Lopez, A. Blanco, J. S. Moya, J. Requena, A. Mifsud, V. Fornes, *Adv. Mater.*, **10**, 480-483, (1998).
4. Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, D.J. Norris, *Nature*, **414**, 289-293, (2001).
5. W. Stober, A. Fink, E. Bohn, *J. Colloid Interface Sci.*, **26**, 62-69, (1968).

КОНТРОЛЬ РОСТА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПО СПЕКТРАМ ПРОПУСКАНИЯ

Гайнутдинов Р.Х., Токарева В.А., Хамадеев М.А.

Казанский Университет, Казань, Россия

Изучены методы исследования оптических свойств фотонных кристаллов. Показано, что анализ спектров пропускания фотонных кристаллов является эффективным способом контроля роста подобных метаматериалов.

Изучение фотонных кристаллов в настоящее время является весьма актуальным и перспективным. Фотонные кристаллы характеризуются периодическим изменением коэффициента преломления в пространственных направлениях и наличием фотонных запрещенных зон: эти структуры не пропускают свет с длиной волны, сравнимой с периодом структуры фотонного кристалла^{1,2}.

На сегодняшний день существует большое количество методов изготовления фотонных кристаллов, и новые методы продолжают появляться³. Наиболее известные из этих методов - это методы, использующие самопроизвольное формирование фотонных кристаллов, травление и голографические методы. Наиболее значимую

информацию о структуре синтезируемых фотонных кристаллов мы можем получить, анализируя их спектры пропускания и отражения⁴. В связи с этим трактовка подобных спектров является весьма важной и актуальной задачей.

Нами показано, что использование различных подходов к теоретическому описанию распространения излучения в синтезируемых фотонных кристаллах помогает получить информацию о ростовых особенностях образцов, что является необходимым для поиска оптимальной методики роста.

1. В.И. Белотелов, А.К. Звездин, *Фотонные кристаллы и другие метаматериалы* – М.: Бюро Квантум, 144 (2006)
2. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D., *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* – Princeton: Princeton Univ. Press, 305 (2008)
3. Vlasov Y.A., Bo X.-Z., Sturm J.C., Norris D.J., *Nature*, **414**, 289
4. Барышев А.В., Анкудинов А.В., *ФТТ*, **44**, 1573 (2000).

TUNABLE MID INFRARED WHISPERING GALLERY MODES LASERS

**Sherstnev* V.V., Monakhov* A.M., Grebenschikova* E.A.,
Imenkov* A.N., Baranov** A.N., Yakovlev* Yu.P.**

*Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, 194021, Russia

**Institut d'Electronique du Sud (IES), Universite Montpellier 2, Montpellier,
France

The technology of fabrication disk cavity of whispering gallery modes (WGM) laser for middle Infrared (MIR) spectral range was developed. The smooth frequency tuning in the process of the current in CW. It is shown that the increasing the current from 50 to 100 mA shifts the wavelength of the emission to the long-wave direction on 25 Å.

The spectral range of 2-5 μm is extremely important for applications based on molecular spectroscopy. This range corresponds to a window of atmospheric transparency and, on the other hand, it contains strong absorption lines of *hazardous* or explosive gases [1]. Spectroscopic systems based on *tunable* semiconductor lasers can be used for high accuracy and selective monitoring of these substances in trace concentrations.

Such possibility of semiconductor laser as tuning on frequency is the great advantage. The tunable diode lasers with the resonator Fabry-Perot are reported obtained the tuning range 4-6 Å. It is less than intermode distance for the single mode [2].

In recent years studies on the creation of the whispering gallery mode (WGM) lasers, which generate emission in the MIR [(2-4) μm] spectrum range are intensively developed [3-8]. Such lasers are attractive due to high Q-factor of resonator and the low values of threshold current in comparison with the stripe resonator Fabry-Perot lasers.

In the literature there is no information about study of frequency tunable WGM - lasers. This study is devoted to the fabrication of the cavity of electrically pumped WGM semiconductor tunable lasers. These WG mode lasers are attractive because the intrinsically high Q-factor may compensate for the low gain, reduce threshold current, and help to achieve room temperature operation. To fabricate the disk cavity of GaSb – based WGM - lasers we used GaInSbAs quantum well structures, grown by MBE. The post-growth geometry

formation of the disk cavity was performed using selective wet chemical etchant, comprised of CrO_3 , HF and H_2O . The application of this etchant made it possible to prepare the disk cavity with a diameter of $200\ \mu\text{m}$ and height $15\ \mu\text{m}$. Cavity has the pagoda-like shape, whose convex area is an active region. The ohmic ring contacts with diameter $180\ \mu\text{m}$ and width $30\ \mu\text{m}$ were formed by metal sputtering. The space between contact ring edge and disk edge is about $10\ \mu\text{m}$. In contrast to Fabry-Perot-laser, where the coherent emission formed in all volume of resonator, in WGM-laser the coherent emission formed only at the periphery. When current increase – coherent emission moving closer to the centre of the disk. This is the argument for the higher working currents and temperature of WGM laser in comparison with Fabry-Perot laser.

The main advantage of WGM lasers is a super high Q-factor of the disk cavity. But this good property has a reverse side: it's very difficult to output the emission. In the case of disk cavities the WG modes were observed.

The photo of chip with cavity is in Fig.1. As can be seen in Fig. (view from above) cavity has disk-like shape.

The laser, created on the basis of this cavity generated emission at the wavelength of $2.35\ \mu\text{m}$ at room temperature (RT) in the CW. The smooth tuning of the emission basic mode wavelength to the long-wave side on $25\ \text{\AA}$ have observed.

The RT emission spectra of the disk cavity WGM laser (presented in Fig. 1), measured at various pumping currents are depicted in Fig.2. Fig.2 pointed that the emission spectra have the multimodesperiodic structure and tuning towards the long wavelength direction with increasing pumping current.

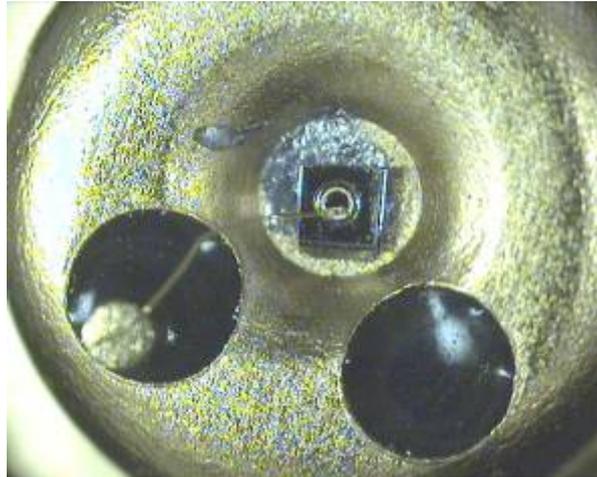


Fig. 1. Photo of the WGM laser.

The lasers assembled on the basis of such disk cavity generated at the wavelength of $2.35\ \mu\text{m}$ in the pulsed operation at RT.

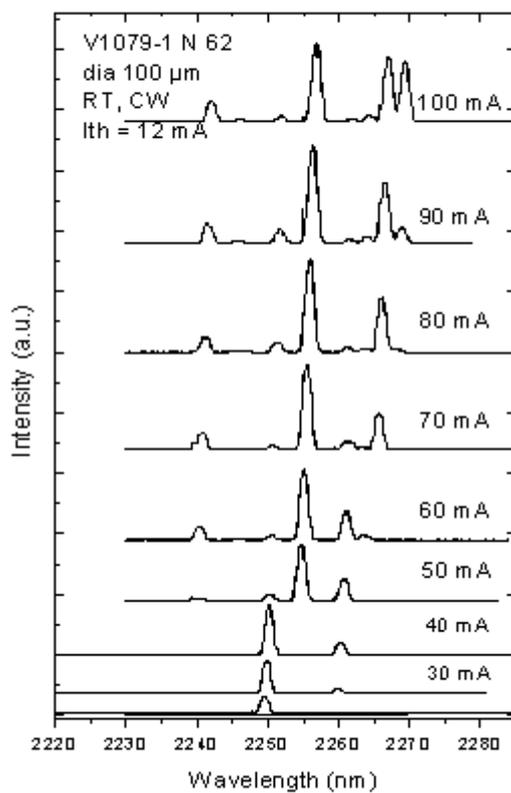


Fig. 2. Room-temperature emission spectra of WGM tunable laser. The measurements at different value of the current, with repeating frequency 20 kHz. (spectral resolution 2 \AA)

The smooth frequency tuning in the process of the current in CW. It is shown that the increasing the current from 50 to 100 mA shifts the wavelength of the emission to the long-wave direction on 25 \AA .

This study was supported by the project of the Presidium RAS №27 “The bases of fundamental research of nano-technologies and nano-materials”, by Grants 10-02-93110-НЦНИИ_a, 10-02-00548-a и and 09-08-91224-CT_a.

1. A.I.Nadezhdinskyi, The 10th Russian seminar on Diod Laser Spectroscopy, 2008. <http://www.dls.gpi.ru/rus/sem/10/Nad.pdf>
2. A.P.Astakhova, A.N. Baranov, A.Viset, A.N. Imenkov, N.M. Kolchanova, N.D. Stoyanov, A. Chernyaev, D.A. Yarekha, and Yu..P. Yakovlev “Current and Temperature Tuning of Quantum-Well Lasers Operating in 2.0-2.4 μm Range,” *Semiconductors*, 37, No 4, pp. 485-490, (2003)
3. Sherstnev V.V., Krier A., Monakhov A.M., Hill G. “Mid-infrared ring laser”//*Electron. Lett.* 39, Iss.12, pp.916-917. (2003)
4. <http://sites.google.com/site/victorsonswgm/>
5. Sherstnev V.V., Monakhov A.M., Astakhova A.P., Kislyakova A.Yu., Yakovlev Yu.P., Averkiev N.S., Krier A., Hill G. /“Semiconductor WGM Lasers for the Mid-IR Spectral Range”, *Semiconductors*, 39, No. 9, pp.1087-1092, (2005)

6. Monakhov A.M., Sherstnev V.V., Astakhova A.P., Yakovlev Yu.P., Boissier G., Teissier R., Baranov A.N. "Experimental observation of whispering gallery modes in sector disk lasers," *Appl. Phys. Lett.*, 94, P. 051102, (2009)
7. Yarekha D.A., Glastre G., Perona A., Rouillard Y., Genty F., Skouri E.M., Boissier G., Grech P., Joullie A., Alibert C., Baranov A.N. "High Temperature GaInSbAs/GaAlSbAs Quantum-Well Singlemodecontinuous wave Laser Emitting near 2.3 μm ," // *Electron. Lett.* 36, N. 6, P. 537-539, (2000)
8. Averkiev N.S., Sherstnev V.V., Monakhov A.M., Grebenshchikova E.A., Kislyakova A.Yu., Yakovlev Yu.P., Krier A., Wright D.A. "Physical Working Principles of Semiconductor Disk Lasers," *Low Temperature Physics*, 33. N. 2-3, P. 283-290, (2007)

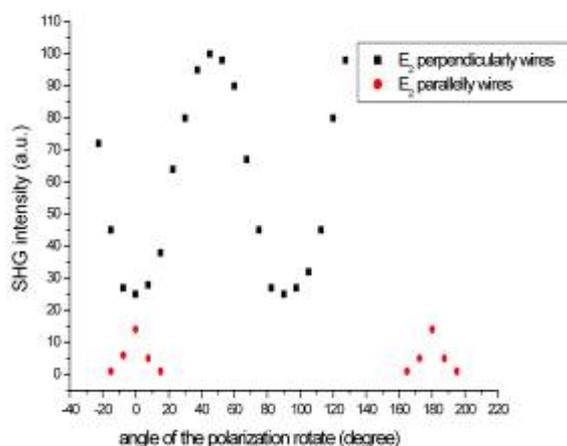
НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ВТОРОГО ПОРЯДКА ДЛЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИ УПОРЯДОЧЕННЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

Белотицкий В.И., Кумзеров Ю.А.

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

Определен тензор квадратичной нелинейно-оптической восприимчивости для макроскопического упорядоченного набора параллельных нанопроволок, кристаллографические оси которых в плоскости, перпендикулярной направлению упорядочения, ориентированы произвольным образом. Полученные соотношения могут быть использованы для разработки новых наноматериалов и полезны для анализа экспериментальных результатов при исследовании генерации второй гармоники в неоднородных структурах, пористых материалов, в магнитных и сегнетоэлектрических доменах.

Один из известных способов получения нанообъектов – это их синтез в пористых матрицах [1]. Среди пористых сред известен целый ряд материалов, в которых поры образуют наборы параллельных полых «цилиндров» - это мезопористые материалы (например, МСМ-41), хризотил асбест, пористый кремний и др. Синтезированные в таких полостях нанокристаллы с необходимостью формируются в виде ультратонких нитей и образуют ансамбли, которые обладают резко выраженными анизотропными свойствами.



Некоторое время тому назад мы исследовали особенности генерации второй оптической гармоники в сегнетоэлектрических материалах, внедренных в хризотил асбест [2,3]. Полученные экспериментальные результаты (см. рис) при исследовании нанопроволок дигидрофосфата калия (KDP) были качественно объяснены в предположении, что внедренные материалы были упорядочены вдоль одной оси и произвольно разупорядочены в плоскости, перпендикулярной этой оси. Для объяснения экспериментальных результатов тензор нелинейной оптической восприимчивости был усреднен. Полученный тензор совпадал по своей форме с тензором для предельной группы симметрии Кюри ∞m [4]. Отметим, что операция усреднения позволяет найти не только общий вид тензора, но так же связь его параметров с параметрами тензора внедренных материалов. Дальнейший анализ полученных результатов поставил следующий вопрос: какими будут анизотропные свойства материала, в систему цилиндрических пор которого внедрены нанокристаллиты, если они упорядочены вдоль оси «цилиндров» (т.е. одна и та же кристаллографическая ось для нанопроволок направлена вдоль оси цилиндров), а в перпендикулярной плоскости кристаллографические оси развернуты по некоторому произвольному закону $f(\varphi)$, где φ – угол поворота, а $f(\varphi)$ – положительная функция, причем интеграл по всем углам от этой функции равен 1, т.е. $f(\varphi)$ – некоторая плотность, которая указывает долю внедренного материала, имеющего одинаковые кристаллографические свойства.

В данной работе определим вид тензора нелинейной оптической восприимчивости второго порядка для произвольно упорядоченных нанонитей. Будем считать, что размеры пор и расстояние между ними существенно меньше длины волны, как фундаментального излучения, так и излучения второй оптической гармоники. Будем считать, что оптическая нелинейная восприимчивость второго порядка для внедренного материала описывается тензором наиболее общего вида, т.е. материал относится к триклинной сингонии. Если внедренный материал в порах полностью упорядочен (т.е. во всех цилиндрических порах у синтезированного материала кристаллографические оси направлены одинаковым образом, а одна из осей направлена вдоль осей цилиндров), то его восприимчивость описывается тензором с элементами e_{ikl} , а элементы искомого тензора обозначим t_{jmn} . Тогда элементы искомого тензора будут связаны с элементами тензора e_{ikl} следующими соотношениями:

$$t_{jmn} = 1/2\pi \int_{-\pi}^{\pi} c_{ji} c_{mk} c_{nl} e_{ikl} f(\varphi) d\varphi \quad (1)$$

где C – соответствующая матрица ортогонального преобразования, и для рассматриваемого случая она определяется следующим соотношением [4]:

$$C = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Из соотношения (1) следует, что в наиболее общем случае элемент нового тензора может быть связан со всеми 27 компонентами старого тензора. В рассматриваемой задаче элементы нового тензора в силу наличия нулевых компонент в матрице C будут связаны с меньшим количеством компонент. Например, если элемент нового тензора не содержит индекса, соответствующего оси вращения, то эти элементы не связаны с элементами e_{ikl} , у которых имеются индексы, соответствующие оси вращения. И наоборот, если в элементах «нового» тензора имеются индексы, которые соответствуют оси вращения, то эти элементы связаны только с теми элементами e_{ikl} , которые также имеют индексы, соответствующие оси вращения. Свойства функции $f(\varphi)$ так же будут существенно определять вид нового тензора. Например, если $f(\varphi)$ не зависит от φ , то задача сводится к результатам, обсуждаемым во введении. Из (1) следует, что вид нового тензора будет определяться разложением функции $f(\varphi)$ в ряд Фурье. Действительно, искомый тензор будет представлять собой сумму четырех компонент, каждая из которых соответствует четырем первым компонентам разложения функции $f(\varphi)$ в ряд Фурье. Т.к. функция распределения всегда имеет постоянную составляющую, то существенной частью нового тензора будет часть, определяемая постоянной составляющей, т.е. усреднение при равномерном распределении. Из (1) следует, что на значения нового тензора будут влиять только те компоненты $f(\varphi)$, которые имеют периоды 2π , π и $2\pi/3$, что определяется произведением $c_{ji} c_{mk} c_{nl}$, которое не может содержать тригонометрические функции, период которых меньше, чем $2\pi/3$. Подробный анализ и формулы для усредненного тензора третьего ранга будут приведены на стенде доклада и в следующей публикации. В данной работе рассмотрим, как полученные соотношения могут быть полезны для разработки новых материалов. Рассмотрим, например, возможную структуру для генерации второй оптической гармоники на основе фотоннокристаллических волокон. Из полученных соотношений следует, что для того чтобы генерация второй оптической гармоники происходила при волноводном распространении оптического излучения по волокну, расположению материала в каналах волокна должна соответствовать функция распределения $f(\varphi)$, имеющая в своем разложении в ряд Фурье первую или третью гармонику. Будем рассматривать последний случай, который представляется наиболее интересным. Предположим, что в центре волокна имеется три канала, заполненных материалом, в котором эффективно идет нелинейно-оптическое преобразование. Это может быть сегнетоэлектрик или специальный полимер. Предположим, что каналы достаточно малы, чтобы в модели их можно было бы описывать дельта функцией, а расположены они по кругу симметрично относительно центра волокна и угол между ними составляет 120 градусов.

Если поляризация нелинейного полимера была произведена так, что ось поляризации совпадает с направлением радиуса волокна и угол φ отсчитывается от оси OX , а ось OZ совпадает с осью оптического волокна, тогда для наполненного полимером канала, расположению которого соответствует значение угла φ , равное 0, тензор квадратичной нелинейной восприимчивости в сокращенной записи будет обладать следующими ненулевыми компонентами: d_{11} , d_{12} , d_{13} , d_{35} , d_{26} . В искомом тензоре ненулевые компоненты будут равны $D_{11}=(d_{11}-3d_{12})/4$, $D_{12}=D_{26}=-D_{11}$, $D_{22}=(3d_{21}-$

$d_{22})/4$, $D_{16}=D_{21}=-D_{22}$. Следовательно, распространение второй оптической гармоники может наблюдаться, когда фундаментальное излучение распространяется по волокну и поляризовано перпендикулярно оси волокна. Очевидно, что для получения значительной мощности в экспериментах по генерации второй оптической гармоники необходимо обеспечить согласование фаз. В рассматриваемом примере вклад нелинейного материала в показатель преломления для оптического излучения, распространяющегося вдоль волокна, является изотропным. Поэтому методы согласования фаз, используемые в объемных кристаллах, в рассматриваемом случае не могут быть использованы. Для решения этой проблемы могут быть использованы волноводные свойства фотоннокристаллических волокон, см. например [5].

1. Y. Kumzerov and S. Vakhrushev, Nanostructures within Porous Materials in Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology, Ed. H. S.Nalva, *Amerian Sienific Publishers*, VII, p. 811. 2004,
2. В.И.Белотицкий, Ю.А Кумзеров., А.В. Фокин, *Письма в ЖЭТФ*, **87**, с.465-469, (2008).
3. В.И.Белотицкий, Ю.А Кумзеров., А.В. Фокин, *Оптика и спектроскопия*, **107**, с.491-494, (2009).
4. R.E. Newnham Properties of Materials. Anisotropy, Symmetry, Structure. *Oxvord University Press*. 2005.
5. B'etourn'e, Y. Quiquempois, G. Bouwmans and M. Douay, *Optics Express*, **16**, p.14255-14262, 2008.

СПОСОБ УСИЛЕНИЯ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РАСПЫЛЕННЫХ УДЛИНЕННЫХ НАНОТРУБОК НАНОЧАСТИЦ

Садыков Н.Р., Скоркин Н.А.

Снежинского физико-технического института НИЯУ МИФИ,
г. Снежинск Челябинской обл., Россия

Предлагается способ усиления СВЧ-излучения ($\lambda \sim 1 \text{ см}$) в среде на основе распыленных в воздухе удлинённых нанотрубок. Накачка среды производится воздействием нестационарного электрического поля. Оценены необходимое значение нестационарного электрического поля для накачки при объемной доле нанотрубок $c_0 \approx 10^{-3}$.

В [1] было показано, что в воздушной среде с удлинёнными наночастицами с объемной долей $c_0 \sim 10^{-3}$ возможен механизм усиления и самофокусировки (в волновом канале и пространственном резонаторе) СВЧ-излучения. Накачка нелинейной среды может быть произведена с помощью нестационарного электрического поля. В [1] наночастицы аппроксимировались гантелью с невесомым стержнем, обладающим конечным электрическим сопротивлением и коэффициентом упругости. В данной работе для аналогичной задачи предлагается рассмотреть перспективные материалы [1] – одно- и многослойные нанотрубки [2, 3]. Большое значение модуля Юнга (или коэффициент упругости) нанотрубок [4] приводит к величине резонансного колебания частицы порядка $\omega \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Система материальных уравнений и уравнение для излучения сводится к виду

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{T_1}(N - N_0) = -E \frac{\partial P_1}{\partial t}, \quad T_1 = \frac{\rho_0}{8\pi n_x} = \frac{\varepsilon_0 \rho_0}{2n_x},$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \frac{1}{2\tau_1} \tilde{E} = i2\pi\omega \tilde{P}_1, \quad \frac{\partial \tilde{P}_1}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \tilde{P}_1 = i \frac{\Lambda}{2\omega} (N - N_0) \tilde{E}, \quad (1)$$

где для наночастиц радиуса R , длины L , при объемной доле c_0 имеет место $E = \tilde{E} \exp(-i\omega t)$, $P_1 = \tilde{P}_1 \exp(-i\omega t)$, $1/n_x = (A(X)L^2)/(2XR^2)$, $m = \pi R^2 L \rho$,

$$X = -1 + \ln(L/R), \quad A(X) = \int_0^1 [\xi^2 (1 + \{\ln(1 - \xi^2)\}/(2X))] d\xi, \quad \Lambda = \frac{2LB^2}{mXA},$$

$$B(X) = \int_0^1 [\xi \sin(\pi\xi/2) / (1 + \{\ln(1 - \xi^2)\}/(2X))] d\xi, \quad N(t) = \frac{c_0 |G(t)|^2}{8\pi n_x}. \quad (2)$$

Оценим для резонатора величину коэффициента усиления СВЧ-излучения для среды с удлиненными нанотрубками при $\tilde{\Omega} = \omega$. Из (1) получим выражение для коэффициента усиления $\lambda = -1/(2T_2) \pm [1/T_2 + \Lambda N_0]^{1/2}/2$, где $\tau_1 \ll T_2$. При $N = 0$, $N_0 = const$, $\tilde{E} \sim \exp(\lambda t)$, $\tilde{P}_1 \sim \exp(\lambda t)$. При $(1/T_2)^2 \ll \Lambda N_0$ коэффициент усиления будет равен $\Gamma = 2\lambda \approx (\Lambda N_0)^{1/2}$. Пусть $R = 5 \cdot 10^{-9} m$, $L = 200R = 10^{-7} m$, $\langle v_x \rangle \approx [RT/\mu]^{1/2} \approx 370 m/s$, $\tilde{\rho} = 1.29 kg/m^3$. Положим $\tilde{W} = E \approx 10^{12} J/m^3$. Плотность кремния $\rho_{Si} = 2.3 \cdot 10^3 kg/m^3$. В результате получим $\tilde{\Omega} \approx 5.7 \cdot 10^{10} s^{-1}$ (длина волны излучения равна $\lambda = 2\pi c/\tilde{\Omega} \approx 3.3 cm$), $T_2 \approx 1.2 \cdot 10^{-7} s$ ($1/T_2 \approx 8.3 \cdot 10^6 s^{-1}$). Из (2) и (11) получим $1/n_x \approx 1660$, $\Lambda \approx 1.75 \cdot 10^{12} m/kg$. При значениях стационарного электрического поля $G = 7 \cdot 10^6 m/s$ ($G^2/8 \cdot \pi = 40 J/m^3$) в воздухе из (4) следует $N_0 \approx 357 J/m^3$. Такое значение N_0 при длительностях импульса $\Delta t \geq 5 \cdot 10^{-9} s$ можно достичь за счет увеличения давления в газовой среде. Полагая в (7) $B \approx A = 0.38$, из приведенных выше оценок с учетом (16) получим, что коэффициент усиления в резонаторе $\Gamma \approx 1.9 \cdot 10^7 s^{-1}$. Полученные результаты оценок по порядку величины совпадают с результатами численных расчетов для волноводного канала/

Работа выполнена по проекту РФФИ № 10-02-96012 Р_Урал_а.

1. Н.Р. Садыков, Н.А. Скоркин, *Письма в ЖТФ*, **35**, вып.21, 42- , (2009).
2. А.В. Елецкий, *УФН*, **177**, 233-274, (2007).
3. А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов, *УФН*, **179**, 225-242, (2009).
4. Ю.А. Лозовик, А.М. Попов, *УФН*, **177**, 786-799, (2007).

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВОЛНОВОДНОГО КАНАЛА НА ОСНОВЕ УДЛИНЕННЫХ НАНОЧАСТИЦ

Садыков Н.Р., Филиппов В.К.

Южно-Уральский государственный университет, г. Снежинск
Челябинской обл., Россия

Для СВЧ-излучения показана возможность создания нестационарного многомодового волноводного канала из вытянутых наночастиц при концентрации в воздухе ≤ 1 кг/м³. Если длина частиц превосходит поперечные размеры на порядок, то величина апертуры вводимого излучения составляет 13^0 .

Диэлектрическая проницаемость смеси удлинённых наночастиц ([1], стр.44)

$$\varepsilon_{см} = \varepsilon_1 + c_2 \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) N_x} \varepsilon_1, \quad (5)$$

где $c_2 = n\tilde{v}$, \tilde{v} – объём вытянутой наночастицы, N_x – коэффициент деполяризации вытянутой наночастицы вдоль оси ОХ Коэффициенты деполяризации всегда удовлетворяют равенству $N_x + N_y + N_z = 1$. Для вытянутого эллипсоида $a \gg b = c$ с эксцентриситетом $e = \sqrt{1 - 1/p^2}$, $p = a/b$ при $p = 10$ получим $N_x \approx 0.02$. При $p = 20$ получим $N_x \approx 0.0067$. В случае $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$ (наночастица состоит из проводящего материала) (5) преобразуется к виду

$$\varepsilon_{см} = \varepsilon_1 + c_2 \varepsilon_1 / N_x. \quad (6)$$

При $c_2 = 10^{-3}$, $\lambda = 1 \div 10$ см, $p = 10$, (равносильно $\langle \rho_2 \rangle = c_2 \rho_2 = 1.7$ кг/м³) получим, что апертура вводимого в волноводный канал электромагнитного излучения будет равна $\alpha = 12.8^0$ (в случае сферических частиц $N_x = 1/3$, $\alpha \approx \sqrt{3c_1} = 3.1^0$). При $c_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ ($\langle \rho_2 \rangle = 8.5 \cdot 10^{-2}$ кг/м³), $V = k\rho_0 \sqrt{c_2 \varepsilon_1 / N_x} \approx 1$, следует $\rho_0 \approx 3.2 \div 32$ см, $L = 6220 \div 62.20$ м.

В работах [2, 3] рассмотрены основные моды $m = 0$ ($0 < V \leq 2.405$). В случае многомодового режима $m = 0, 1, 2, \dots$ ($V > 2.405$) волновая функция $HE_{m+1,n}$ моды [4]

$$F_{n,m} = \begin{cases} \Psi_n(r)(\mathbf{e}_x \cos m\phi - \mathbf{e}_y \sin m\phi) - \text{четные } HE_{m+1,n} - \text{моды,} \\ \Psi_n(r)(\mathbf{e}_x \sin m\phi + \mathbf{e}_y \cos m\phi) - \text{нечетные } HE_{m+1,n} - \text{моды,} \end{cases} \quad (7)$$

Волновая функция $EH_{m-1,n}$ моды [4]

$$F_{n,m} = \begin{cases} \Psi_n(r)(\mathbf{e}_x \cos m\phi + \mathbf{e}_y \sin m\phi) - \text{четные } EH_{m-1,n} - \text{моды,} \\ \Psi_n(r)(\mathbf{e}_x \sin m\phi - \mathbf{e}_y \cos m\phi) - \text{нечетные } EH_{m-1,n} - \text{моды.} \end{cases} \quad (8)$$

В случае излучения “Синус” генерируется ТЕ- (нечетная $EH_{0,n}$ –) и ТМ- (четная $EH_{0,n}$ –) моды ($2.405 < V \leq 3.8$).

Для существования $TE_{0,n}$, $TM_{0,n}$ – и $HE_{2,n}$ – мод (без учета поляризационного слагаемого частота отсечки этих мод совпадают) требуется выполнение условия для оптического объема $2.4 < V < 3.8$ ([1], стр.270). Из (5) при $p=10$, $\lambda=3\text{см}$, $\varepsilon_1=1$, $c_2=10^{-3}$, $\rho_0=10\text{см}$ получим, что $8.8 \cdot 10^{-5} < c_2 < 2.2 \cdot 10^{-4}$ (это равносильно для осредненной по объему плотности графита $0.15 < \langle \rho_2 \rangle < 0.37 \text{ кг/м}^3$). Поскольку длина волноводного канала $L \sim 1/\langle \rho_2 \rangle$, то при $p=10$ длина волноводного канала при генерации $TM_{0,n}$ – и $HE_{2,n}$ – мод составит $87 < L < 215 \text{ м}$. При $p=20$ и при прочих одинаковых условиях для объемной c_2 , массовой плотности графита $\langle \rho_2 \rangle$ и длины волноводного канала при $m=1.7 \text{ кг}$ получим: $2.9 \cdot 10^{-5} < c_2 < 7.4 \cdot 10^{-5}$, $0.05 < \langle \rho_2 \rangle < 0.12 \text{ кг/м}^3$, $269 < L < 646 \text{ м}$.

В таблице 1 приведены без учета поляризационных слагаемых последовательность некоторых направляемых мод (моды расположены по мере увеличения частоты отсечки), а также необходимое осредненное значение массовой плотности графитовых наночастиц для волновода с $p=10$.

В таблице 1. Последовательность направляемых мод при $p=10$, $c_2=10^{-3}$, $\rho_0=10\text{см}$.

Моды	Частота отсечки $U=V$	m, n	$\max \langle \rho_2 \rangle$ (кг/м^3)
$HE_{1,1}$	2.4	$m=0, n=1$	0.15
$TM_{0,1}, TE_{0,1}, HE_{2,1}$	3.8	$m=1, n=1$	0.37
$HE_{3,1}, EH_{1,1}$	5.1	$m=2, n=1$	0.67
$HE_{1,2}$	5.5	$m=0, n=2$	0.78
$HE_{4,1}, EH_{2,1}$	6.4	$m=3, n=1$	1.06
$TM_{0,2}, TE_{0,2}, HE_{2,2}$	7	$m=1, n=2$	1.3
$HE_{5,1}, EH_{3,1}$	7.6	$m=4, n=1$	1.5
$HE_{3,2}, EH_{1,2}$	8.4	$m=2, n=2$	отсутствует
$HE_{1,3}$	8.7	$m=0, n=3$	отсутствует
$HE_{6,1}, EH_{4,1}$	8.8	$m=5, n=1$	отсутствует

Из таблицы видно, что при $p = 10$, $c_2 = 10^{-3}$, $\rho_0 = 10 \text{ см}$ могут генерироваться моды вплоть до $HE_{5,1}$ и $EH_{3,1}$ мод

Таким образом спектральный состав направляемых мод, которые могут распространяться в волноводе на основе удлиненных наночастиц. Показано, что с помощью наночастиц весом $m_0 = 1.7 \text{ кг}$ при $p = 10 \div 20$, $\lambda = 3 \text{ см}$, $\varepsilon_1 = 1$, $c_2 = 10^{-3}$ можно создать волноводный канал радиуса $\rho_0 = 10 \text{ см}$ и протяженностью $50 < L < 361 \text{ м}$, в котором будут распространяться ТЕ- и ТМ- моды. Полученные оценки совместно с результатами работ [1, 2] показывают возможность создания волноводного канала используя наночастицы типа графита.

Работа выполнена по проекту РФФИ № 10-02-96012 Р_Урал_а.

1. Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, 128 с.
2. В.А. Зацепин, Н.Р. Садыков, М.О Садыкова, В.К. Филиппов, А.Н. Щербина, *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 168-170, (2004).
3. В.А. Зацепин, В.П. Смыслов, Н.Р. Садыков, М.О Садыкова, В.К. Филиппов, А.Н. Щербина, *Оптика атмосферы и океана*, **20**, 378-379, (2007).
4. Снайдер А., Дж.Лав. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987. 620 с.

ПРОВЕРКА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУПЕРЛИНЗ НА ОСНОВЕ МАССИВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЦИЛИНДРОВ

Косильников С.Ю.* , Рахман А. , Белов П.А.* ,****

*Национальный Исследовательский Университет Информационных
Технологий, Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия

**Университет Королевы Марии, Лондон, Великобритания

В докладе изложены результаты исследования массива серебряных наноцилиндров, представлены полученные данные, характеризующие ширину рабочего диапазона линзы. Окончательным полученным результатом является вывод, что суперлинза на основе металлических наноцилиндров может быть применена для субволновой передачи изображений.

Единственным многообещающим методом передачи субволновых изображений является принцип канализации¹. В режиме канализации слой материала работает как волновод: все пространственные гармоники, включая затухающие, преобразуются в распространяющиеся моды метаматериала. Потери на отражение исключаются настройкой толщины структуры на резонанс Фабри-Перо, в результате чего наблюдается полное прохождение через структуру падающей электромагнитной волны под любыми углами, включая комплексные. В настоящей работе при помощи коммерческого пакета CST Microwave Studio® (www.cst.com) произведено электромагнитное моделирование структуры для проверки функциональных характеристик рассматриваемой линзы (рис. 1) путем расчета амплитуды прохождения

эванесцентных волн, поляризованных вдоль оси X и распространяющихся в плоскости YZ , через данную структуру. На расстоянии 10 нм от структуры было расположено 6 точечных источников строго посередине наноцилиндра, напротив которого находятся источники. На рис. 2 представлено изображение, полученное с другой стороны структуры на расстоянии 10 нм. Можно видеть, что на частотах от 564 до 604 ТГц изображение передается полностью практически без искажений и дефектов. При дальнейшем увеличении или уменьшении частоты падающих волн посреди структуры появляется ложное пятно.

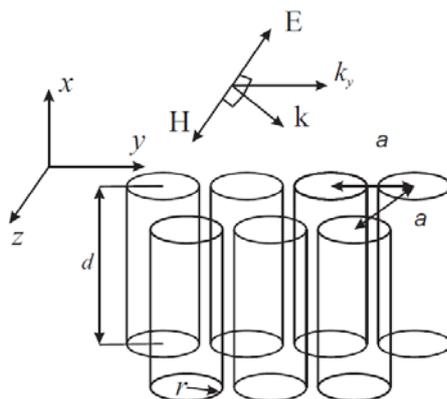


Рис. 1. Геометрия структуры метаматериала, рассматриваемого в настоящем докладе: треугольная решетка из серебряных наноцилиндров.

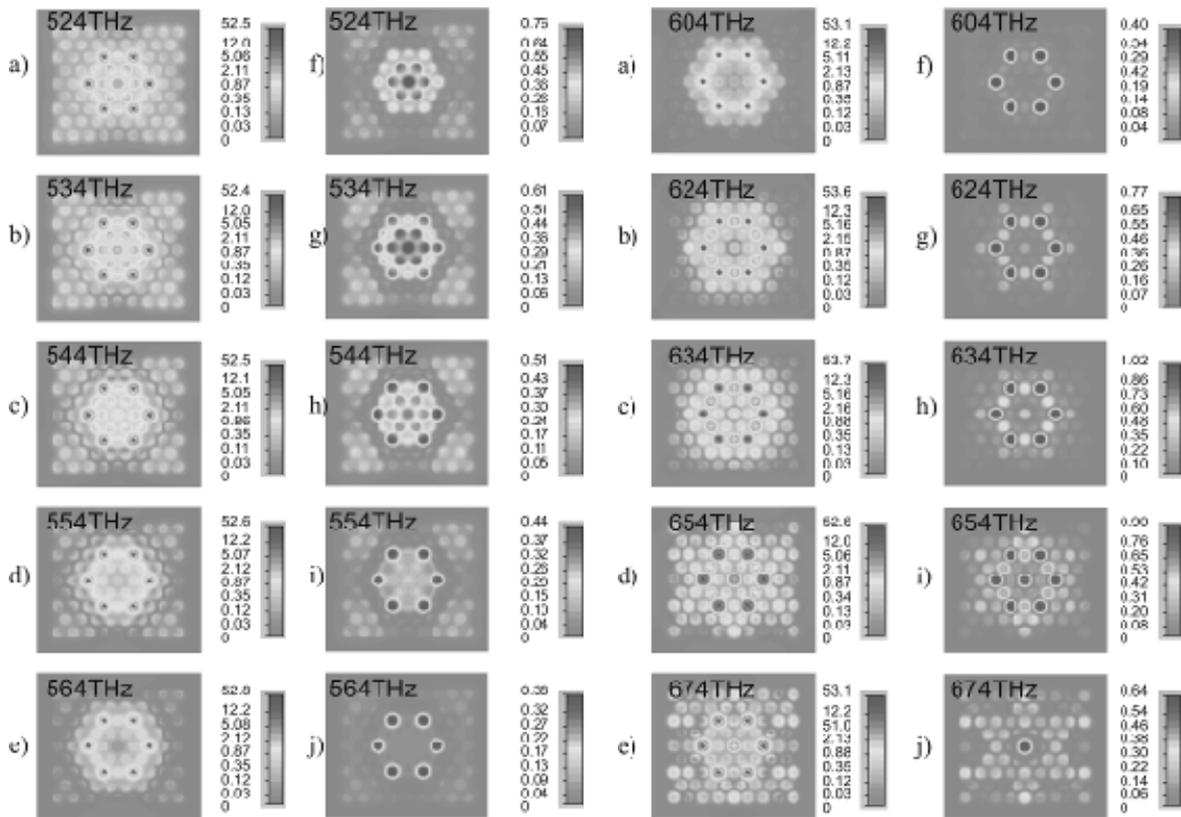


Рис. 2. Изображение распределения поля между структурой и точечными источниками слева на расстоянии 5 нм от структуры и 5 нм от источников для а) 524, б) 534, в) 544, д) 554, е) 564 ТГц, изображение распределения поля на расстоянии 10 нм от структуры для ф) 524, г) 534, h) 544, и) 554, j) 564 ТГц. Справа на расстоянии 5 нм от структуры и 5 нм от источников для а) 604, б) 624, в) 634, д) 654, е) 674 ТГц, изображение распределения поля на расстоянии 10 нм от структуры для ф) 604, г) 624, h) 634, и) 654, j) 674 ТГц соответственно.

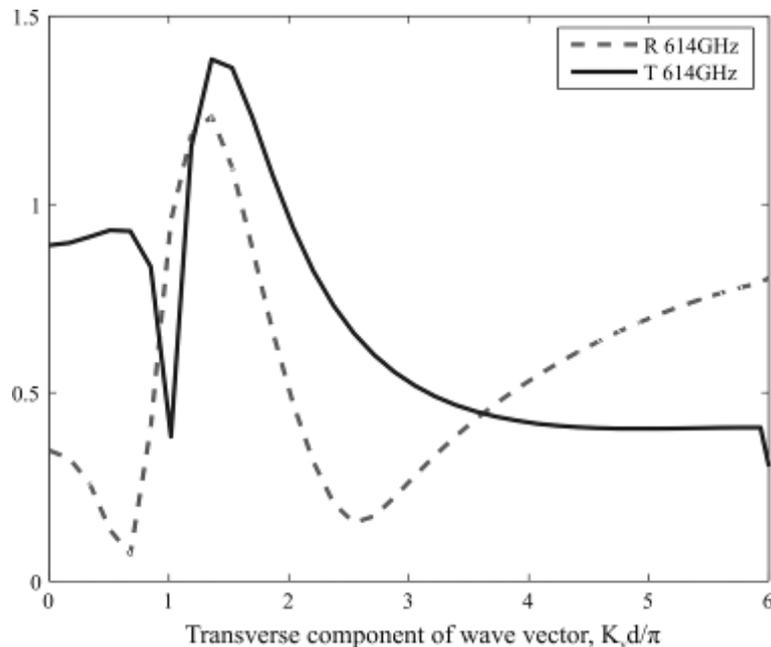


Рис. 3. Коэффициенты отражения R и прохождения T для среды из серебряных наночилиндров частота 614 ТГц

На рис. 3 представлена зависимость показателей прохождения и отражения структуры для $kd = 0.98$. Полученная зависимость свидетельствует о том, что показатель прохождения не испытывает резонансных «пиков», которые, как было сказано в предыдущих работах, плохо влияют на построение субволнового изображения.

Исходя из данных результатов, было принято решение установить, что будет происходить с изображением при сдвиге источника от центра наноцилиндра. До достижения удаления в две пятых периода изображение все еще сохраняется, но как только источник устанавливается строго посередине стержней, изображение полностью теряется. При сильном приближении к границе структуры наблюдается дефект передачи изображения в виде изменения распределения поля вблизи границы.

Результатами работы являются выводы о том, что параметры структуры, предложенные в работе², являются неверными, и технология передачи цветного изображения со сверхразрешением³ не функционирует. Структура с представленными в данной работе параметрами обладает возможностью работы в качестве «гиперлинзы», причем в достаточно широком диапазоне частот видимого спектра (от 564 до 604 ТГц). Следовательно, ширина рабочей полосы составляет 7%, а точность передачи субволнового изображения равна двум периодам структуры при разрешающей способности, достигающей $\lambda/6$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, Федерального агентства по образованию, в рамках реализации проекта по ГК №П2506 ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

1. P.A. Belov, Y. Zhao, S. Tse, P. Ikonen, M. G. Silveirinha, C. R. Simovski, S. Tretyakov, Y. Hao and C. G. Parini, *Phys. Rev. B*, **77**, 193108 (2008).
2. Ono, J. Kato and S. Kawata, *Phys. Rev.Lett.*, **95**, 267407 (2005).
3. S. Kawata, A. Ono and P. Verma, *Nature Photonics*, **2**, 438 (2008).

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК В СРЕДЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЦИЛИНДРОВ

Агейский А.Э., Белов П.А.*

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

* Университет Королевы Марии, Лондон, Великобритания

Изложены результаты аналитического моделирования возбуждения затухающих гармоник в среде из металлических параллельных наноцилиндров с пространственной дисперсией. Представлены аналитические формулы для коэффициентов отражения и пропускания, а также амплитуд поперечно и перпендикулярно поляризованных электромагнитных волн.

Разрешающая способность устройств обработки и передачи изображений, имеющих в своём составе диэлектрические линзы, ограничена дифракционным пределом. Первая попытка разработать суперлинзу, способную улавливать затухающие

гармоники, несущие информацию о деталях объекта много меньших длины волны, была предложена в статье¹ с помощью среды Веселаго. Однако наличие потерь в такой суперлинзе приводит к ухудшению разрешения и наложению ограничения на толщину линзы². Для разрешения этой проблемы в статье³ был предложен слой метаматериала из двумерного массива металлических параллельных тонких проволок, позволяющий передавать без потерь поле источника с одной поверхности массива на другую. Это стало возможным благодаря тому, что материал обладал плоской изочастотной поверхностью и его толщина была настроена на условие Фабри-Перо резонанса. В этом случае линза работает в волноводном режиме (режиме каналирования), что позволяет передавать информацию о субволновых деталях источника на значительные расстояния⁴ и решать задачи ближнепольной микроскопии и томографии. Для решения задач микроскопии при расположении источника на значительном расстоянии от поверхности метаматериала в статьях⁵⁻⁶ была предложена идея изображения со сверхразрешением в середине слоя метаматериала из параллельных металлических проволок. Однако в этих публикациях был рассмотрен идеализированный случай предельно анизотропного метаматериала. Нами же исследовалась модель, учитывающая пространственную дисперсию диэлектрической проницаемости метаматериала. Используя данную модель, нами были изучены явления восстановления затухающих пространственных гармоник^{6,7} за счёт возрастания коэффициента пропускания внутри слоя материала.

При падении электромагнитной волны на исследуемый слой метаматериала с длиной наноцилиндров d , согласно статье⁸, полное переменное магнитное поле вдоль оси z можно записать следующим образом:

$$\frac{H_x}{H_{inc}} = \begin{cases} e^{-jk_x x} + R e^{jk_x x}, & x < 0 \\ A_-^{TM} e^{-\gamma_{TM}(x-d/2)} + A_+^{TM} e^{+\gamma_{TM}(x-d/2)} + A_-^{TEM} e^{-jk(x-d/2)} + A_+^{TEM} e^{+jk(x-d/2)}, & 0 \leq x \leq d \\ T e^{-jk_x(x-d)}, & x > d \end{cases}$$

где R и T – соответственно коэффициенты отражения и прохождения электромагнитных волн, A_{\pm}^{TM} и A_{\pm}^{TEM} – амплитуды соответственно ТМ и ТЕМ волн внутри слоя. Используя непрерывность компонент электромагнитного поля на границе раздела метаматериала и воздуха, а также сформулированные в статье⁹ условия непрерывности первой и второй производных переменного магнитного поля на поверхностях $x=0$ и $x=d$, была записана система уравнений. В отличие от статьи⁸, были получены уравнения для всех неизвестных данной системы.

Данные формулы были упрощены для различных случаев. Наиболее интересен из них случай, когда $k_p \rightarrow \infty$, то есть когда материал становится предельно анизотропным. Полученные в этом случае формулы полностью совпадают с аналогичными из статьи⁶, что подтверждает их правильность и позволяет перейти к анализу пространственных гармоник.

Для этого на основе распределения магнитного поля внутри слоя был записан коэффициент пропускания в середину слоя $T_{1/2}$ (при $x=d/2$). При $k_p \rightarrow \infty$ выражение

для него принимает вид:
$$T_{1/2} = \frac{1}{\cos(\frac{kd}{2}) - \frac{k}{\gamma_x} \sin(\frac{kd}{2})}$$
. В случае, когда слой

метаматериала настроен на резонанс Фабри-Перо и работает в режиме каналирования,

данная формула вновь упрощается: при $kd=2\pi n$ $T_{1/2} = \mp 1$, а при $kd=(2n+1)\pi$ $T_{1/2} = \mp \frac{\gamma_x}{k}$.
 Все выведенные формулы для $T_{1/2}$ соответствуют формуле (8) из статьи⁶.

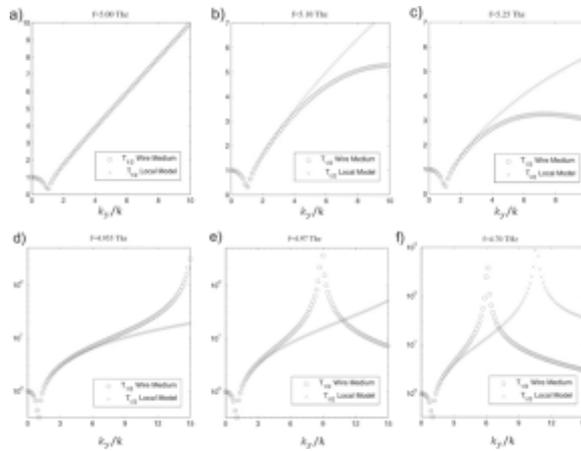


Рис.1. Коэффициент пропускания $T_{1/2}$, рассчитанный через формулы нашей статьи и аналогичные выражения из статьи⁶ (локальная модель), k - нормированная частота, от которой зависит число длин волн, укладываемых в слое. Представлены графики для частот а) 5.00, б) 5.10, в) 5.25, д) 4.70, е) 4.97 и ф) 4.955 THz

Полученные выражения проанализированы путем численного моделирования массива металлических наноцилиндров толщиной $d=30$ мкм с периодом $a=2$ мкм и радиусом проводов $r=200$ нм. Полученные данные были использованы для построения графиков коэффициента $T_{1/2}$, которые подтвердили усиление затухающих пространственных гармоник внутри исследуемого слоя более ожидаемого (рис. 1).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, Федерального агентства по образованию, в рамках реализации проекта по ГК №П2506 ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы.

1. J.B. Pendry, *Phys. Rev. Lett*, **85**, 3966-3969, (2000).
2. V.A. Podolskiy, E.E. Narimanov, *Optics Letters*, **30**, 75-77, (2005).
3. П.А. Белов, К.Р. Симовский, П. Иконен, М.Г. Сильвейринья, Я.Хао, *Радиотехника и электроника*, **52**, 1092-1107, (2007).
4. M.G. Silveirinha, P.A. Belov, C.R. Simovski, *Optics Letters*, **33**, 1726-1728, (2008).
5. P.A. Belov, Y. Zhao, Y. Hao, *Journal of Optics: Pure and Applied Optics*, **11**, 075101, (2009).
6. P.A. Belov, R.Marques, S.I. Maslovski, I.S. Nefedov, M.G. Silveirinha, C.R. Simovski, S.A. Tretyakov, *Physical Review B*, **67**, 113103, (2003).
7. P.A. Belov, Y. Hao, *Physical Review B*, **73**, 113110, (2006).
8. P.A. Belov, M.G. Silveirinha, *Physical Review E*, **73**, 56607, (2006).
9. M.G. Silveirinha, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **54**, 1766-1780, (2006).

ОГЛАВЛЕНИЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ	3
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	3
Секция 1 Нелинейная оптика фемто- и аттосекундных импульсов.....	3
КРИТЕРИЙ ПРИМЕНИМОСТИ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ КОМПЛЕКСНОЙ ОГИБАЮЩЕЙ К ОПИСАНИЮ САМОФОКУСИРОВКИ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ И КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ Шполянский Ю.А., Лашкин Д.В.	3
ФОКУСИРОВКА ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА. СТРУКТУРА СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ ФОКУСА Толмачев Ю.А., Фроленкова М.В.	6
РЕЖИМЫ РЕЗОНАНСНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В МАГНИТОАКТИВНОЙ СРЕДЕ С ПОСТОЯННЫМ ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТОМ Бугай А.Н.* , Пархоменко А.Ю.***	9
FEMTOSECOND DIRECT WRITING OF GRATING IN YAG CRYSTALS Okhrimchuk * A.G., Bennion ** Ian	10
ЭФФЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ УЛЬТРАИНТЕНСИВНЫМ СВЕРХКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПРОФИЛИРОВАННЫХ МИШЕНЯХ Андреев А.А. * ** , Платонов К.Ю. **	12
БИСТАБИЛЬНЫЕ ПРИМЕСНЫЕ ЦЕНТРЫ ВО ФТОРИДЕ КАДМИЯ: ФЕМТОСЕКУНДНАЯ КИНЕТИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ПЕРЕХОДОВ В МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ Стаселько Д.И., Тихомиров* С.А., Буганов* О.В., Щеулин А.С., Рыскин А.И.	13
НАНОМАСШТАБНАЯ МОДИФИКАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКА ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ НА ЕГО ПОВЕРХНОСТИ СУБМИКРОННЫХ ЧАСТИЦ УЛЬТРАКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ Комолов В.Л., Смирнов Д.С.	14
АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ ФОТОИНДУЦИРОВАНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ БРЭГГОВСКИХ ДИФФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Варжель С.В., Куликов А.В., Стригалева В.Е.....	15
ВЗРЫВНОЕ ВСКИПАНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОДНЫХ КАПЕЛЬ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Апексимов Д.В., Быкова Е.Е., Голик С.С. * , Ильин А.А. * , Соколова Е.Б. **	17
Секция 2 Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия	20
СИНХРОНИЗАЦИЯ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ И СТОХАСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ И ШУМОВОЙ МОДУЛЯЦИИ НАКАЧКИ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ Н.В. Кравцов, Е.Г.Ларионцев, В.В.Фирсов, С.Н.Чекина.....	20

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФФУЗНОГО РЕЖИМА ХАОТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ В СИЛЬНОРАСSEИВАЮЩИХ СРЕДАХ Ящук В.П., Журавский М.В.....	21
ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОГРАММЫ СОГЛАСОВАНИЯ КЛЮЧА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К УСТАНОВКЕ КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ СПБГУ ИТМО Глейм А.В., Егоров В.И.....	24
ДЕТЕКТОР ФОТОНОВ ДЛЯ ПРОТОКОЛОВ КВАНТОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ Мирошниченко Г.П.	26
ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРНОГО МЕТАНА СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ Воронина Ю.В., Чеснокова Т.Ю., Пономарев Ю.Н., Капитанов В.А., Солодов А.А.....	29
РЕГИСТРАЦИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПУТНИКОВЫХ АППАРАТАХ Янукович Т.П., Железко Д.С.....	32
ОСОБЕННОСТИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ ОБЪЕКТИВОВ СИСТЕМ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ Паврос Н. К.	33
ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ Колегов А.А., Шандаров С.М., Кабанова Л.А., Каргин Ю.Ф.*	35
ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫЙ АСТРОГРАФ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ КАНАЛОМ Бахолдин А.В., Красавцев В.М., Цуканова Г.И.....	37
ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В СПЕКТРАХ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДНЫХ СУСПЕНЗИЙ НАНОГРАФИТА Осипов В.Ю.*, Шестаков М.С. *, Волгаев А.С. *, Енокі Т.***, Takai K.**, Kaburagi Y. ⁺ , Endo M. ⁺⁺ , Вуль А.Я.*	40
О СВОЙСТВАХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Штарев Д.С., Сюй А.В.....	43
DEPENDENCE OF PHOTOC ONDUCTIVITY IN SILVER NANOPARTICLE ENSEMBLES FROM THE POSITION OF LOCALIZED SURFACE PLASMON POLARITON RESONANCES (LSPPRS) Khromov V.V., Leonov N.B., Przhibel'skii S.G., Vaschenko E.V., Vartanyan T. A.....	44
MOMENTUM AND COORDINATE DISTRIBUTIONS OF ATOMS IN 1D OPTICAL LATTICE BEYOND QUASICLASSICS Brazhnikov D.V.***, Goncharov A.N.*, Ilenkov R. Ya.****, Taichenachev A.V.***, Yudin V.I. *****	45
ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ СВОЙСТВА СТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ Сюй А.В., Сидоров Н.В.*, Антоньчева Е.А., Палатников М.Н.*, Гапонов А.Ю.....	48
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ ZnMoO ₄ Михайлин В.В., Савон А.Е., Спасский Д.А.*	50
ELASTIC AND INELASTIC PROCESSES WITH SPIN-POLARIZED 2 ³ S ₁ METASTABLE He ATOMS IN GAS DISCHARGE Kartoshkin V. *, Klementiev G., Dovator N., and Dmitriev S.....	52

THE INFLUENCE OF THE TRIPLE NITROGEN ATOMS RECOMBINATION ON THE MAGNETIC RESONANCE SIGNAL OF CESIUM ATOMS IN THE AFTERGLOW IN AN N ₂ -Ar MIXTURE Kartoshkin V.* , Dmitriev S., Dovator N.	53
ДИАГНОСТИКА МИКРОСТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ ТВЕРДЫХ СРЕД ПО СПЕКТРАМ И ФЛЮОРЕСЦЕНТНЫМ ИЗОБРАЖЕНИЯМ ОДИНОЧНЫХ ПРИМЕСНЫХ МОЛЕКУЛ – ЗОНДОВ Наумов А.В. ^{1,2,3} , Вайнер Ю.Г. ^{1,2} , Горшелев А.А. ¹ , Еремчев И.Ю. ¹ , Соболев Я.И. ¹	54
УНИВЕРСАЛЬНЫЕ УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕУПРУГИХ И ФОТОПРОЦЕССОВ: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУД И ФАЗ ВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ В КАНАЛАХ РЕАКЦИЙ Васютинский О.С.	55
ОБНАРУЖЕНИЕ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ-ЖИДКОСТЬ В ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЯХ И В РАСТВОРАХ С ОБЛАСТЬЮ РАССЛАИВАНИЯ Коваленко К.В., Кривохижа С.В., Чайков Л.Л.	56
АНАЛИЗ ШТАРКОВСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ МУЛЬТИПЛЕТОВ ИОНА Pr ³⁺ В МОНОКРИСТАЛЛЕ YPO ₄ Фомичева Л.А., Корниенко А.А., Дунина Е.Б.	59
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ГАЗ-ЖИДКОСТЬ В СПИРТАХ Погорелов В.Е., Дорошенко И.Ю., Бялявичус В.*, Шаблинскас В.*	61
MAGNETO-OPTICAL HARMONICS GENERATION IN SEMICONDUCTORS Pavlov V.V.,* Kaminski B.,** Lafrentz M.,** Pisarev R.V.,* Yakovlev D.R.,*** Bayer M.**	62
МЕХАНИЗМЫ ПРЕДПРОБОЙНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРОЗРАЧНЫХ ШИРОКОЗОННЫХ КРИСТАЛЛОВ КОРОТКИМИ МОЩНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Перлин Е.Ю., Бондарев М.А., Елисеев К.А., Иванов А.В., Идрисов Э.Г., Левицкий Р.С., Попов А.А., Халилов Я.Т.	63
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТРАЕКТОРИИ НА ЧАСТОТУ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭНЕРГИЮ СПИНОВОЙ ЧАСТИЦЫ Садыков Н.Р.	66
Секция 3 Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации	69
ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫЕ СИСТЕМЫ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ Кундикова Н.Д., Попков И.И., Попкова А.М.	69
РАСПОЗНАВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ПО ПРОСТРАНСТВЕННЫМ И СПЕКТРАЛЬНЫМ ПАРАМЕТРАМ В ДИСПЕРСИОННЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯТОРАХ Родин В.Г., Стариков С.Н.	71
РЕАЛИЗАЦИЯ ИНВАРИАНТНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ С ЛИНЕЙНЫМ ФАЗОВЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ В СХЕМЕ КОРРЕЛЯТОРА ВАНДЕР ЛЮГТА В ВИДЕ БИНАРНЫХ ГОЛОГРАММ Злоказов Е.Ю., Стариков Р.С., Шаульский Д.В.	73
МУЛЬТИФРАКТАЛЬНЫЙ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ МУЛЬТИПЛЕКСИРУЕМЫХ СИГНАЛЬНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ Мазурин В.Л.	77

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ КВАЗИДИСКРЕТНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА Дроздов А.А., Козлов С.А., Трухин В.Н.* , Цыпкин А.Н.	78
МОДЕЛЬ ОПТИЧЕСКОГО ТРАНЗИСТОРА И ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С УПРАВЛЯЕМЫМ ГИСТЕРЕЗИСОМ Мирошниченко Г.П., Трифанов А.И.	81
СПОСОБ ОРГАНИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ Федоров С.В., Блохин С.А.* , Карачинский Л.Я.*	84
КРИТЕРИИ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ ЧАСТИЦ Демин В.В., Каменев Д.В.	87
ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕДАЧИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОЙ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА ЗВУКЕ Мачихин А.С., Пожар В.Э.	90
ГЕНЕРАЦИЯ ТЕНРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЗОНАНСНЫХ ПРИМЕСЯХ В РЕЖИМЕ САМОФОКУСИРОВКИ Бугай А.Н., Сазонов С.В.* ..	93
ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Криштоп В.В., Лопатина П.С., Кузьмичев Д.Н., Киреева Н.М., Толстов Е.В., Строганов В.И.	94
ТЕОРЕМА ВИНЕРА-ХИНЧИНА ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОЛЯ Рябухо В.П.	96
ОПТИМИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ИЗМЕРЕНИЙ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРОВ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ АДРЕСАЦИЕЙ В ЗАДАЧЕ ХИМИЧЕСКОГО КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА Фадеев А.В., Пожар В.Э.	99
МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТРЕХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛП Бурдин В.А., Волков К.А.	101
УПРАВЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА В МАНГАНИТАХ ЛАНТАНА Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., Грановский А.Б.* , Наумов С.В.	103
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГИБРИДНОМ КРЕМНИЕВОМ ЛАЗЕРЕ Ржанов А.Г., Григас С.Э.	105
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ТОРТИСА DL100 ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЛЕКТИВНОСТИ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ А.Л. Борщев, А.С. Златов ..	108
Секция 4 Когерентные процессы взаимодействия света с веществом.....	109
МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ МНОГОСЛОЙНЫХ И СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД Волынский М.А., Воробьева Е.А., Гуров И.П.	109
СВОЙСТВА МОД ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С РЕЗОНАНСНО ПОГЛОЩАЮЩИМ ВЕЩЕСТВОМ Архипов Р.М., Егоров В.С., Чехонин И.А., Чехонин М.А.* , Багаев С.Н.**	112

КОГЕРЕНТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ОПТИЧЕСКИ ПЛОТНЫМ АТОМНЫМ АНСАМБЛЕМ Шеремет А.С., Куприянов Д.В.....	115
КОМПРЕССИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЗОНАНСНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С НЕПРЕРЫВНОЙ ФУНКЦИЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ Фролова Л.В., Манцызов Б.И.	117
ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА КОМПЛЕКСНОЙ СТРУКТУРЕ ИЗ СТАЦИОНАРНОЙ И РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК Кучеренко М.Г., Русинов А.П., Федоров Д.С.	119
НАБЛЮДЕНИЕ ХОПФ-ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ДВУХРЕЗОНАТОРНОМ ПГС С САМОСИНХРОНИЗАЦИЕЙ ФАЗЫ Колкер Д.Б., Зонди Ж.Ж.*, Вонг Ф.** ...	121
КОГЕРЕНТНОЕ УСИЛЕНИЕ СВЕТА В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА Аветисян Ю.А., Васильев Н.А. *, Трифонов Е.Д.*	123
БРЭГГОВСКОЕ ДИФРАКЦИОННОЕ ДЕЛЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ Скорынин А.А., Манцызов Б.И.	124
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ ТОНКИМИ И ОБЪЕМНЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ ГОЛОГРАММАМИ Горбач Д.В., Романов О.Г., Толстик А.Л.	126
ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И ВАРИАНТЫ УПРАВЛЕНИЯ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРИ ВЫРОЖДЕНИИ УРОВНЕЙ Лосев А.С., Трошин А.С.	129
РЕЗОНАНСНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ МОЛЕКУЛАМИ ВБЛИЗИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ НАНОЧАСТИЦЫ Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г.	132
ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР, СФОРМИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ В КРИСТАЛЛАХ X- И Y-СРЕЗОВ НИОБАТА ЛИТИЯ Анисимов Д.О. *, Бородин М.В. *, Щербина В.В.*, Шандаров С.М.*, Коханчик Л.С.**	135
ВРЕМЕННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КАРТИН ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Мамбетова К.М.....	138
СПЕКТРЫ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ В РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ Букатарь А.О., Ящук В.П., Пригодюк О.А., Тихонов Е.А.*	140
ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ С ВОЛНОВОДНЫМ ВВОДОМ ИЗЛУЧЕНИЯ Ржанов А.Г., Григас С.Э., Нечаев П.В.....	142
SCHEME OF PHOTOSTIMULATED PROCESSES IN HETEROGENEOUS COMPOSITIONS POLYMER - SEMICONDUCTOR - SALT OF METALL Shtarev D.S., Syuy A.V.	144

СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ХЛОРИДНЫХ КОМПЛЕКСОВ ВИСМУТА В КОМПОЗИЦИИ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ – ОКСИД ЦИНКА – ХЛОРИД ВИСМУТА Штарёв Д.С., Макаревич К.С.* , Сюй А.В.	146
ПОЛУЧЕНИЕ ТОЧНЫХ ГАУССОВСКИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ РЕШЕНИЙ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПАРАКСИАЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ Киселёв А.П., Плаченнов А.Б.*	149
LASER-INDUCED INCANDESCENCE OF CARBON MICROPARTICLES IN POLYMERIC MATRIXES Stadnytskyi V.M., Garashenko V. V.	150
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕРОДА В СТАЛЯХ И ЧУГУНАХ МЕТОДОМ ДВУХИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Ермалицкая К.Ф.	151
ПРОБЛЕМА КОНТРОЛЯ РЕЖИМОВ ЛАЗЕРНОЙ ЗАКАЛКИ ДЕТАЛЕЙ МАШИН Шилин А.Н., Медведев В.В.	154
ВЛИЯНИЕ СТРОЕНИЯ КОНЦЕВЫХ ГРУПП И ДЛИНЫ ЦЕПИ СПОРЯЖЕНИЯ ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ НА КОМПОНЕНТНЫЙ СОСТАВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СЛОЕВ Старовойтов А.А., Калитеевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К.	156
НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ГЕРМАНИЕВЫХ ЛИНЗ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА Илларионов А.И.,* Иванов М.С.**	157
Секция 5 Оптика для биологии и медицины	159
ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ КАЛЬЦИЯ СКАНИРУЮЩИМ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМ МИКРОСКОПОМ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ Ершова А.В., Захаров Ю.Н.	159
СТИМУЛИРОВАННАЯ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДИНАМИКА ПРОПУСКАНИЯ КОЖИ Беликов А.В., Жолобова Е.П., Скрипник А.В., Струнина Т.В.	159
АБЛЯЦИЯ ТВЁРДЫХ ТКАНЕЙ ЗУБА МИКРОПУЧКАМИ ЭРБИЕВОГО ЛАЗЕРА Беликов А.В., Скрипник А.В., Струнина Т.В., Шатилова К.В.	161
ЦИФРОВОЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ВИДЕО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ Демин В.В., Ольшуков А.С.	162
ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ПАТТЕРНОВ МЕТАБОЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НЕЙРО-ГЛИАЛЬНОЙ СЕТИ Мухина И.В.* **, Митрошина Е.В.** , Коротченко С.А.** , Ведунова М.В.** , Захаров Ю.Н.*	164
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	167
Секция 1 Нелинейная оптика фемто- и аттосекундных импульсов	167
ВЗАИМООБМЕН ЭНЕРГИЕЙ ОСНОВНОЙ И УТРОЕННОЙ ПО ЧАСТОТЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЕЕ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ Петрошенко П.А., Козлов С.А.	167

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛНАХ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ Буяновская Е.М., Козлов С.А.	170
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ПАРАКСИАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ Корешков К.С., Козлов С.А.	173
ДИНАМИКА КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ ГЕТЕРОЯДЕРНЫХ МОЛЕКУЛ В ИНТЕНСИВНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСАХ Попов А.М., Тихонова О.В., Харин В.Ю.	175
О ПРЕОБРАЗОВАНИИ СПЕКТРА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ Бугай А.Н, Халяпин В.А.*	176
ЭВОЛЮЦИЯ СРЕДНИХ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ПРОЗРАЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ Капойко Ю.А., Козлов С.А.	177
УЛЬТРАБЫСТРАЯ КИНЕТИКА ЗАПОЛНЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПОЛУПРОВОДНИКОВ A_2B_6 : ВЛИЯНИЕ ТОНКИХ ОБОЛОЧЕК И НЕКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКРУЖЕНИЯ Баранов А.В., Орлова А.О., Стаселько Д.И., Тихомиров* С.А., Буганов* О.В., Макаров Е.А.	180
“КОМПЛЕКСНЫЙ ИСТОЧНИК” В ВЕЩЕСТВЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ Тагирджанов А.М., Благовещенский А.С.,* Киселев А.П.**	181
ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА Мохнатова О.А., Путилин С.Э., Беспалов В.Г., Козлов С.А.	182
СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ПЛАЗМЫ ГЕНЕРИРУЕМОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ СОЛЕВЫХ РАСТВОРОВ Соколова Е.Б.*, Ильин А.А.***, Голик С.С.***	185
Секция 2 Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия	187
РЕЗОНАНСНОЕ ГИПЕРКОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ В КРИСТАЛЛЕ ЗАКИСИ МЕДИ Семенова Л.Е., Прохоров К.А., Пашинин П.П.	187
FEATURES OF LIGHT SCATTERING BY NONLINEAR CRYSTAL WITH INCOMMENSURATELY STRUCTURE Ivanova S.V.	189
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ПРОЦЕССА КЛАСТЕРИЗАЦИИ В МЕТАНОЛЕ В ОБЛАСТИ ВАЛЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ О-Н ГРУППЫ Погорелов В.Е., Дорошенко И.Ю., Шаблинская В.*, Балявичус В.*	190
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЛИНЕЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА В СРЕДЕ Гладуш М.Г.*, Лемеза А.М.***, Кузнецов Д.В.***	192
ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОДИФИКАЦИЙ ИЗОТАКТИЧЕСКОГО ПОЛИПРОПИЛЕНА МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ Ген Д.Е., Прохоров К.А.,	

Николаева Г.Ю., Сагитова Е.А., Пашинин П.П., Шклярчук Б.Ф.* , Антипов Е.М.*	194
КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ СМЕСЕЙ ПОЛИЭТИЛЕНА И ПОЛИПРОПИЛЕНА ПО СПЕКТРАМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА К.В. Водопьянов* **, К.А. Прохоров** , Е.А. Сагитова** , Г.Ю. Николаева** , Ю.А. Лебедев*** , Е.М. Антипов*** , П.П. Пашинин**	197
ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОЙ МОДИФИКАЦИИ КРИОКРИСТАЛЛОВ МЕТОДАМИ ВУФ-СПЕКТРОСКОПИИ Близнюк О.Н., Масалитина Н.Ю., Огурцов А.Н.	199
ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ R22 ПЕРЕХОДА $10^{00}-00^{01}$ МОЛЕКУЛЫ CO_2 Аршинов К.И., Аршинов М.К., Невдах В.В.*	201
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВЫХ ЯМ НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$ Горн Д.И., Войцеховский А.В., Ижнин И.И.*	203
ВЛИЯНИЕ ИЗОТОП-ЗАМЕЩЕНИЯ O^{16} НА O^{18} НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $(La_{1-x}Pr_x)_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ ($0 \leq x \leq 1$) Телегин А.В., Милехин А.Г.*/** , Сухоруков Ю.П.	205
СПЕКТРОСКОПИЯ И ФОТОПРЕОБРАЗОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ИНДОЛИНОВЫХ СПИРОСОЕДИНЕНИЙ Хамчуков Ю.Д.	207
КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ МОНОКРИСТАЛЛА ГЕРМАНАТА СВИНЦА И ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ КР Хамчуков Ю.Д.	209
СПЕКТРЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖЁННОГО ОТ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ НА ПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛАХ Хамчуков Ю.Д.	210
СПЕКТРАЛЬНО-СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ НА ОСНОВЕ ДИГИДРОКСИБЕНЗОЛОВ И ИХ ДЕЙТЕРОАНАЛОГОВ Ксенофонтов М.А., Бобкова Е.Ю., Васильева В.С., Островская Л.Е., Умрейко Д.С.	211
ПРИМЕНЕНИЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АНИЗОТРОПИИ АНСАМБЛЕЙ МОЛЕКУЛ Красильников М.Б., Рождественский О.И., Смолин А.Г., Васютинский О.С.	212
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ РУБИДИЯ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ Вартанян Т.А., Леонов Н.Б., Серёдкин И.Н.	213
ANOMALOUS POLARITONIC LUMINESCENCE IN SOLID XENON Ogurtsov A.N., Masalitina N.Yu., Bliznjuk O.N.	215
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРНЫХ СТРУКТУР МЕТАНОЛА И ЭТАНОЛА, ФОРМИРУЮЩИХСЯ В АРГОНОВЫХ МАТРИЦАХ Погорелов В.Е., Дорошенко И.Ю., Шаблинская В.* , Балявичус В.* , Пицевич Г.А.**	217

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ НЕЭМПИРИЧЕСКИХ СИЛОВЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ПЕРЕХОДЕ К ЗАВИСИМОМУ НАБОРУ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ КООРДИНАТ Пицевич Г.А., Костопрравова А.В., Пицевич Г.Г.	218
ГЕТЕРОАННИГИЛЯЦИЯ ТРИПЛЕТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЭОЗИНА И АНТРАЦЕНА, АДСОРБИРОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНЕЗЕМА Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Смагулов Ж.К.	221
ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЗАМЕДЛЕННУЮ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЮ КУМАРИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В ПЛЕНКАХ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ Афанасьев Д.А., Ибраев Н.Х.	224
ВЛИЯНИЕ СОСТАВА РАСТВОРИТЕЛЯ НА СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПРОИЗВОДНЫХ 1,3,4-ОКСАДИАЗОЛА Буренкова Т.А.	225
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИБРИДНЫХ ПЛЕНОК КСАНТЕНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ И АМФИФИЛЬНЫХ ПОЛИМЕРОВ Смагулов Ж.К.	228
СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА РАСТВОРОВ КУМАРИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ Смагулов Ж.К., Селиверстова Е.В., Жармаганбетова Н.Ж., Алексеева В.И. *, Маринина Л.Е. *, Саввина Л.П. *	230
ИЗМЕРЕНИЕ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ 1,2-БЕНЗАНТРАЦЕНА, ОХЛАЖДЕННОГО В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ Борисевич Н.А., Дьяченко Г.Г., Петухов В.А., Семенов М.А.	233
МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ИК СПЕКТРОВ ОКСОХЛОРИДОВ УРАНА Умрейко* Д.С., Шундалов** М.Б., Трубина** О.В.	236
ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ МОЛЕКУЛЫ АММИАКА НА ДЕВИАЦИЮ ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ N-H Комышан П.Н., Охрименко Б.А.	237
СПЕКТРАЛЬНАЯ И МНОГОУГЛОВАЯ ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА Раков М.В., Одарич В.А., Поперенко Л.В., Юргелевич И.В., Лендел В.В.	238
МНОГОУРОВНЕВЫЕ КВАНТОВЫЕ ГЕЙТЫ В ЭХО-ГОЛОГРАФИИ Нефедьев Л.А., Русанова И.А.	241
МЕХАНИЗМ САМОФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ДИНАМИЧЕСКИХ ЛИНЗАХ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ Грибин С.В., Спесивцев Б.И.	243
МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ОПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ Кужаков П.В.	246
КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОКОМПОЗИТОВ ОПАЛ – ZnS:Mn ²⁺ И ОПАЛ – GaN Шишкин И.И., Трофимова Е.Ю., Курдюков Д.А., Голубев В.Г., Ситникова А.А., Заморянская М.В.	248
ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ ХЛОРИДА МЕДИ В НАТРИЕВОАЛЮМО	

БОРОСИЛИК

АТНОМ СТЕКЛЕ ПРИ КОМПЛЕКСНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ И ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ ДЛЯ УСТРОЙСТВ ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ Ким А.А.	251
ИССЛЕДОВАНИЕ КОНФОРМАЦИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЗОНДОВ В ВАЗЕЛИНОВОМ МАСЛЕ Носков А.И., Фишман А.И.....	253
РАЗВИТИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ НА ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЕВОЙ МИШЕНИ.ГЕНЕРИРУЕМОГО НАНОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ СЛОЖНОЙ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ Букин О.А., Ильин А.А. *, Нагорный И.Г.**	254
ВИЗУАЛИЗАТОР ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Пикуль О.Ю., Куликова Г.В.	256
СИСТЕМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИК ИЗОБРАЖЕНИЯ С НЕЛАЗЕРНОЙ ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКОЙ Строганов В.И., Киреева Н.М., Криштоп В.В.	259
ЯВНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЫ ДВУХЗЕРКАЛЬНОГО АСТИГМАТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ Плаченев А.Б.	261
ЯВНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ МОД ДВУХЗЕРКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА С РАЗВЕРНУТЫМИ НАПРАВЛЕНИЯМИ КРИВИЗН ЗЕРКАЛ Плаченев А.Б.	262
ЯВНЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МОДЫ КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА С НЕПЛОСКИМ КОНТУРОМ И ПОСТРОЕНИЕ ВЫСШИХ МОД Плаченев А.Б.....	264
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЯ ИДЕИ М. ФАРАДЕЯ О «НАМАГНИЧИВАНИИ СВЕТА» Ушаков И.И.....	266
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ С НАГРЕВОМ Глушнева А.В., Сон К.Э.....	267
ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИНЕЧУВСТВИТЕЛЬНОГО КАНАЛА ЗРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ Гаврилов А.С., Полосин* Л.Л.	268
Секция 3 Новые принципы оптической передачи, обработки и хранения информации	272
ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ФАЗОВЫХ МИКРООБЪЕКТОВ Абрамов А.Ю.*, Савонин С.А.*, Диков О.В.*, Перепелицына О.А.* **, Рябухо В.П.* **	272
СПЕКЛ-ФОТОГРАФИЯ С ЦИФРОВОЙ ЗАПИСЬЮ ДИФРАКЦИОННОГО ПОЛЯ В ФУРЬЕ-ПЛОСКОСТИ Рябухо В.П., Мысина Н.Ю., Горбатенко Б.Б.*, Максимова Л.А.**	275

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И УСТРОЙСТВА СВЕТОДИОДНОГО ОСВЕЩЕНИЯ В ПРИБОРАХ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ Васильев А.В., Сырымкин В.И., Юрченко В.И.....	276
ДЛИНА ПРОДОЛЬНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ПОЛЯ ПРОТЯЖЕННОГО МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА В ПРОСТРАНСТВЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ Лякин Д.В.* , Рябухо В.П.* ,**	278
ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕМНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СОЛИТОНОВ В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ СФОРМИРОВАННОМ ИМПЛАНТАЦИЕЙ ПРОТОНОВ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ Круглов В.Г., Шандаров В.М.....	281
НЕСТАЦИОНАРНАЯ ДИФРАКЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА НА ЛИНЗЕ ФРЕНЕЛЯ КАК ГЕНЕРАТОР КОДОВЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ИМПУЛЬСОВ Стаценко Т.В., Толмачев Ю.А., Фроленкова М.В.....	283
СУБВОЛНОВАЯ ФОКУСИРОВКА СВЕТА С ПОМОЩЬЮ БИНАРНОГО МИКРОАКСИКОНА Налимов А.Г., Котляр В.В., Шанина М.И., Скиданов Р.В., Л. О'Фаолейн*, Стафеев** С.С.	286
ОПТОВОЛОКОННАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ БУФЕРНАЯ ПАМЯТЬ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ УПЛОТНЕНИЕМ КАНАЛОВ Ксенофонтов М.А., Поляков А.В.*	288
НОВЫЕ ПОДХОДЫ В ВЫДЕЛЕНИИ КОНТУРОВ ОБЪЕКТОВ ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ Билинский И.И., Ратушный П.М., Мельничук А.О.....	291
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МДП-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНОГО HgCdTe МЛЭ С НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ СОСТАВА Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М.	294
РАСЧЕТ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА Арефьева Н.Н., Яковлева Т.В....	296
ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВАЯ ПЛАСТИНКА – КОМПЕНСАТОР КАК ЭЛЕМЕНТ УСИЛИТЕЛЯ СИГНАЛА Хасанов Т.	297
ОПТИМИЗАЦИЯ МАСОК В ФОТОЛИТОГРАФИИ С ДВУХСТАДИЙНЫМ ЭКСПОНИРОВАНИЕМ Белокопытов Г.В., Боголюбов А.Н., Поройкова А.А.	300
ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ РЕЖИМОВ ЗАПИСИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ Брунов ¹ В.С., Златов ¹ А.С., Тогузов ² Н.В., Шамрай ² А.В., Никоноров ¹ Н.В.....	302
ФОРМИРОВАНИЕ И ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ СО ВСТРОЕННЫМИ ВОДЯНЫМИ ЗНАКАМИ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ Гендин В.Г.....	303
СОВРЕМЕННЫЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ КОНТРОЛЯ ПЛОСКОСТНОСТИ И ПРЯМОЛИНЕЙНОСТИ Елкин Е.А.	305
Секция 4 Когерентные процессы взаимодействия света с веществом	307

УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕНЕМ ОТКЛИКА ШТАРКОВСКОГО ЭХА Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.	307
СЖАТИЕ СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ С ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ Воробьева В.Е., Самарцев* В.В.	309
РЕФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ Авербух Б.Б., Авербух И.Б.	311
ОТРАЖЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В СРЕДАХ С ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ Горбач Д.В., Романов О.Г., Сухоруков А.П.* , Толстик А.Л.	314
ЭФФЕКТИВНАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ СИММЕТРИИ mm_2 ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ НЕКОЛЛИНЕАРНЫМИ СВЕТОВЫМИ ВОЛНАМИ Горева О.В., Илларионов А.И.	317
ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ГРАНИЦЫ СРЕДЫ С НЕЛИНЕЙНЫМ УСИЛЕНИЕМ И ПОГЛОЩЕНИЕМ Афонюшкин А.А.* , Иванова А.Е.* , Кынев С.М.* , Розанов Н.Н.* ,**	318
CREATION OF A SINGLE OPTICAL VORTEX BY LIGHT FOCUSED BY A TWO-COMPONENT CRYSTAL-OPTICS ELEMENT Osipov V.Yu.* ** , Buznikov A.A.**	319
АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В УСТРОЙСТВАХ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК Садовников А.В., Рожнев А.Г.	322
ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ВЕЛИЧИН ТЕНЗОРОВ КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $\Delta\chi^{(2)}$ И ЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $\Delta\chi^{(1)}$ В КРИСТАЛЛАХ KH_2PO_4 И $LiNbO_3$ Воробьев В.В., Якобсон В.Э.*	324
ФОТОРЕФРАКТИВНОЕ РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ $LiNbO_3:Cu$ Антонычева Е.А., Сюй А.В., *Сидоров Н.В., *Чуфырев П.Г.	326
ВЛИЯНИЕ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ПЛАСТИН Кундикова Н.Д, Митяева Л.И., Попков И.И, Попкова А.М.	328
СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ОСИ ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВОЙ ПЛАСТИНКИ Пикуль О.Ю., Коваленко Л.Л., Строганов В.И.	331
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ЖИДКОСТИ ПУТЕМ АНАЛИЗА СПЕКЛ-КАРТИН Неупокоева А.В., Малов А.Н., Бородин А.Н.	333
ДИНАМИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИМПУЛЬСАМИ ПИКОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ Шандаров С.М., Кистенева М.Г., Акрестина А.С., Сивун Д.О., Киселев Р.В., Смирнов С.В., Толстик А.Л.* , Агишев И.Н.* , Станкевич А.* , Каргин Ю.Ф.* **	335

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ КРИСТАЛЛОВ НА СПЕКТР, ПРЕОБРАЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Гаранькова И.А., Литвинова М.Н., Строганов В.И.	338
ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКЛ- ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ФОТОПРИЕМНОЙ МАТРИЦЕЙ Дудина Т.Ф., Гуров И.П.	338
ВАРИАЦИОННЫЕ ОЦЕНКИ СВОЙСТВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР Матвеев Д.Г.	341
ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ НА ПАРАМЕТРЫ ВКР УСИЛЕНИЯ В СЖАТОМ ВОДОРОДЕ Макаров Е.А., Беспалов В.Г., Жевлаков А.П.*	342
РЕКОНСТРУКЦИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА С ПОМОЩЬЮ СПЕКЛ-КАРТИН, ЗАПИСАННЫХ В СПЕКТРАЛЬНЫЕ КАНАЛЫ ПЗС-МАТРИЦЫ Петров Н.В., Беспалов В.Г., Волков М.В.*	345
Секция 5 Оптика для биологии и медицины	347
ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТОДОМ КР – СПЕКТРОСКОПИИ КОНФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕСТРОЕК СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПРИ СВЯЗЫВАНИИ НАНОМАРКЕРОВ СЕМЕЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА Власова И.М., Власов А.А.	347
КР – СПЕКТРОСКОПИЯ И ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ДЕНАТУРАЦИИ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЦЕТИЛТРИМЕТИЛАММОНИЙБРОМИДА Журавлёва В.В., Власова И.М.	349
КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ 1 – ЭТИЛ – 6,8 – ДИФТОР – 1,4 – ДИГИДРО – 7 – (3-МЕТИЛ – 1 -ПИПЕРАЗИНИЛ) – 4 – ОКСО – 3 – ХИНОЛИНКАРБОНОВОЙ КИСЛОТЫ Никонович О.Л., Илларионов А.И., Илларионова Е.А.* , Пантелеева Н.М.*	351
ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ТРИПТОФАНОВАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ МОЛЕКУЛ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА ПРИ ДЕНАТУРАЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДСН Полянский Д.В., Власова И.М.	352
УЧЕТ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТА В СПЕКТРОНЕФЕЛОМЕТРИИ ЛИСТА РАСТЕНИЯ Клищенко А.П., Сикорский В.В., Стельмах Г.Ф.	355
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ “ДВУХ-ЦВЕТНЫМИ” ДВУХ-ФОТОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ В МОЛЕКУЛАХ Р-ТРИФЕНИЛА Смолин А.Г., Штернин П.С., Gericke К.Н.* , Denicke S.* , Васютинский О.С.	357
ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ СТЕПЕНИ ОКСИГЕНАЦИИ ТКАНИ НА ФОТОДИНАМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ Беликов А.В., Волокитин И.А.	359
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАУССОВОГО ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ С ЖИДКОФАЗНОЙ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДОЙ Иванов В.И., Кузин А.А., Ливашвили А.И., Нутчина-Пестрякова Н.В.	361

ОТОСКОП СО СВЕТОДИОДНЫМ ИСТОЧНИКОМ А.Д. Гончаров, Б.А. Елфимов, В.С. Лукаш, В.И. Юрченко	363
ПАРАМЕТРЫ ФОТОННЫХ НАНОСТРУЙ ДВУХСЛОЙНЫХ МИКРОСФЕР Панина Е.К., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.	364
НАНОЧАСТИЦЫ $YVO_4:Eu$ КАК ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ МЕТКИ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ И БИОЛОГИИ Михайлов М.Д. *, Долинская Ю.А. Маньшина А.А.	367
ЛАЗЕРНАЯ СКАНИРУЮЩАЯ ТРЕХМЕРНАЯ МИКРОСКОПИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ Лобынцева В.В., Захаров Ю.Н.	371
ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОПТИКЕ И СПЕКТРОСКОПИИ.	373
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ.	373
EFFICIENT OPTICAL EXCITATION OF TERAHERTZ PLASMONS ON A STRUCTURED METAL SURFACE Bakunov M.I.***, Tsarev M.V.***, Bodrov S.B.	373
ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ СПЕКТРА ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБЕ ДИЭЛЕКТРИКА ПАРОЙ РАЗНОЧАСТОТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ Штумпф С.А., Беспалов В.Г., Королев А.А., Козлов С.А.	376
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ЭМИССИИ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА Андреева В.А., Косарева О.Г., Панов Н.А.	379
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ И СРЕДСТВ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ СУБТГц И ТГц ДИАПАЗОНОВ ЧАСТОТ ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОЙ МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКИ Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Собакинская Е.А., Черняева М.Б.	382
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЙ ОБЪЕКТ С МИНИМАЛЬНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ ВОДЫ Федоров В.И., Бахарев Г.Ф. *	385
ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ МЕТОДОМ ТРЕХВОЛНОВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ Ковалев С.П., Чехова М.В., Китаева Г.Х., Кузнецов К.А., Пенин А.Н.	387
ТЕОРИЯ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ СКОШЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В КРИСТАЛЛАХ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ Бодров С.Б. *, Бакунов М.И. **, Царев М.В. **, Машкович Е.А. **	389
СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ ОДНОФОТОННЫЙ ДЕТЕКТОР ВИДИМОГО И ИК ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ УЛЬТРАТОНКОЙ NbN ПЛЕНКИ Тархов М.А. **, Елезов М.С. *, Ан П.П. **, Кордакова А.И. *, Воронов Б.М. *, Гольцман Г.Н.	391
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	395

ЛЕГИРОВАННЫЙ СЕРОЙ КРЕМНИЙ КАК ВОЗМОЖНАЯ АКТИВНАЯ СРЕДА ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА Астров Ю.А., Лодыгин А.Н., Порцель Л.М., Шуман В.Б.....	395
TERAHERTZ RESPONSE OF SILICON FIELD EFFECT TRANSISTORS IN SPIN RESONANCE CONDITIONS Videlier H., Dyakonova N., Teppe F., Knap W., Lusakowski* J., Grabiec** P.....	397
БЛИЖНЕПОЛЬНЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ЗОНДЫ НА ОСНОВЕ КООКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР Денисюк А.И., Наумов А.В.....	398
ПРИМЕНЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В АЛЬБУМИНЕ Погодин А.С., Федоров В.И., Беспалов В.Г.* , Путилин С.Э.* , Смолянская О.А.* , Грачев Я.В.* , Козлов С.А.*	401
ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ТГЦ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЯДА СТЕРОИДНЫХ ГОРМОНОВ Федулова Е.В.* , Манькова А.А.* , Черкасова О.П.** , Назаров М.М.*	403
ВЛИЯНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВАЖНЕЙШИЕ БИОПОЛИМЕРЫ Немова Е.Ф.* , Капралова А.В.* , Грачев Я.В.**	406
ОСОБЕННОСТИ НЕПАРАКСИАЛЬНОЙ ДИФРАКЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ВОЛНЫ ИЗ ОДНОГО КОЛЕБАНИЯ Иванов Д.В., Езерская А.А.	407
САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОЙ ВОЛНЫ ИЗ ОДНОГО КОЛЕБАНИЯ ПРИ ЕЁ ФОКУСИРОВКЕ В ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ Езерская А.А., Иванов Д.В., Козлов С.А.	410
ДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА АЛЬБУМИН Погодин А.С., Капралова А.В.....	412
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА НА ЩЕЛИ Куля М.С., Городецкий А.А., Грачев Я.В., Макаров Е.А., Беспалов В.Г.....	414
ВСЕРОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО ОПТИЧЕСКИМ МЕТАМАТЕРИАЛАМ, ФОТОННЫМ КРИСТАЛЛАМ И НАНОСТРУКТУРАМ.....	419
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	419
О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ФОРМУЛ ФРЕНЕЛЯ К АКТИВНЫМ СРЕДАМ Виноградов ^{1,2} А.П., Дорофеев ¹ А.В., Зябловский ^{1,2} А.А., Пухов ^{1,2} А.А.....	419
РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННЫХ ЛИНЗ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ПЛАЗМОННЫХ МОД ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК Безус Е.А., Досколович Л.Л., Казанский Н.Л., Сойфер В.А.	421
УСИЛЕНИЕ ОБРАТНОГО ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В ПЛАЗМОННЫХ СТРУКТУРАХ Хохлов* Н.Е., Белотелов* В.И., Безус** Е.А., Досколович** Л.Л., Звездин*** А.К.....	423

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВО ВРЕМЕНИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТУАЛЬНЫХ ЗАДАЧАХ НАНООПТИКИ Закиров А.В., Левченко В.Д.*	424
ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ПАРАМЕТРЫ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 0.1-6.2 эВ Ян Д.Т.....	426
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ЛИТОГРАФИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ В ФОТОРЕЗИСТЕ SU-8 ИЗЛУЧЕНИЕМ He-Cd ЛАЗЕРА Адаменко М.А., Грибачёв А.С., Исаков Д.С.* , Кундикова Н.Д.* , Микляев Ю.В.	427
ЛОКАЛИЗАЦИЯ СВЕТА В СЛОЯХ С ОДИНАКОВЫМ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИМ АДМИТАНСОМ Игнатов А.И., Мерзлякин А.М., Виноградов А.П.	429
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕШЕТОК Кузнецов С.А., Калиш А.Н., Белотелов В.И.* , Венгурлекар А. **	430
MAGNETOPHOTONIC CRYSTALS: TECHNOLOGY, PROPERTIES AND APPLICATIONS Baryshev A.V., Baek S.M., Goto T., Inoue M.....	432
ПОЛЯРИТОНЫ В ПОЛОСТИ И УПРАВЛЕНИЕ ФОТОНАМИ Лозовик Ю.Е.	433
RESONANT ONE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL MEDIATED BY THE QUANTUM WELL EXCITONS AT THE SECOND QUANTUM STATE Chaldyshev V.V., Vasil'ev A.P., Chen Z.* , Liu Z.*	434
РЕЗОНАНСНОЕ ДИФФУЗНОЕ РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА НА СТАТИСТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ Селькин А.В., Уклеев Т.А., Меньшикова А.Ю.* , Шевченко Н.Н.*	437
MULTI-WAVE INTERACTION IN NEGATIVE INDEX METAMATERIAL Gabitov ^{1,2,3} I., Kudyshev ^{4,2} Zh., Maimistov ^{5,1} A.	440
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ Толмачев В.А., Перова Т.С.*	441
ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ГРАНИЦЫ 1D ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА Захарова И.Г., Неберо М.С., Сухоруков А.П.	442
КОГЕРЕНТНОЕ ПРОПУСКАНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА Мискевич А.А., Лойко В.А.	444
СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С КОМБИНАЦИОННО УСИЛИВАЮЩИМ ДЕФЕКТОМ Архипкин В.Г., Мысливец С.А.....	445
РЕЗОНАНС ФАНО С УЧАСТИЕМ БРЭГГОВСКОГО РАССЕЙЯНИЯ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Лимонов М.Ф., Рыбин М.В., Самусев А.К., Самусев К.Б.....	447

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ Дьяков ^{*(**)} С.А., Тиходеев ^{***} С.Г., Тимошенко [*] В.Ю., Астрова ^{****} Е.В., Перова ^{**} Т.С., Гиппиус ^{***} Н.А.....	448
ОПТИЧЕСКИЕ АНТЕННЫ-ЗОНДЫ НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНООБОЛОЧЕК Денисюк А.И.,* Няпшаев И.А.,** Анкудинов А.В.,*** Петров М.И.***	450
НЕЛОКАЛЬНАЯ ГОМОГЕНИЗАЦИЯ СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ Чебыкин А.В., Орлов А.А., Белов П.А.*	452
САМОУСРЕДНЯЕМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СЛОИСТЫХ СРЕДАХ Мерзликин А.М., Виноградов А.П., Chipouline A.V.*, Pertsch T.*, Strel'niker Ya.M.**	454
ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКАЯ СЕКАНСНАЯ ЛИНЗА Триандафилов Я. Р., Котляр В.В.*, Шанина М.И.*, О'Фаолайн**	456
ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОДНОМЕРНЫХ ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Фурс А.Н.	458
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ХАРАКТЕР КВАНТОВОЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ Гайнутдинов Р.Х., Хамадеев М.А.	461
ЭФФЕКТЫ СИЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ В СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ Орлов А.А., Чебыкин А.В., Белов П.А.*	462
МНГОВОЛНОВАЯ БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРЁХМЕРНЫХ ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНКАХ Федотов В.Г., Селькин А.В. ...	465
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	468
ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Усов О.А., Сидоров А.И.*, Нашекин А.В., Конников С.Г.	468
ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ЛИТОГРАФИЕЙ Кундикова Н.Д.*, Микляев Ю.В., Пихуля Д.Г.*	469
ОСОБЕННОСТИ СИНТЕЗА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ Ахмадеев А.А., Маркеева А.В., Салахов М.Х., Сарандаев Е.В., Сердюк С.О.	471
КОНТРОЛЬ РОСТА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ ПО СПЕКТРАМ ПРОПУСКАНИЯ Гайнутдинов Р.Х., Токарева В.А., Хамадеев М.А.	473
TUNABLE MID INFRARED WHISPERING GALLERY MODES LASERS Sherstnev* V.V., Monakhov* A.M., Grebenshchikova* E.A., Imenkov* A.N., Baranov** A.N., Yakovlev* Yu.P.	474

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ВТОРОГО ПОРЯДКА ДЛЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИ УПОРЯДОЧЕННЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ Белотицкий В.И., Кумзеров Ю.А.....	477
СПОСОБ УСИЛЕНИЯ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ РАСПЫЛЕННЫХ УДЛИНЕННЫХ НАНОТРУБОК НАНОЧАСТИЦ Садыков Н.Р., Скоркин Н.А.	480
О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВОЛНОВОДНОГО КАНАЛА НА ОСНОВЕ УДЛИНЕННЫХ НАНОЧАСТИЦ Садыков Н.Р., Филиппов В.К.	482
ПРОВЕРКА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУПЕРЛИНЗ НА ОСНОВЕ МАССИВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЦИЛИНДРОВ Косильников С.Ю.* , Рахман А.** , Белов П.А.*,**	484
РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗАТУХАЮЩИХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГАРМОНИК В СРЕДЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЦИЛИНДРОВ Агейский А.Э., Белов П.А.*	487
ОГЛАВЛЕНИЕ	490

Научное издание

СБОРНИК ТРУДОВ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ И СЕМИНАРОВ

Т.1 «Фундаментальные проблемы оптики – 2010»

Т.2. «Всероссийский семинар по терагерцовой оптике и спектроскопии»

Т.3. «Всероссийский семинар по оптическим метаматериалам, фотонным кристаллам и наноструктурам»

Под редакцией проф. В.Г. Беспалова и проф. С.А. Козлова

Компьютерная верстка

Дизайн обложки

Редакционно-издательский отдел Санкт-Петербургского государственного университета информационных технологий, механики и оптики

Зав. РИО

Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99

Подписано к печати 12.10.2010

Заказ 2263

Тираж 250 экз.

Отпечатано на ризографе

О.А. Мохнатова

А.Г. Русак

Н.Ф. Гусарова