Секция 3. Когерентные процессы взаимодействия света с веществом

OPTICAL SOLITONS IN NEGATIVE REFRACTIVE INDEX MATERIALS WITH QUADRATIC NONLINEARITY

Maimistov A.I. *, Gabitov I.R. **,***, Kazantseva E.V. *,****
*Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia
**L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Moscow, Russia
***Department of Mathematics, University of Arizona, Tucson, USA
****Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, Unité Mixte de Recherche du CNRS 5027, Faculté des Sciences, Dijon, France

We examine wave propagation in negative refractive index materials with quadratic nonlinearity. The steady state wave solutions binding pump and second harmonic waves are found. There are bright, dark solitons and cnoidal waves.

The negative refractive index (NRI) phenomena, which was predicted by Mandelstam[1] and Veselago[2] has been recently demonstrated experimentally in microwave[3,4] and optical regimes[5]. Current progress in nanofabrication technology strongly suggests that the next step in this development will be in nonlinear optics of NRI materials. We consider the parametric processes and second harmonic generation in NRI materials with quadratic nonlinearity. Nonlinear pulse dynamics in conventional optical materials with quadratic nonlinearity is well studied and represented in literature. Spatio-directional effects of second harmonic generation in such materials were discussed[6-8]. In particular, it was shown[6] that if refractive index of such material at the frequency of incident pump wave ω_1 is negative $n(\omega_1) < 0$ and at the frequency of second harmonic is positive $n(\omega_2) > 0,\ \omega_2 = 2\omega_1$ then second harmonic wave propagates backwards towards a pump wave. In this case, NRI material acts as an active distributed mirror doubling frequency of "reflected" wave (see Fig.1).

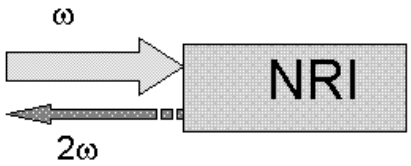


Fig.1. Schematic of a directional and frequency conversion of a pump wave of the frequency ω in NRI material with quadratic nonlinearity

We study solitary wave pulses and modulational instability phenomena in NRI materials with quadratic nonlinearity. Equations in slowly varying approximation for the parametric three wave interaction ($\omega_1 + \omega_1 = \omega_2$) taking into account the group velocity dispersion and walk-off of the interacting waves for χ_2 - medium in NRI materials are:

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v_1}\frac{\partial}{\partial t}\right)q_1+iD_1\frac{\partial^2}{\partial t^2}q_1=i\sigma_1 q_2 q_1^*\exp(-i\Delta kz) \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v_2}\frac{\partial}{\partial t}\right)q_2+iD_2\frac{\partial^2}{\partial t^2}q_2=i\sigma_2 q_1^2\exp(+i\Delta kz) \quad (2)$$

where $q_{1,2}$ are slowly varying envelopes of interaction waves, $\Delta k=k_2-2k_1$, k_1 and k_2 are wave numbers. NRI nature of optical material is captured by the fact that group velocities of the pump and the second harmonic waves are pointed in the opposite directions. The dimensionless form of this system of equations describing parametric coupling of the fundamental and second harmonics is:

$$i\frac{\partial e_1}{\partial\zeta}+\frac{\sigma}{2}\frac{\partial^2 e_1}{\partial\tau^2}-e_1^* e_2=0 \quad (3)$$

$$i\left(\frac{\partial}{\partial\zeta}+\delta\frac{\partial}{\partial\tau}\right)e_2-\frac{\beta}{2}\frac{\partial^2 e_2}{\partial\tau^2}-\Delta e_2+\frac{1}{2}e_1^2=0 \quad (4)$$

where $\tau=t_p^{-1}(t+z/v_1)$, $\zeta=z/L$, $L=t_p^2/|D_1|$ is dispersion length for fundamental wave, $\sigma=\operatorname{sgn}D_1$, $\beta=D_2/|D_1|$, $\Delta=\Delta kL$. Parameter $\delta=L(v_{g,1}+v_{g,2})/t_p v_{g,1}v_{g,2}$ takes account for linear walk–off effect.

System (3)-(4) has solitary wave solutions. If one chouse $\sigma=\beta=-1$ then the quadratic bright soliton takes the following form

$$e_1(\tau,\zeta)=[\sqrt{2}(3\Delta-\delta^2)/6]\operatorname{sech}^2\left[\sqrt{(3\Delta-\delta^2)/2}(\tau-\zeta/V)/3\right]\exp\{i(\kappa\zeta+\Omega\tau)\}, \quad (5)$$

$$e_2(\tau,\zeta)=[(3\Delta-\delta^2)/6]\operatorname{sech}^2\left[\sqrt{(3\Delta-\delta^2)/2}(\tau-\zeta/V)/3\right]\exp\{2i(\kappa\zeta+\Omega\tau)\}. \quad (6)$$

The wave number κ defines by the dispersion relation

$$\kappa=\frac{\sigma\left(3\beta\Omega^2-4\delta\Omega-2\Delta\right)}{2(\beta+2\sigma)}$$

Finally, values of pulse velocity V and its frequency Ω depend on system parameters as $V^{-1}=\sigma\Omega$ and $\Omega=\delta/(\sigma+2\beta)$. Existence of solitary wave solutions (5) and (6) shows nonlinear binding of the waves, moving in a linear limit with different group velocities. This phenomenon is similar to band gap solitons. Direct numerical simulations indicate stability of solutions (5) and (6). The dark solitons and cnoidal waves were found also.

1. L.I. Mandelstam, *JETP* **15**, 475, (1945).
2. V.G. Veselago, *Uspekhi Fizicheskii Nauk*, **92**, 517– 526, (1967).
3. D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, at al., *Phys. Rev. Lett*. **84**, 4184, (2000).
4. D. R. Smith, N. Kroll N, *Phys.Rev.Lett*. **85**, №14. 2933-2936, (2000)
5. V. M. Shalaev, W. Cai, U. Chettiar, at al, *Opt. Lett*. **30**, 3356-3358, (2005).
6. V. M. Agranovich, Y. R. Shen, R. H. Baughman, A. A. Zakhidov, *Phys. Rev*. **B69**, 165112, (2004).
7. I.V. Shadrivov, A.A. Zharov, Y.S. Kivshar, *arXiv:physics*/ 0506092 (2005). *J. Opt.Soc.Amer*. **B23**, №3, 529-534, (2206).
8. A. K. Popov, V.M Shalaev, *arXiv: physics*/ 0601055.

К ТЕОРИИ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

Трифонов Е.Д., Аветисян Ю.А.*
РГПУ им. А.И.Герцена, С-Петербург, Россия
*Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия

Предложена полуклассическая теория сверхизлучательного рассеяния света на бозе-эйнштейновском конденсате разреженного газа без, обычно используемого, приближения среднего поля. Получены решения системы уравнений Максвелла-Шредингера, описывающие рассеяние света и образование когерентных атомных волн.

Результаты экспериментов[1, 2] по сверхизлучательному рассеянию света на бозе-эйнштейновском конденсате разреженного газа были интерпретированы в ряде теоретических исследований с использованием приближения среднего поля. В нашей работе мы отказались от этого приближения, что позволило описать не только временную эволюцию процесса, но и пространственную неоднородность рассеянного поля и плотность движущихся атомных «облаков», получивших импульсы отдачи. Предварительные результаты такого подхода опубликованы в наших работах[3, 4].

С помощью решения системы уравнений Максвелла-Шредингера мы получили хорошее качественное согласие с результатами эксперимента[2], в котором наблюдались атомные облака, движущиеся навстречу возбуждающему лазерному лучу. Нами показано также, что при тех же условиях возможен эффект обратного когерентного рассеяния света, который, насколько нам известно, пока не был зарегистрирован экспериментально.

1. 1. S. Inouye, A.P. Chikkatur, D.M. Stamper-Kurn, J. Stenger, D.E. Pritchard, W. Ketterle, *Science*, **285**, 571-574, (1999).
2. 2. D. Schneble, Y. Torii, M. Boyd, E. Streed, D. Pritchard, W.Ketterle, *Science,* **300**, 475-478, (2003).
3. 3. Е.Д. Трифонов, *Оптика и спектроскопия*, **98**, 545-552, (2005).
4. 4. Yu.A. Avetisyan, E.D. Trifonov *Laser Phys. Lett.,* **2,** 512-515, (2005).

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫЙ ТОК АТОМОВ БОЗЕ-КОНДЕНСАТА В КОЛЬЦЕВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЁТКЕ

Елютин С.О., Маймистов А.И.
Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

Динамика ультрахолодного разреженного газа бозонов в оптической решётке может быть описана моделью Бозе-Хаббарда, где параметры системы контролируются светом. В этой модели численно наблюдался ток атомов бозе-конденсата, возникающий в ансамбле бозе-эйнштейновских конденсатов, загруженных в ячейки двойной оптической кольцевой решётки. Ток нейтральных атомов возникает из-за прыжкового переноса ультрахолодных бозонов по узлам кольцевой оптической

решётки в результате возбуждения конденсата импульсами бигармонического электромагнитного излучения в условиях двухфотонного (комбинационного) резонанса. В расчётах получены эхо-эффекты в токе бозонных атомов при многократном импульсном возбуждении. Обсуждаются временная форма эха, роль неоднородного уширения и взаимодействия атомов в формировании бозонного эхо

Мы рассматриваем ультрахолодные атомы Бозе-конденсата[1], удерживаемые в ячейках одномерной оптической решётки[2]. Решётка представляет собой набор двухъямных асимметричных потенциалов (узлов) составляющих оптическую ячейку или сайт. Потенциалы образованы за счёт высокочастотного эффекта Штарка в поле интерферирующих нерезоннансных лазерных лучей.

Атомы бозе-конденсата занимают нижние колебательные состояния каждого узла, находясь в своём основном состоянии. Атомы в каждом оптическом узле отталкиваются, взаимодействую лишь на коротком расстоянии.

Прыжки через оптический барьер происходят в результате рамановского рассеяния внешних ультракоротких бигармонических импульсов света[3], которые равномерно освещают решётку. Прямым туннелированием внутри сайта и между сайтами можно пренебречь.

Уравнения модели для медленных амплитуд когерентных состояний бозонов[4] имеют периодические граничные условия, что позволяет реализовать возникающие макроскопические состояния бозе-конденсата[5] в виде электромагнитно индуцированного тока нейтральных атомов по узлам оптической решётки.

Двукратное возбуждение ансамбля бозе-конденсатов в ячейках оптической решётки ультракороткими импульсами бигармонического поля приводит к генерации эхо-отклика в токе бозонных атомов. В нашей модели имеет место схожий с эффектом фотонного эхо когерентный процесс компенсации индивидуальных фаз капель бозе-конденсата в узлах оптической решётки, только здесь он реализуется не в поляризации, а в токе конденсированных атомов.

Временной контур бозонного эхо определяется статистическим законом распределения глубин потенциальных ям от узла к узлу, который может иметь регулярный или случайный характер. Для нормального распределения случайных значений этих глубин отклик принимает обычную колоколообразную форму.

Варьируя амплитуды и длительности импульсов возбуждения можно добиться полной инверсии населённостей в оптической ячейке и, соответственно, повлиять на форму когерентного эхо-отклика. Периодичность в зависимости амплитуды эхо от амплитуд импульсов возбуждения, характерную для эффектов спинового и фотонного эхо[6] проявляется и в случае бозонного эха. Трёхимпульсное возбуждение приводит к появлению импульсного тока бозонного эхо, которые по аналогии с эффектом фотонного эхо можно назвать стимулированным и восстановленным эхо.

Включение взаимодействия между атомами в узлах двойной оптической решётки приводит к дополнительному вкладу хаббардовских нелинейных слагаемых в отстройку от резонанса двухуровневой системы каждой ячейки, что, по существу, означает учёт действия локального поля. При малых величинах этих нелинейных добавок система бозе-конденсатов ведёт себя как ансамбль нелинейных осцилляторов, в котором двукратное возбуждение короткими импульсами порождает последовательность равноотстоящих импульсов излучения – осцилляторное эхо[6].

В рамках бозонной модели Хаббарда с ростом отношения параметра взаимодействия атомов на одном узле к параметру, учитывающему туннелирование атомов, предсказывается фазовый переход Мотта из сверхтекучей фазы в фазу диэлектрика, когда ток в системе прекращается.

Эхо-эффект в токе исчезает, когда регулярное симметричное распределение глубин оптических потенциалов сменяется случайным распределением как с большой, так и с меньшей дисперсией случайных величин. Эффект аналогичен явлению локализации Андерсона электронов в полупроводнике при низких температурах при наличии случайных дефектов.

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

1. 1. K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R.Andrews, N.J. Van Druten, D.S. Dufee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett*., **75**, № 22, 3969-3973, (1995)
2. 2. A.R. Kolovsky, H.J. Korsch, Phys. Rev. A 67, 063601, (2003)
3. 3. D. Jaksch, C. Bruder, 3. J.I. Cirac, C.W. Gardiner, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett*., **81**, № 15, 3108-3111, (1998)
4. 4. A.I. Maimistov, *Opt. and Spectr*., **97**, №6, 920-928, (2004)
5. 5. С.О. Елютин, *Опт. и Спектр*., **98**, №4, 605-617, (2005)
6. 6. Э.А. Маныкин., В.В. Самарцев, *Оптическая эхо-спектроскопия*. М.: Наука, 270 с, (1984)

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПЛЕНКОЙ АНИЗОТРОПНЫХ ДВУХУРОВНЕВЫХ ЧАСТИЦ

Устинов Н.В.

Томский государственный университет, Томск, Россия

Изучены особенности прохождения электромагнитными импульсами пленки анизотропных двухуровневых частиц, расположенной на границе раздела диэлектрических сред, при произвольном контуре неоднородного уширения спектральной линии и с учетом локального поля. Получены решения уравнений, возникающих в приближении медленно меняющихся огибающих и в случае, когда это приближение не применимо. Выяснено влияние на прошедшее и отраженное поля, на динамику квантовых частиц локального поля в пленке, анизотропии частиц, ширины спектральной линии и отстройки от резонанса. Показано, что при взаимодействии излучения с пленкой имеет место эффект насыщения.

На протяжении многих лет значительный интерес вызывает изучение прохождения лазерными импульсами нелинейной границы раздела диэлектрических сред [1-3]. С практической точки зрения эта задача важна из-за необходимости создания оптических устройств обработки информации и управления лазерным излучением. Так как последовательный учет физических факторов, существенных при рассмотрении взаимодействия импульсов света с нелинейной границей раздела, сложен, то исследования в этой области проводились в основном приближенными или численными методами.

В последнее время большое внимание было обращено на изучение взаимодействия электромагнитных импульсов с анизотропными средами [4-6]. Важной особенностью таких сред является то, что диагональные матричные элементы

оператора дипольного момента находящихся в ней квантовых частиц и их разность, называемая постоянным дипольным моментом перехода, отличны от нуля. Благодаря этому обстоятельству импульсы не только вызывают квантовые переходы, но также сдвигают их частоту вследствие эффекта Штарка. В результате динамика импульсов, распространяющихся в анизотропной среде, существенно отличается от изотропного случая. По этой причине выяснение особенностей взаимодействия импульсов света с нелинейной анизотропной границей раздела является актуальной задачей.

В настоящей работе на основе полуклассического макроскопического подхода теоретически рассматривается задача о падении электромагнитных импульсов на пленку анизотропных двухуровневых частиц, расположенную на границе раздела диэлектрических сред. Считается, что контур неоднородного уширения спектральной линии произволен. Прямое диполь–дипольное взаимодействие между частицами в слое феноменологически учтено введением локального поля.

Выведены системы уравнений, описывающие прохождение импульсами пленки анизотропных двухуровневых частиц как в приближении медленно меняющихся огибающих, так и в случае, когда это приближение не применимо. Построены решения, которые соответствуют солитонному режиму прохождения импульсов через пленку. Отличительной чертой этого режима является то, что сохраняется баланс энергий между электромагнитным полем и квантовыми частицами до и после взаимодействия. Анализ найденных решений позволил изучить влияние локального поля в пленке, анизотропии квантовых частиц, ширины спектральной линии и отстройки от резонанса на динамику частиц, на прошедшее и отраженное поля.

Показано, что в рассматриваемо задаче имеет место эффект насыщения: изменение формы прошедшего и отраженного импульсов, вызванное квантовыми частицами, стремиться к конечному пределу с ростом амплитуды (сокращением длительности) падающего импульса. Как и в случаях протяженных оптически плотных или анизотропных сред, учет локального поля и анизотропии приводит к нелинейной фазовой модуляции: фазы падающего, прошедшего и отраженного импульсов испытывают дополнительное смещение относительно фазы поля в пленке. Вследствие этого меняется зависимость энергии прошедшего и отраженного полей от параметров падающего импульса (длительности и несущей частоты). Так, наиболее сильно возбуждать частицы будут те падающие на пленку высокочастотные импульсы, у которых отстройка несущей частоты компенсирует динамические сдвиги частоты перехода, обусловленные влиянием локального поля и анизотропии, таким образом, что при взаимодействии с квантовыми частицами они будут в среднем находиться в резонансе. Такое же свойство у импульсов, вызывающих полное инвертирование начального состояния квантовых частиц при распространении в анизотропной среде, было обнаружено в работе [6]. Кроме того, анизотропия квантовых частиц, находящихся в пленке, приводит к динамическому повороту поляризации отраженного и прошедшего полей относительно падающего поля. Этот эффект может найти применение при создании нелинейных поляризационных устройств.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-16422).

1. В.И. Рупасов, В.И. Юдсон, *ЖЭТФ*, **93**, №2, 494-499, (1987).

2. С.М. Захаров, Э.А. Маныкин, *ЖЭТФ*, **105**, №4, 1053-1065, (1994).
3. А.М. Башаров, А.И. Маймистов, С.О. Елютин, *ЖЭТФ*, **115**, №1, 30-42, (1999).
4. А.И. Маймистов, Дж.-Ги Капуто, *Опт. и спектр.,* **94**, №2, 275-280, (2003).
5. С.О. Елютин, *ЖЭТФ*, **128**, №1, 17-29, (2005).
6. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов, *ЖЭТФ*, **127**, №2, 289-307, (2005).

ПРЕДПРОБОЙНАЯ МНОГОФОТОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР В КРИСТАЛЛАХ: ЭФФЕКТЫ ПЕРЕСТРОЙКИ ЭЛЕКТРОННОГО ЗОННОГО СПЕКТРА

Перлин Е.Ю., Макурина А.А.
Центр «Информационные оптические технологии» СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена многофотонная генерация электрон-дырочных пар в условиях двойного многофотонно-двухфотонного резонанса на смежных межзонных переходах. Показано, что имеется область интенсивностей света j, при которых небольшое возрастание j приводит к скачкообразному увеличению скорости генерации ЭДП, и как следствие, к пробою материала.

Одним из аспектов проблемы оптического пробоя прозрачных широкозонных диэлектриков является генерация электрон-дырочных пар (ЭДП) интенсивным светом с энергией кванта $\hbar\omega$, большой по сравнению с энергиями колебательных возбуждений, но малой по сравнению с шириной запрещенной зоны материала E_g.

Считается, что при возникновении пробоя в чистых прозрачных материалах основную роль играют два механизма генерации электрон-дырочных пар – лавинная ионизация и многофотонные (МФ) межзонные переходы. Помимо указанных механизмов генерация ЭДП может идти за счет процессов промежуточного типа – МФ межзонных переходов с участием в элементарном акте свободных электронов или дырок. В определенных условиях такие процессы могут привести к развитию т.н. фотонной лавины[1,2], в результате которой резкое увеличение концентрации ЭДП (до значений, при которых наступает пробой) происходит при незначительном увеличении интенсивности света j в области значений $j \sim 10^{11}$-10^{13} Вт/см^2. В то же время имеется и другой механизм МФ поглощения, который характеризуется в определенной области интенсивностей света исключительно быстрым увеличением вероятностей переходов. Этот механизм связан с перестройкой электронного зонного спектра кристалла благодаря резонансному оптическому эффекту Штарка[3]. Рассмотрим трехзонную модель кристалла, включающую валентную зону v, нижнюю зону проводимости c и верхнюю зону проводимости c_1. Пусть в точке $\mathbf{k}_0$ зоны Бриллюэна имеет место n-фотонный резонанс между зонами v и c (например, $n = 4$ или 5). При этом в точке $\mathbf{k}_1$ в окрестности точки $\mathbf{k}_0$, может иметь место l-фотонный резонанс на переходе между зонами c и c_1 ($l < n$, например, $l = 1$, 2 или 3). Случай $n = 2$, $l = 1$ рассматривался в[4-6]. Было показано, что при однофотонном резонансе между зонами c и c_1 каждая из них расщепляется на две ветви, между которыми возникает щель с шириной, определяемой частотой Раби для перехода $c \rightarrow c_1$. Кроме того, на обеих ветвях каждой из перестроенных зон появляются дополнительные критические точки (сингулярности Ван Хова) плотности состояний. Положение этих точек в **k**-пространстве зависит от интенсивности света j. Если

какая-либо из таких критических точек приближается к $\mathbf{k}_0$, то происходит резкое (практически, скачкообразное) увеличение вероятности двухфотонного перехода между зонами *v* и *c*. Двойной двухфотонно-однофотонный резонанс на смежных межзонных переходах может реализоваться во многих материалах, в т.ч. в AgBr для света с $\lambda = 560$ нм[6], причем проявления такого резонанса можно наблюдать при значениях интенсивности света *j*, на два-три порядка ниже порога оптической прочности материала.

Ситуация МФ-двухфотонного резонанса, которая детально изучается в настоящей работе, представляет интерес как раз в случае предпробойных интенсивностей света. Анализ такой ситуации сложнее, чем в случае $n = 2$, $l = 1$. При $j \sim 10^{12}$-10^{13} Вт/см^2 отношение энергии взаимодействия электронной и фотонной подсистем к энергии кванта $\hbar\omega$ не мало. При этом нельзя для описания *n*-фотонного перехода ограничиться *n*-м порядком теории возмущений по электрон-фотонному взаимодействию и требуется учет процессов высших порядков, т.е. эффектов переизлучения.

Вычисление скорости генерации неравновесных ЭДП в случае многофотонно-двухфотонного резонанса на смежных переходах основано на $\hat{S}$-преобразовании гамильтониана электрон-фотонной системы $\hat{H}$:

$$\tilde{H} = \exp(-\hat{S})\hat{H}\exp(\hat{S}), \qquad (1)$$

причем оператор $\hat{S}$ выбирается таким образом, чтобы в преобразованном гамильтониане $\tilde{H}$ отсутствовали линейные по фотонным операторам члены. Использование гамильтониана (1) позволило в результате весьма громоздких вычислений: (а) получить вероятности *n*-фотонной генерации ЭДП при произвольных *n* в первом порядке по недиагональной по электронным операторам части гамильтониана $\tilde{H}$; (б) получить в «двухфотонном приближении вращающегося поля» эффекты перестройки энергетического зонного спектра в условиях двухфотонного межзонного резонанса; (в) учесть процессы переизлучения фотонов, в т.ч. при вычислении «двухфотонной частоты Раби».

Показано, что в условиях двойного многофотонно-двухфотонного резонанса на смежных межзонных переходах имеется область интенсивностей света, при которых небольшое возрастание *j* приводит к скачкообразному увеличению скорости генерации ЭДП, и как следствие, к пробою материала.

1. Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, *ЖЭТФ*, **123**, № 3, 612-624, (2003).
2. Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, *ЖЭТФ*, **128**, № 2, 411-421, (2005).
3. Е.Ю. Перлин, *ЖЭТФ*, **105**, № 1, 186-197, (1994).
4. Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, *ФТТ*, **37**, № 6, 1463-1472, (1995).
5. Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, *Опт. и спектр.*, **78**, № 3, 445-456, (1995).
6. Е.Ю. Перлин, Д.И. Стаселько, *Опт. и спектр.*, **98**, № 6, 944-950, (2005).

РЕЗОНАНСНАЯ САМОФОКУСИРОВКА И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКАХ

Дербов В.Л., Пластун И.Л.*, Серов В.В., Трофимов А.В.*
Саратовский государственный университет, Саратов, Россия
*Саратовский государственный технический университет, Саратов, Россия

Численно исследуется распространение лазерного пучка, модулированного по частоте, в нелинейно-оптической двухуровневой среде с насыщением поглощения и дисперсии. Анализируется одновременное проявление и взаимное влияние эффектов резонансного самовоздействия и нестационарных когерентных эффектов типа оптической нутации при периодическом сканировании частоты пучка вблизи атомного резонанса.

Взаимодействие частотно-модулированного лазерного излучения с резонансной средой представляет интерес для задач спектроскопии, стабилизации частоты лазеров, передачи сигналов через элементы оптоволоконных систем, содержащих резонансно поглощающие или усиливающие примеси. Для поперечно ограниченных пучков с интенсивностью, достаточной для заметного насыщения поглощения и дисперсии, при этом начинают проявляться эффекты резонансного самовоздействия (самофокусировка и самодиафрагмирование пучка), подробно исследованные в стационарном случае [1]. Особенностью нестационарного случая, когда частота модуляции сравнима с характерными временами затухания разности заселенностей и поляризации среды, является невозможность использовать восприимчивость среды в уравнениях поля. Требуется одновременное решение уравнений, описывающих отклик среды, и уравнений поля. В скалярном приближении для медленных огибающих поля и поляризации и при использовании простейшей двухуровневой модели среды соответствующие уравнения представляют собой хорошо известную систему уравнений Максвелла-Блоха. Моделирование распространения частотно-модулированного пучка через двухуровневую среду с насыщением поглощения и дисперсии, проведенное нами ранее на указанной основе [2], продемонстрировало ряд особенностей нестационарного самовоздействия пучка, зависящих от частоты модуляции и, в частности, приводящих к заметной асимметрии спектра насыщенного поглощения. С другой стороны, известно, что при быстром прохождении частоты лазера через резонанс с атомным переходом даже в линейном случае возникают переходные оптические процессы типа оптической нутации [3]. В настоящей работе посредством численного моделирования анализируется одновременное проявление и взаимное влияние эффектов наведенной линзы и оптической нутации при периодическом сканировании частоты пучка вблизи атомного резонанса. Показано, что с увеличением амплитуды частотной модуляции при каждом прохождении резонанса лазерной частотой возникает переходный процесс типа оптической нутации, подверженный влиянию наведенной линзы.

Исходные уравнения модели в безразмерных единицах имеют вид:

$$2i\left(\frac{\partial E}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t}\right)+\nabla_{\perp}^{2}E=gP \qquad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma \left[D - 1 + i \left(E^* P - E P^* \right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -(\Gamma + i\Delta)P - \frac{i}{2}\Gamma D E , \quad (3)$$

где g - линейное поглощение на единичной длине, $\nabla_\perp^2$ - поперечный Лапласиан, γ,Γ - скорости релаксации заселенности и поляризации, соответственно, $D(z,\rho,t)$ - разность заселённостей, нормированная на её величину в отсутствие насыщения, $E(z,\rho,t), P(z,\rho,t)$ - медленно меняющиеся амплитуды электрического поля и поляризации, соответственно, Δ - отстройка несущей частоты от частоты атомного перехода. Единица амплитуды поля соответствует уровню насыщения $D = 0.5$. Продольная координата z измеряется в единицах дифракционной длины, поперечная координата r нормирована на характерный радиус пучка.

Для решения уравнений использовалась схема второго порядка по продольной координате и времени и разложение поперечной структуры поля по модам Гаусса-Лагерра свободного пространства с параметром исходного пучка. Частота пучка на входе в среду гармонически модулировалась по времени, $\omega = \omega_0 + \omega_1 \sin \Omega t$, где ω_0 несущая лазерная частота, ω_1 - амплитуда частоты модуляции, Ω - частота модуляции. Профиль пучка на входе в среду брался гауссовым, так что комплексная амплитуда входного поля имела вид $E(0,\rho,t) = E_0 \exp(-\frac{\rho^2}{2a^2}) \exp[i\frac{\omega_1}{\Omega}\cos(\Omega t)]$. Начальный радиус пучка a во всех рассматриваемых случаях был взят равным 1. Мы предполагаем, что центральная несущая частота ω_0 равна частоте атомного перехода, таким образом, $\Delta = 0$ в (3). В этом случае частота модулированного поля осциллирует симметрично по отношению к точной величине резонанса. Время и частота нормированы на времена релаксации. Для упрощения были взяты равные значения $\gamma = \Gamma = 1$.

Проведенные численные исследования продемонстрировали связь нестационарных когерентных процессов типа оптической нутации и эффектов резонансного самовоздействия. Рассмотрим случай, когда частота модуляции сравнима со скоростями затухания $\Omega = 0.5\pi$, а амплитуда модуляции меньше ширины спектральной линии среды. В условиях заметного насыщения $E_0 = 5$ хорошо видны проявления резонансной самофокусировки (рис. 1а): при уходе частоты от резонанса вверх, когда наведенная линза имеет положительный знак, интенсивность на оси пучка из-за фокусировки заметно больше, чем при уходе вниз, когда знак линзы отрицательный и имеет место самодефокусировка. Это подтверждается расчетом временной зависимости размера пятна (рис. 1б) $w(t)$, определяемого как второй момент поперечного распределения нормированной интенсивности. Длина распространения в дифракционных длинах составляла $Z = z_{\max} = 6$, линейное поглощение принималось равным $g = 1$. При той же частоте модуляции и увеличении амплитуды частотной модуляции характер взаимодействия пучка со средой меняется: большую часть времени частота света далека от резонанса, и лишь на короткое время при прохождении резонанса взаимодействие велико. В некотором смысле такое воздействие становится аналогичным действию серии коротких импульсов. В результате каждого такого «импульса» возникает оптический переходный процесс типа оптической нутации (рис. 1в).

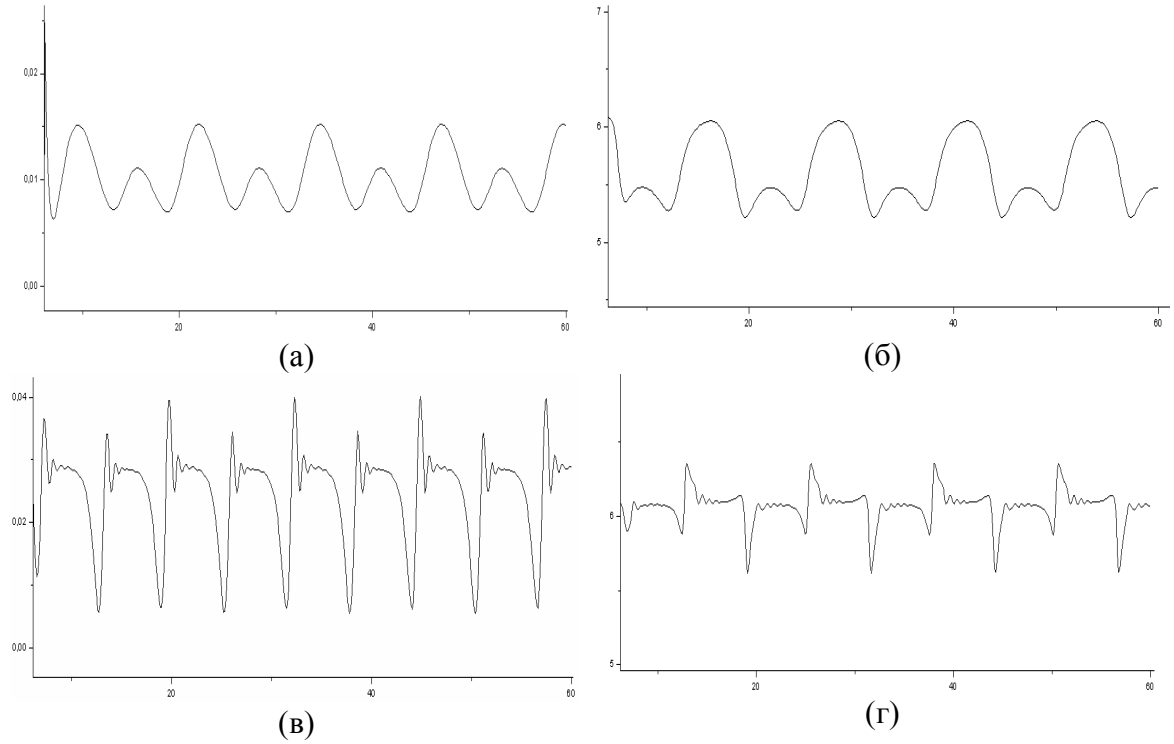


Рис.1 Интенсивность на оси пучка (а), (в) и размер пятна (б), (г) в условиях значительного насыщения: $E_0=5.$, и проявления оптической нутации (в),(г). Частота модуляции $\Omega=0.5\pi$, амплитуда модуляции: (а),(б)$\omega_1=1$ (в),(г) $\omega_1=10$.

Проявление самофокусирующих свойств среды заключается в различном кратковременном воздействии при прохождении резонанса сверху вниз и снизу вверх, что отражается в различной форме и амплитуде переходных осцилляций интенсивности и соответствующих изменений размера пятна (рис. 1г). Описанный эффект можно использовать для получения дополнительной спектроскопической информации о свойствах среды.

1. K.Tai, H.M.Gibbs, M.C.Rushford, N.Peyghambaryan et al., *Opt. Letters.,* **9,** №6, 243-245, (1984).
2. V.L.Derbov, I.L.Plastun., *Proc. SPIE,* **4706**, 82-87, (2002).
3. И.Р.Шен. *Принципы нелинйной оптики* –М.: Наука, 1989. –560с.

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В СИСТЕМЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ ЦЕНТРОВ

Русинов А.П., Кислов Д.А.
Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Рассмотрены различные механизмы записи голограмм с участием триплетных состояний молекул и предложены способы управления процессом записи. В эксперименте обнаружено влияние примеси молекул антрацена на время жизни триплетной голограммы.

Запись голографических решеток в полимерных пленках, активированных органическими красителями, в ряде случаев осуществляется посредством триплетных (Т) возбужденных электронных состояний. При этом формирование

голографических решеток осуществляется, преимущественно, по одному из двух механизмов включающих стадию образования Т-центров: триплетная сенсибилизация и триплетный фотохромизм. В первом случае для записи голограмм используются кислородопроницаемые полимерные слои с производными антрацена (А) – в качестве фотохромного компонента и ксантеновыми красителями – в качестве фотосенсибилизатора. Запись решетки осуществляется по следующему механизму: (1) свет поглощается молекулами фотосенсибилизатора; (2) от триплетного (Т) состояния молекулы красителя энергия электронного возбуждения передается молекуле кислорода $T + {}^3\Sigma_g^-(O_2) \to S_0 + {}^1\Delta_g(O_2)$. Далее, возбужденные молекулы O_2, диффундируя по конденсированной матрице, окисляют молекулы антрацена (А) ${}^1\Delta_g + A \to AO_2$, что приводит к изменению локального показателя преломления среды в зоне реакции. Однако, помимо реакции с антраценом и спонтанной дезактивации, возбужденный кислород может вступать в реакцию кросс-аннигиляции с другими Т-центрами по схеме $T + {}^1\Delta_g(O_2) \to 0$. Таким образом, триплетные состояния красителя выступают не только в качестве источников возбуждения молекул кислорода, но и в качестве центров дезактивации, конкурирующих за вступление в реакцию с молекулами ароматики [1].

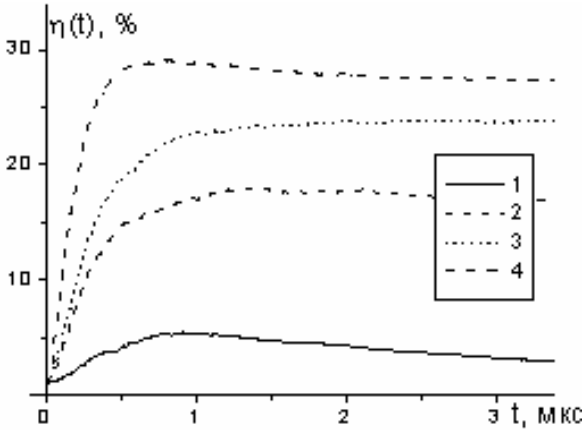


Рис. 1. Дифракционная эффективность фотохимической решетки дифракционной эффективности при: $c_T=c_A=2\ 10^{-3}$ моль/л и концентрациях кислорода 1–2 10^{-5}, 2 –5 10^{-5}, 3 – 10^{-4}, 1 – 2 10^{-4} моль/л

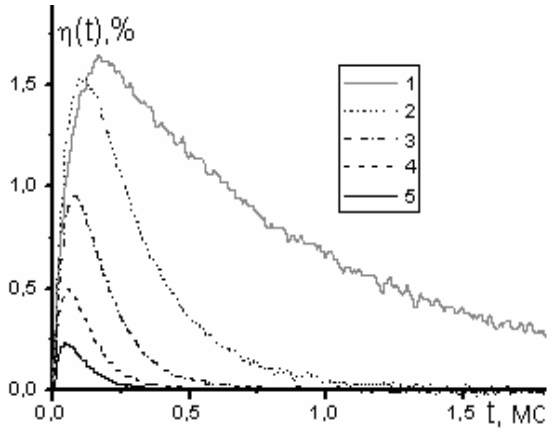


Рис.2. Дифракционная эффективность триплетной решетки на эритрозине в 1 – поливиниловом спирте и поливинил-бутирале с антраценом: $c_A=5$, $c_T=1$, $c_A=2$, $c_T=1$, $c_A=1$, $c_T=1$, $c_A=0.5$, $c_T=1\ 10^{-3}$ моль/л

Теоретическое описание данного механизма проводилось методами молекулярной динамики, т.е. прямого численного моделирования процесса диффузии кислорода по полимерной матрице и реагирования с Т-центрами и антраценом. Из расчетов можно сделать вывод, что фотоотклик системы антрацен+краситель в кислородопроницаемом полимере является существенно нелинейным по концентрации всех трех реагентов (кислород, антрацен, эритрозин). Нелинейность фотоотклика проявляет себя как в насыщении фотоотклика, и так в искажении профиля записанной на оксиде антрацена фазовой решетки. Вычисления показывают, что при нормальных условиях глубина и скорость фотореакции, а, следовательно, и дифракционная эффективность решетки, определяется главным образом количеством кислорода в полимере (рис.1). Управление параметрами стационарной фазовой голограммы в этом случае можно проводить как на этапе изготовления пленки, изменяя концентрации антрацена и красителя, вводя

пластификатор для изменения кислородопроницаемости, так и при записи решетки изменяя интенсивность накачки и давление кислорода над поверхностью пленки.

В случае триплетного фотохромизма запись решеток осуществлялась на самих Т-центрах и основывалась на изменении коэффициента поглощения фотохрома при переводе его в триплетное состояние. Данные решетки являются амплитудными, их основные параметры: время жизни, динамика дифракционной эффективности, пространственный профиль решетки значительным образом зависят от интенсивности, длительности импульса накачки, вида красителя и др [2]. Но во многих полимерах получение триплетной решетки практически невозможно из-за наличия в них малых концентраций кислорода, являющегося активным тушителем триплетных состояний, приводящего к резкому уменьшению амплитуды и времени жизни решетки. Воспрепятствовать этому можно либо откачкой кислорода из образца, либо использованием кислородонепроницаемых матриц.

Нами в эксперименте найден способ снижения активности кислорода в полимере при помощи введения в пленку производных антрацена (рис.2). Причиной этому является связывание молекул кислорода реакцией окисления, и, так как концентрация O_2 в пленке достаточно мала – 10^{-5}-10^{-4} моль/л, по сравнению с концентрациями А и Т, это приводит к быстрому расходованию кислорода вследствие фотоокисления и медленному его диффузионному восполнению, что приводит к увеличению время жизни и амплитуды триплетной решетки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ_офи № 04-03- 97513) и гранта Министерства образования России (проект ЕЗН 02-3.2-339).

1. М.Г. Кучеренко, *Хим. физика,* **20**, №3, 31-36, (2001).
2. М.Г. Кучеренко, А.П. Русинов, *Опт. и спектр.*, **97**, №6, 1026-1033, (2004).

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ, НАВЕДЕННОГО В ТИТАНАТЕ ВИСМУТА ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 532 НМ

Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Иткин С.И., Мандель А.Е.,
Толстик А.Л.*, Матусевич А.Ю.*, Каргин Ю.Ф.**
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия
*Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
**ИОНХ им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, Россия

Изучена спектральная зависимость поглощения, наведенного в кристалле титаната висмута импульсным лазерным излучением с длиной волны 532 нм. Предложена модель, описывающая спектр наведенного поглощения.

Фотоиндуцированное поглощение света в кристаллах силленитов обычно изучается при облучении светом от непрерывных источников в видимом и ближнем УФ диапазоне: от ламп с широким спектром[1], монохроматических лазеров[2] или квазимонохроматических полупроводниковых светодиодов[3,4]. Для кристаллов $Bi_{12}TiO_{20}$:Ca последовательное облучение квазимонохроматическим светом из

красной и зеленой областей спектра приводит к значительному взаимному влиянию засветки на одной длине волны на поглощение излучения с другой длиной волны[4].

В настоящей работе изучаются спектральные зависимости фотоиндуцированного поглощения в нелегированном кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$, наведенного в условиях импульсного лазерного возбуждения. Предложена модель дополнительного примесного поглощения, связанного с заселением фотовозбужденными электронами двух ловушечных центров, позволяющая удовлетворительно аппроксимировать наблюдаемые спектральные зависимости.

Для изучения эффекта фотоиндуцированного поглощения использовался кристалл номинально нелегированного титаната висмута толщиной 2,8 мм и излучение импульсного лазера на длине волны 532 нм. Длительность импульса составляла 30 – 50 нс, частота следования импульсов – 10 Гц, средняя энергия одного импульса – 0,5 мДж. Пространственно однородная часть лазерного излучения вырезалась диафрагмой 2,5 мм, при этом средняя интенсивность излучения на входе в кристалл составила 100 мВт/см^2.

Спектр наведенных изменений в поглощении $\Delta\alpha_{exp}(\lambda,t_e)$ и $\Delta\alpha_{rel}(\lambda,t_r)$ был получен вычитанием коэффициента поглощения не засвеченного кристалла из коэффициентов поглощения в различные моменты времени, t_e и t_r, для стадий экспозиции и релаксации, соответственно. При анализе результатов использовались зависимости наведенных изменений в поглощении от энергии кванта светового излучения $E=\hbar\omega$, выраженной в эВ. Соответствующие экспериментальные спектры $\Delta\alpha_{exp}(E,t_e)$ при различных экспозициях t_e и $\Delta\alpha_{rel}(E,t_r)$, зафиксированные в различные моменты времени t_r от начала процесса релаксации фотоиндуцированного поглощения, представлены точками на рис. 1. Как следует из рисунка, изменения в поглощении возрастают с энергией кванта и достигают в описываемом эксперименте максимальных значений ~5,5 см$^{-1}$ при $E=2,52$ эВ.

Количественные модели фотоиндуцированного поглощения света в кристаллах силленитов основаны на гипотезе о перезарядке дефектных центров, имеющих различные сечения фотоионизации[2-4]. Предполагается, что электроны, возбуждаемые светом в зону проводимости с глубоких донорных центров, заселяют ловушки, что и приводит к изменению оптического поглощения. В работах[2,3] ловушки предполагаются мелкими, и их опустошение путем термического возбуждения электронов в зону проводимости обеспечивает релаксацию наведенных изменений в поглощении в темновых условиях. Однако авторами[4] показано, что глубина локализации соответствующих ловушкам энергетических уровней в запрещенной зоне кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$:Ca превышает 1,43 эВ от дна зоны проводимости.

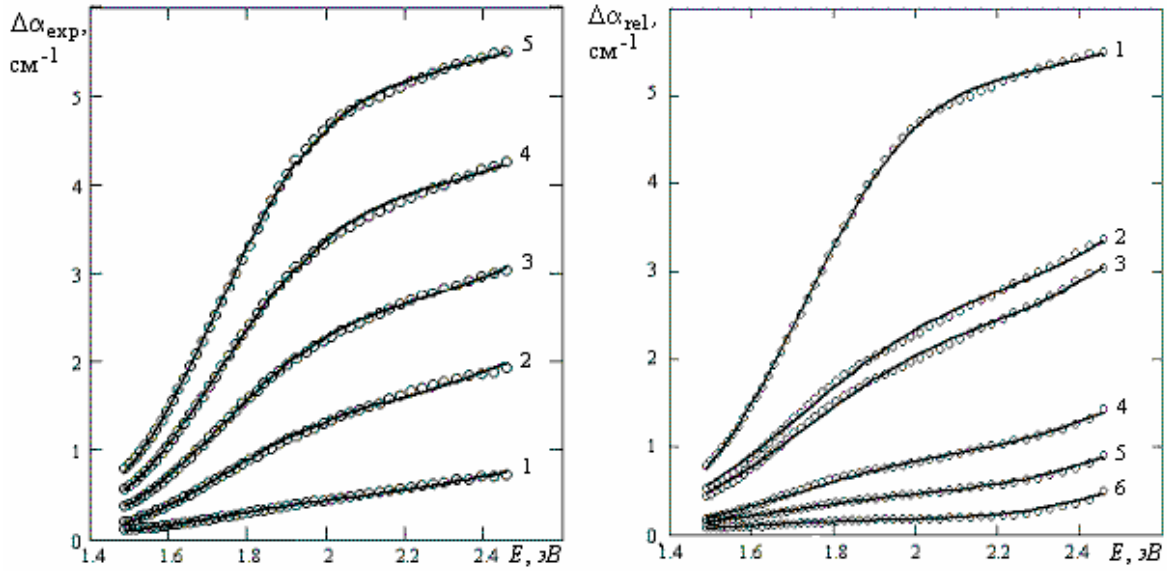
Форма спектра поглощения для процесса фотовозбуждения электрона с глубокого дефектного центра, характеризующегося локальным дискретным энергетическим уровнем с энергией ионизации E_I в запрещенной зоне, хорошо известна[5]. Большая степень дефектности кристаллов титаната висмута[1] должна приводить к значительным случайным флуктуациям концентрации дефектов, вызывающим флуктуации их потенциала ионизации. Обобщение соотношения для спектра поглощения при δ-образном потенциале ионизации[5] на случай нормального распределения концентрации дефектов $N(E_I)$, при аппроксимации зависимости поглощения от разности $\hbar\omega-E_I$ функцией Хэвисайда и в пренебрежении вкладом дефектов, энергия ионизации которых меньше энергии Ферми, позволяет

аппроксимировать спектр наведенного поглощения с помощью дополнительной функции ошибок. При наличии ловушек нескольких типов получаем

$$\Delta\alpha(E,t) = \sum_n B_n(t)\ \mathrm{erfc}\left(\frac{E_n - E}{\Delta E_n}\right), \qquad (1)$$

где $B_n(t)$ характеризует вклад в коэффициент поглощения центра n-го типа со средней энергией ионизации E_n и полушириной функции распределения ΔE_n.

Результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей с помощью выражения (1), при учете двух центров со средними энергиями ионизации $E_1 = 1,72$ эВ и $E_2 = 2,66$ эВ, представлены на рис.1 сплошными линиями. Найденные значения полуширины распределений составили $\Delta E_1 = 0,33 \pm 0,04$ эВ и $\Delta E_2 = 0,46 \pm 0,08$ эВ. Получено, что зависимость $B_1(t)$ характеризуется монотонным ростом в стадии экспозиции и хорошо описывается экспоненциальной функцией на этапе релаксации, в то время как $B_2(t)$ имеет немонотонное поведение. Можно предположить, что заполнение электронами уровня с энергией $E_1 = 1,72$ эВ идет только через зону проводимости, а его опустошение происходит путем их туннелирования. Уровень с энергией $E_2 = 2,66$ эВ расположен на расстоянии ~ 0,42 эВ от потолка валентной зоны, и в процессы его заполнения и опустошения, кроме рассмотренных выше механизмов, могут вносить термически индуцированные переходы между ним и валентной зоной.



а **б**

Рис. 1. Спектры фотоиндуцированного поглощения кристаллов BTO при лазерной засветке (а), для времени экспозиции, с: 60 (1), 300 (2), 600 (3), 1800 (4) и 3600 (5) и на этапе релаксации (б), в различные моменты времени, час.: 0 (1), 15 (2), 17 (3), 34 (4), 40(5), 60 (6)

Работа выполнена при поддержке РФФИ и БРФФИ (грант № 06-02-81040_Бел_а) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы).

1. Ю.Ф. Каргин, В.И. Бурков, А.А. Марьин, А.В. Егорышева. *Кристаллы* $Bi_{12}M_xO_{20-\delta}$ *со структурой силленита.* М.: ИОНХ РАН. 2004. 312 с.

2. O.V. Kobozev, S.M. Shandarov, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **1,** 442- 446, (1999).
3. С.М. Шандаров, А.Е. Мандель, А.В. Казарин и др., *Изв. вузов. Физика*, № 8, 29-34, (2002).
4. А.Е. Мандель, А.М. Плесовских, С.М. Шандаров и др., *Изв. вузов. Физика*, № 12, 48-54, (2003).
5. А.Н. Пихтин *Оптическая и квантовая электроника*. М.: Высш. шк. 573 с., (2001).

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В КОМПОЗИЦИОННЫХ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩИХСЯ МАТЕРИАЛАХ

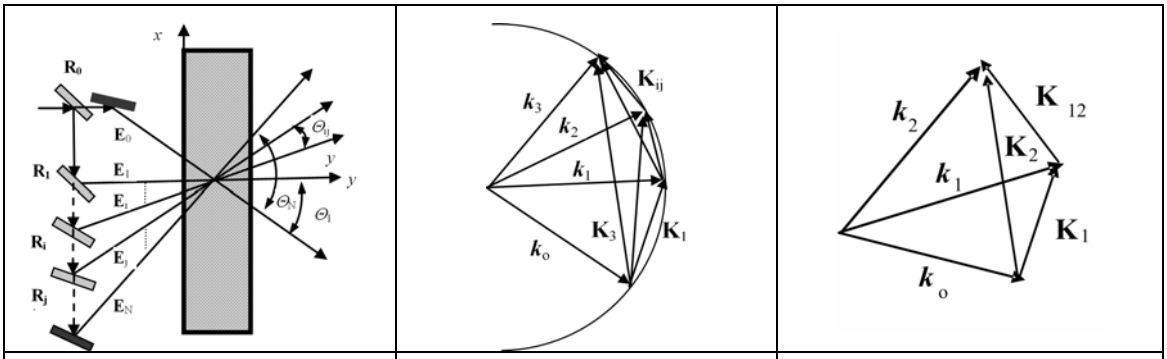
Миргород В.Г., Ноздреватых Б.Ф., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н.
Томский университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

В работе развита теоретическая модель динамической записи пространственно неоднородных трехмерных дифракционных структур двумерно-неоднородными световыми пучками в фотополимерных материалах с учетом кинетик фотополимеризационного и диффузионного механизмов записи, взаимовлияния нулевой и первых гармоник основных и перекрестных решеток.

Голографический метод формирования сложных дифракционных структур (ДС) в фотополимерных композиционных материалах (ФПКМ) является одной из перспективных технологий создания одно, двух и трехмерных фотонных и дифракционных структур[1-3], которые образуются в процессе фотополимеризации и диффузионного перераспределения (фазового разделения) составляющих фотополимерной композиции. В качестве неактивных компонент могут быть использованы наночастицы [1], жидкие кристаллы (ЖК) [2].

Целью данной работы является построение аналитической модели голографического формирования сложных ДС в ФПКМ в процессе одновременной записи несколькими световыми пучками, реализующей мультиплексирование как по углу, так и по периоду решеток, и исследование на ее основе динамики формирования и эффектов взаимовлияния наложенных дифракционных решеток (НДР).

На рис.1 представлена рассматриваемые схема (а) и геометрия 2D (б) и 3D (в) голографической записи. При описании нелинейного диффузионно-фотополимеризационного процесса параллельной голографической записи НДР учитывались пространственная неоднородность записывающих пучков, различие локальных контрастов, поглощение ФПКМ.



(а) (б) (в)

Рис.1.

В работе на основе обобщения результатов[3,4] сформулированы дифференциальные уравнения формирования НДР, описывающие процессы записи как основных, так и перекрестных решеток. Рассмотрим для определенности ФПКМ вида фотополимеризующегося жидкокристаллического композиционного материала (ФПМ-ЖК). Тогда, следуя методике и обозначениям[3,4], кинетику голографической записи ДС в ФПМ-ЖК опишем векторно-матричными дифференциальными уравнениями для гармоник решеток концентрации мономера M и показателея преломления n, обусловленных решеткой полимера n_p и решеткой жидкого кристалла n_{lc},

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\tau,\mathbf{r})}{\partial \tau} = -\mathbf{A}(\mathbf{r})\mathbf{M}(\tau,\mathbf{r}),\ \frac{\partial \mathbf{N}^{p}(\tau,\mathbf{r})}{\partial \tau} = \delta n_p \mathbf{B}(\mathbf{r})\mathbf{M}(\tau,\mathbf{r}),\ \frac{\partial \mathbf{N}^{lc}(\tau,\mathbf{r})}{\partial \tau} = -\delta n_{lc}\frac{D_{lc}}{D_m}\mathbf{C}(\mathbf{r})\mathbf{M}(\tau,\mathbf{r})$$

где $\mathbf{M} = (M_0\ M_1\ .....\ M_{N-1N})^T$, $\mathbf{N}^{p} = (n_0^{p}\ n_1^{p}\ .....\ n_{N-1N}^{p})^T$, $\mathbf{N}^{lc} = (n_0^{lc}\ n_1^{lc}\ .....\ n_{N-1N}^{lc})^T$ - вектор-столбцы, состоящие из амплитуд нулевых и первых гармоник НДР компонент ФПКМ, $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{C}(\mathbf{r}) + \mathbf{B}(\mathbf{r})$, $\tau = t/T_m$ - относительное время;

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} e_1 & c_1 & c_2 & \dots & c_{N-1N} \\ p_1 & e_1 & 0 & \dots & 0 \\ p_2 & 0 & e_1 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ p_{N-1N} & 0 & 0 & \dots & e_1 \end{pmatrix},\ \mathbf{C}(r) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & q_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & q_2^2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & q_{N-1N}^2 \end{pmatrix},$$

$$e_1 = 2^k / b_s,$$

$$q_i = \frac{2^{k-1}k}{b_s} m_i,\ (i=1..N\text{-}1N)$$

$$p_i = \frac{2^k k}{b_s} m_i,\ (i=1..N\text{-}1N)$$

$q_i = K_i/K_1$ (i=1..N), $b_s = T_p(\mathbf{r})/T_m$, $T_p(\mathbf{r}) = e^{\alpha y k}/(h\mathrm{I}^{k}(\mathbf{r}))$ - локальное время полимеризации, $m_i = m_i(\mathbf{r})$ - пространственное распределение контраста интерференционной картины i-ой НДР, $T_m = 1/D_m K_1^2$ - время диффузии, K_1- волновое число решетки1-й решетки. D_{lc}, D_m – коэффициенты диффузии α - коэффициент поглощения.

Следуя методике и обозначениям[4], решения кинетических уравнений записи представим в виде пространственного распределение показателя преломления ПС

$$n(t,\mathbf{r}) = n_0(t,\mathbf{r}) + \sum_{j=1}^{N} n_j(t,\mathbf{r})\cos(\mathbf{K}_j\mathbf{r}) + \sum_{i=1}^{N-1}\sum_{j=i+1}^{N} n_{ij}(t,\mathbf{r})\cos(\mathbf{K}_{ij}\mathbf{r}), \qquad (1)$$

где n_0, $n_i(t,r) = n_i^{p}(t,r) + n_j^{lc}(t,r)$, $n_{ij}(t,r) = n_{ij}^{p}(t,r) + n_{ij}^{lc}(t,r)$ – амплитудные профили нулевой и первых гармоник основных и перекрестных решеток. Амплитудные профили первых гармоник показателя преломления полимерной n_{ij}^{p} и жидкокристаллической решеток n_{ij}^{lc} в (1) определяются выражениями:

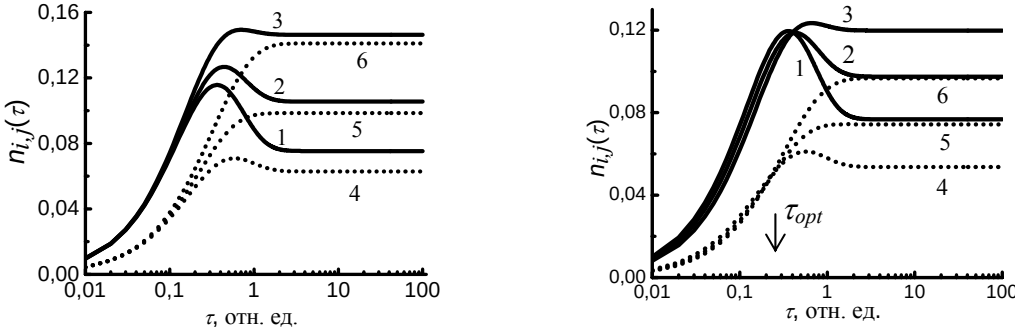
$$n_j^p(\tau,\mathbf{r}) = -\delta n_p 2\sum_{l=0}^{N} b_{j,l}(\mathbf{r}) \sum_{p=0}^{N} F_{l,p}(\mathbf{r}) \exp\left[\lambda_p(\mathbf{r})\cdot\tau/2\right] \frac{\sinh\left[\lambda_p(\mathbf{r})\cdot\tau/2\right]}{\lambda_p(\mathbf{r})}, \quad (2а)$$

$$n_j^{lc}(\tau,\mathbf{r}) = -\delta n_i 2c_{j,j} \frac{D_{lc}}{D_m} \sum_{p=0}^{N} F_{j,p}(\mathbf{r}) \exp\left[\lambda_p(\mathbf{r})\cdot\tau/2\right] \frac{\sinh\left[\lambda_p(\mathbf{r})\cdot\tau/2\right]}{\lambda_p(\mathbf{r})}, \quad (2б)$$

где *j* принимает значения 1;2;3;..N;12;13…*N*-1*N,*

Решения (1),(2) являются самосогласованными, учитывающими взаимосвязь между гармониками формируемых решеток и определяющими эволюцию трехмерных пространственных профилей гармоник полимерной и жидкокристаллической наложенных решеток при голографической записи дифракционных структур пространственно- неоднородными световыми пучками в поглощающих ФПМ-ЖК, и являются математической основой для исследования и оптимизации процесса формирования сложных дифракционных структур.

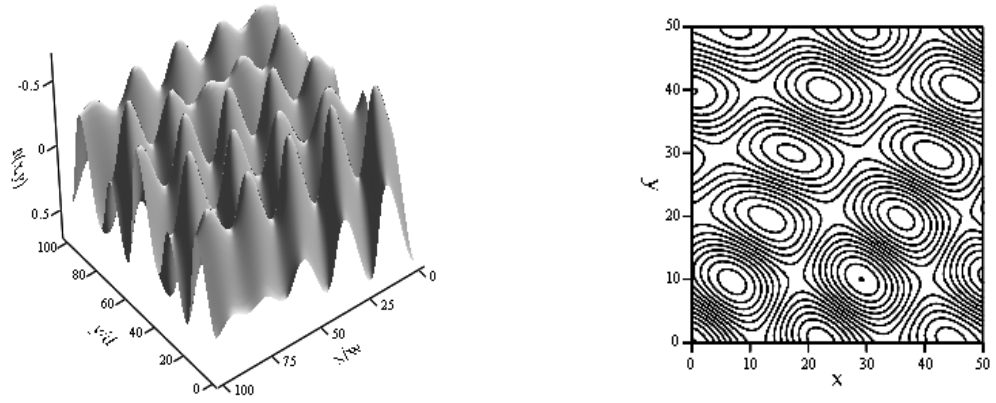
На рис.2 представлены результаты численного моделирования кинетики формирования основных (кривые 1-3) и перекрестных (кривые 4-6) гармоник НДР при равных (а) и оптимизированных (б) контрастах записывающих пучков.



(а) (б)

Рис. 2.

На основе моделирования показано, что кинетики записи НДР в ФПМ являются различными как по уровню, так и по времени выхода на стационарные значения. Установлено, что подбором внешних условий записи, а именно локальных контрастов, возможно достижение оптимальных значений характеристик НДР (максимальных амплитуд основных НДР при минимальной их неоднородности и небольших значений перекрестных решеток).



(а) (б)

Рис. 3.

На рис. 3 представлены двумерные обьемные (а) и контурные (б) зависимости показателя преломления (1), рассчитанные для пятипучковой параллельной записи с оптимизированными условиями (контрасты 0.53; 0.48; 0.43; 0.36; 0.28). Это показывает возможность эффективного оптического управления характеристиками квазипериодических фотонных структур в ФПМ и композиционных материалах на их основе.

Работа выполнена в рамках проекта РНП 2.1.1.2097 программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2006-2008 г».

1. Yasuo Tomita, Naoaki Suzuki, Katsumi Chikama, *Optics Letters*, **30**, № 8, 839-841, (2005).
2. S. Massenot, J. Kaiser, M. Perez, R. Chevallier, J.Bougrenet, *Appl. Opt*., **44**, 5273-5280, (2005).
3. В.В. Кузнецов., С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович,. *Известия вузов. Физика,* **48,** № 6. Приложение, 83-84, (2005).
4. E. Dovolnov, S. Sharangovich, J.T. Sheridan, *OSA Trends in Optics and Photonics Series (TOPS),* **99**, 469-474. (2005).

МНОГОИМПУЛЬСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ФОТОННЫХ ЭХО-ПРОЦЕССОРАХ

Латыпов И.З., Петрушкин С.В.*, Самарцев В.В.*
Казанский государственный университет,
*Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань, Россия

В данной работе проведено изучение физических принципов многоимпульсного управления когерентными и релаксационными процессами в твердотельных фотонных эхо-процессорах. Теоретически рассмотрена реализация в оптике техники «сужения» дипольно-уширенных спектральных линий с помощью многоимпульсных оптических последовательностей (типа WAHUHA).

При решении многих практических задач использование цифрового представления данных ведет к существенному усложнению схемных реализаций, поэтому для такого типа задач необходимо использовать аналоговые процессоры, к классу которых принадлежит и фотонный эхо-процессор.

Фотонное эхо является способом записи и обработки информации, намного превосходящим по плотности и быстродействию все применяющиеся в настоящее время методы. Фактором, сдерживающим его внедрение, является необходимость использования, как правило, гелиевых температур для его эффективного применения. Лазерное охлаждение на сегодняшний день представляется единственным способом построения компактного устройства, охлаждающего твердое тело до температур, меньших, чем это можно достигнуть при помощи устройств на основе эффекта Пельтье. Проблема лазерного охлаждения твердотельных образцов – как экспериментально, так и теоретически, активно разрабатывается с конца девяностых годов [1, 2].

С другой стороны, нами указана возможность многоимпульсного управления когерентными процессами оптической обработки информации и сопровождающими их релаксационными процессами, протекающими в носителях информации оптических фазовых процессоров, функционирующих на основе явления фотонного эха [2]. В качестве носителей информации этих эхо-процессоров используются кристаллы, легированные некрамерсовыми редкоземельными ионами (Pr^{3+}, Eu^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}, Tb^{3+}, Pm^{3+}). Ещё в 1995 году Т. Моссбергом с коллегами [3] было продемонстрировано на примере эхо-процессора с носителем информации YAG: Tm^{3+}, что плотность записи информации таких процессоров может достигать нескольких гигабит/см^2, а скорость перезаписи может составлять несколько терагерц. Важным достоинством этого эхо-процессора является его компактность, поскольку в качестве возбуждающих лазеров были использованы компактные коммерческие диодные лазеры, а в качестве фотоприемников – лавинные фотодиодные детекторы. В 1997 году Р. Макфарлайн и М. Жу [4] также использовали компактные полупроводниковые диодные лазеры и фотоприемники в созданном ими эхо-процессоре с носителем информации LaF_3: Tm^{3+}. Рабочая длина волны этих лазеров равна 793 нм, и она соответствовала длине волны энергетического перехода $^3H_6(l)$-$^3H_4(l)$ ионов трехвалентного тулия. Недостатком вышеупомянутых процессоров является использование криогенных жидкостей для достижения низкой температуры их носителя информации, которую нужно было обеспечить для того, чтобы выполнить одно из основных условий возбуждения фотонного эха: длительность возбуждающих импульсов Δt и временной интервал τ между ними должны быть короче времени фазовой релаксации T_2.

Улучшить эффективность работы оптического эхо-процессора можно за счет удлинения времени фазовой релаксации T_2 при использовании последовательностей радиочастотных импульсов. Нередко временной интервал между первыми двумя импульсами оказывается недостаточным для размещения в нём закодированной последовательности "объектных" сигналов. Дело доходит до того, что эти временные интервалы делаются нулевыми [3]. Поэтому бывает важно удлинить время фазовой релаксации T_2, которое напрямую связано с обратной однородной шириной спектральной линии. В таких критических ситуациях применяют процедуру сужения однородной ширины линии. Сузить однородную ширину спектральной линии означает улучшить работу эхо-процессора, что, по существу, равноценно решению проблемы снижения температуры носителя информации. Существует ряд методов,

нейтрализующих взаимодействия, приводящие к однородному уширению спектральных линий. При этом различают прямые и косвенные воздействия на активные частицы в носителях информации: 1) прямые воздействия устраняют взаимодействия непосредственно между активными частицами; 2) косвенные, как правило, нейтрализуют взаимодействия между частицами окружения, взаимодействие которых приводит к флуктуациям локальных электромагнитных полей в местоположениях активных частиц, вызывая тем самым однородной уширение. Один из прямых методов сужения дипольно уширенных линий основан на применении многоимпульсных оптических последовательностей (типа WAHUHA). В оптике этот режим был впервые теоретически исследован в работе [5]. Физические принципы этого и других режимов сужения однородно-уширенных линий изложены в монографии [2]. В ней, в частности, высказывается идея использования таких многоимпульсных сужающих последовательностей в качестве битов информации, названных "холодными битами".

В данной работе нами проведено изучение физических принципов многоимпульсного управления когерентными и релаксационными процессами в твердотельных фотонных эхо-процессорах и устройствах квантового счета. Теоретически рассмотрена реализация в оптике техники «сужения» дипольно-уширенных спектральных линий с помощью многоимпульсных оптических последовательностей. На примере воздействия четырехимпульсной последовательности нами было показано как усредняется до нуля дипольное взаимодействие примесных центров в кристаллах, что физически и приводит к «сужению» однородной ширины спектральных линий. Нами также предложена экспериментальная установка эхо-процессора, в которой возбуждение носителя информации будет осуществляться с помощью многоимпульсной последовательности WAHUHA (рис 1.).

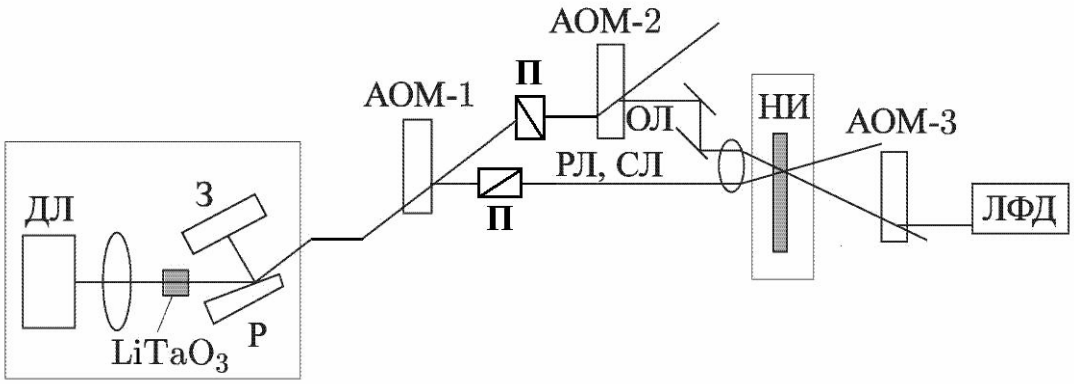


Рис 1. Схема экспериментальной установки эхо-процессора, на которой возможно осуществить усреднение диполь-дипольного взаимодействия при помощи многоимпульсной оптической последовательности, подаваемой в режиме эхо-процессинга: ДЛ – диодный лазер, З – зеркало, Р – дифракционная решетка, АОМ 1,2,3 – акустооптические модуляторы, НИ – носитель информации, ЛФД - лавинный фотодетектор, РЛ - референтный луч, ОЛ – объектный луч, СЛ – считывающий луч, П – фазовые переключатели

Экспериментальное решение этой фундаментальной научной задачи имеет важное значение как для обеспечения оптимальных режимов функционирования оптических фазовых процессоров на основе явлений долгоживущего фотонного эха и триггерного сверхизлучения, так и для когерентной оптической спектроскопии, включая эхо-спектроскопию.

Данная работа поддержана грантами РФФИ №04-02-16932а, №05-02-16003а и №04-02-81009-Бел2004, «Фондом содействия отечественной науке» и грантом CRDF (BRHE program, REC-007).

1. [C.E. Mungan, T.R. Gosnell. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*. **40**, 161, (1999).
2. С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев. *Лазерное охлаждение твердых тел*. Москва: Физматлит, (2005).
3. H. Lin, T. Wang, G.A. Wilson, T.W. Mossberg *Optics Letters.* **20,** 91, (1995).
4. R.M. Macfarlane, M. Zhu *Optics Letters.* **22,** 248, (1997).
5. В.В. Самарцев, А.С. Трайбер. *ЖПС.* **35,** 148, (1981).

ФОТОННЫЕ ЭХО В СВЕРХИЗЛУЧАЮЩИХ СРЕДАХ

Башаров А.М., Знаменский Н.В.
Лаборатория нелинейной оптики, РНЦ “Курчатовский институт”,
Москва, Россия

Обсуждается новый класс когерентных переходных явлений типа фотонного эхо, формирующихся в условиях развития оптических неустойчивостей, например при высвечивании импульсов сверхизлучения. Определены условия, при которых наведенная в среде когерентность сохраняется и после высвечивания импульса сверхизлучения.

При попытках наблюдения фотонного эхо в матрице $LaF_3:Pr^{3+}$ с имплантированными ионами празеодима Pr^{3+} на воздействие ультракороткого когерентного импульса, резонансного переходу $^3H_4$ - $^3P_0$ (1-3) иона празеодима, система откликалась задержанным во времени когерентным излучением на частоте смежного перехода $^3P_0$ - $^3H_6$ (3-2) празеодима. Впервые об этом явлении сообщалось как о явлении, препятствующему наблюдению фотонного эхо [1]. В дальнейшем этот отклик среды на воздействие одного ультракороткого резонансного импульса был детально экспериментально исследован и были зарегистрированы и описаны режимы моноимпульсного [2] и многоимпульсного [3] когерентного излучения. Указанный отклик был интерпретирован как импульс сверхизлучения [2] и как когерентный эффект в индуцированном коллективном спонтанном излучении оптически плотных сред [4]. Обнаруженный сверхизлучательный эффект приводит к разрушению оптической когерентности на смежных переходах $^3H_4$ - $^3P_0$ и $^3P_0$ - $^3H_6$ иона празеодима, что и не позволяло наблюдать традиционное фотонное эхо.

В докладе показано, что в условиях сверхизлучения оптическая когерентность в среде сохраняется и со смежных переходов 1-3 и 3-2 переносится на переход 1-2. Тем самым в среде остаются фазовая память о воздействии первого возбуждающего импульса и возможность для формирования эффектов типа фотонного эхо. Однако теперь меняются требования к возбуждающим импульсам. Если для образования традиционного фотонного эхо в обычных (не сверхизлучающих) средах требуется воздействие двух резонансных импульсов одной несущей частоты, то для появления фотонного эхо в сверхизлучающих средах необходимым условием является воздействие двух (как минимум) возбуждающих импульсов разных несущих частот, которые будут резонансно взаимодействовать с разными переходами. В качестве примера рассмотрено воздействие на среду второго возбуждающего импульса,

резонансного переходу 1-2. Показано, что сигнал фотонного эхо появится, как и положено, спустя определенный промежуток времени после окончания взаимодействия со вторым импульсом, однако несущей частотой фотонного эхо будет частота перехода 1-2 или частота комбинационного рассеяния любой пробной нерезонансной световой волны.

Описанный эффект фотонного эхо является весьма общим и составляет основу целого класса явлений, которые типичны также и для обычных сред, помещенных в резонатор, мода которого резонансна одному из переходов излучателей среды. Кроме того, эффект должен проявляться и в тонких пленках резонансных атомов.

1. R.Kichinski, S.R.Hartman, *AIP Conf. Proc.*, N.146, 417, (1986).
2. V.A.Zuikov, A.A.Kalachev, V.V.Samartsev, A.M.Shegeda, *Laser Physics*, 10, 364, (2000).
3. G.G.Grigoryan, Yu.V.Orlov, E.A.Petrenko, A.Yu.Shashkov, N.V.Znamenskiy, *Laser Physics*, 15, 602, (2005).
4. А.М.Башаров, Г.Г.Григорян, Н.В.Знаменский, Э.А.Маныкин, Ю.В.Орлов, А.Ю.Шашков, Т.Г.Юкина, *ЖЭТФ*, 129, 239 (2006).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОННОГО ЭХО В СРЕДЕ С УПРАВЛЯЕМЫМ ГРАДИЕНТОМ: ВОЗМОЖНОСТЬ ДОСТИЖЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Сайдашева И.Ш., Арсланов Н.М.[*], Моисеев С.А.[*,**]

Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова, Казань, Россия

[*]Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань, Россия

**Graduate School of Information and Communications, Inha University, Incheon, S.Korea

Исследованы возможности сохранения оптических импульсов различной интенсивности на основе фотонного эхо в случае твердотельного вещества. Используя численные расчеты, определены оптимальные свойства среды и параметры импульса для эффективного восстановления информации.

Многие новые методы обработки квантовой информации нуждаются в эффективном сохранении и обратимом переносе квантовой информации из светового поля в среду (квантовой памяти). Квантовая память также позволяет создавать управляемые однофотонные источники и является необходимым инструментом для квантовых репитеров, которые допускают возможность реализации квантовой криптографии на очень длинные дистанции [1].

В данной работе исследовались возможности сохранения оптических импульсов различной интенсивности на основе использования варианта фотонного эхо [2]. В случае твердотельного вещества такая техника исследовалась в работах [3, 4] и в работах [5, 6], где предполагается, что вещество помещается во внешнее статическое электрическое, или магнитное поле, влияющее на резонансную частоту атомов, взаимодействующих со светом. Градиент внешнего поля направлен вдоль оси распространения светового луча, так что внутри среды часть атомов попадает в

резонанс со светом. Задача решалась численно с использованием системы уравнений Максвелла – Блоха. В соответствие с экспериментальными данными [4] восстановление светового поля возникало после изменения знака градиента на обратный. Расчеты показали, что наличие градиента атомных частот приводит к появлению своеобразной «ловушки» для света внутри среды, которая при определенных параметрах может эффективно захватить и отдавать почти всю энергию в сигнал эхо (рис 1), сохраняя другие классические параметры исходного светового импульса. При изменении свойств среды и параметров импульса коэффициент восстановления может меняться в достаточно широком диапазоне (см. рис. 2, 3). Таким образом, относительно небольшую величину сигнала эхо в работе [5] можно объяснить отсутствием оптимальных условий, найденных нами в расчетах. Полученные результаты указывают на возможность использования рассмотренного светового эхо для сохранения сугубо квантовых корреляций, переносимых световыми импульсами.

Работа поддерживалась грантом РФФИ № 06-02-16822 и НИОКР РТ № 06-6.3-343

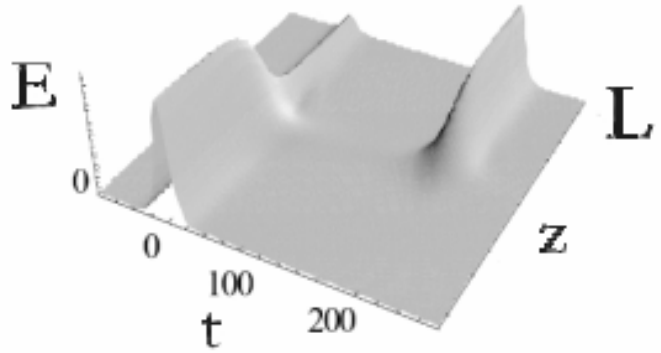


Рис. 1. Сохранение и восстановление светового импульса с площадью 18^0 в твердом теле. Градиент вдоль оси распространения светового поля $\Delta(z) = -\Delta_0 + \Delta_0 2z/L$ с Δ_0 = 0,5. При t=100 знак градиента менялся. Коэффициент поглощения среды α =0.3

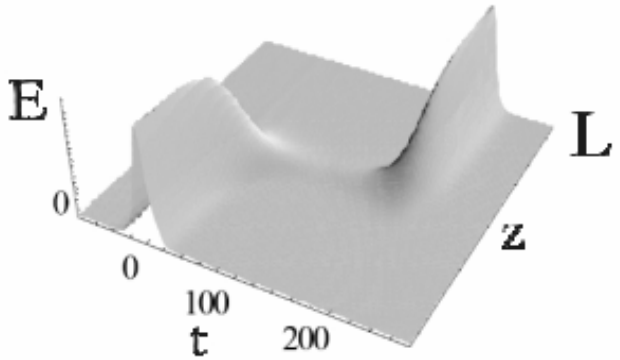


Рис. 2. Сохранение и восстановление светового импульса с площадью 18^0 в твердом теле. Коэффициент поглощения среды α=1, Δ_0 = 0,5. При t=100 знак градиента менялся

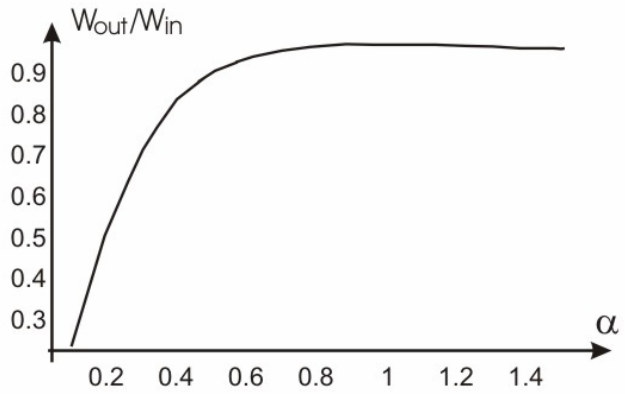


Рис. 3. Зависимость коэффициента восстановления импульса от коэффициента поглощения среды α

1. H.J. Briegel, W. Dur, J. I. Cirac, P. Zoller*, Phys. Rev. Lett.,* **81**, 5932, (1998).
2. S.A. Moiseev, S.Kroll*, Phys. Rev. Lett.*, **87,** 173601, (2001);
3. S. A. Moiseev, B. S. Ham, *Phys. Rev. A,* **70**, 063809, (2004).
4. S. A. Moiseev, V. F. Tarasov, B. S. Ham, *J. Opt. B,* **5**, S497, (2003).
5. A. L. Alexander, J. J. Longdell, M. J. Sellars, N. B. Manson, *Phys. Rev. Lett.,* **96,** 043602, (2006).
6. B. Kraus, W. Tittel, N. Gisin, M. Nilsson, S. Kröll, J. I. Cirac, *Phys. Rev. A*., **73**, 020302, (2006).

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ, АКТИВИРОВАННОМ КРАСИТЕЛЕМ

Бондарчук А.С., Мельникова Е.А.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Экспериментально исследована возможность управления дифракционной эффективностью динамических голограмм, формируемых при четырехволновом обращении волнового фронта в ориентированном слое нематического жидкого кристалла, активированного красителем родамин 6Ж и полиметиновым красителем ПК 7098. Предложены схемы электрически управляемых дифракционных элементов на основе активированных жидкокристаллических сред.

Проявляемый интерес к исследованиям легированных жидких кристаллов (ЖК) обусловлен широкими возможностями их использования для создания управляемых ЖК-структур для пространственно-временной модуляции лазерного излучения, хранения, передачи и обработки оптической информации.

В настоящей работе отработана технология легирования нематического ЖК красителем и создания ЖК элементов с управляемой ориентацией директора ЖК. Для ориентации молекул ЖК подложки покрывались поливиниловым спиртом, на котором создавался микрорельеф. Принцип работы ЖК элементов основан на использовании эффекта «гость-хозяин». Внешнее электрическое поле, изменяя ориентацию директора ЖК, меняло ориентацию дипольного момента молекул красителя. Этот эффект был использован в работе для управления энергетической эффективностью обращения волнового фронта.

Экспериментально исследована зависимость оптической толщины среды и дифракционной эффективности записанных в ней динамических голограмм от угла ориентации директора ЖК (дипольного момента молекул красителя) по отношению к поляризации падающего излучения. Запись голограмм осуществлена с использованием второй гармоники лазера на иттрий-алюминиевом гранате (λ = 532 нм, длительность импульса τ =20 нс) в схеме четырехволнового взаимодействия, лежащего в основе записи динамических ОВФ-голограмм. Показано, что за счет изменения взаимной ориентации дипольного момента молекул и вектора поляризации формирующего решетку излучения осуществлено изменение оптической толщины среды, которое привело к изменению дифракционной эффективности динамических голограмм в два раза.

1. П. де Жен *Физика жидких кристаллов*, 87-95, (1977).
2. И.П. Ильчишин, Е.А. Тихонов, М.Т. Шпак, А.А. Дорошкин *Письма в ЖЭТФ*, **24**, № 6, 336-339, (1976).
3. А.С. Сонин Введение в физику жидких кристаллов, 94-106, (1983).

МНОГОФОТОННЫЕ МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ С УЧАСТИЕМ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В КРИСТАЛЛАХ

Иванов А.В., Перлин Е.Ю.

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

Рассмотрен процесс многофотонного поглощения мощного лазерного излучения для двух моделей энергетических зон кристалла: трехзонной электронной структуры и структуры с непрямой запрещенной зоной. В рамках теории возмущений получены выражения для скоростей многофотонной генерации электрон-дырочных пар для переходов с участием свободных носителей. Сравнение полученных величин с вероятностями прямых и непрямых (с участием фононов) межзонных переходов, которые могут происходить в исследуемых системах, показывает, что благодаря особенностям рассмотренных электронных зонных структур вероятности переходов с участием свободных носителей на несколько порядков больше величин вероятностей других межзонных переходов.

Многофотонные межзонные переходы (МФМП) с участием свободных носителей впервые рассматривались в работах[1,2], в которых изучалась генерация электрон-дырочных пар (ЭДП) излучением CO_2 лазера в кристаллах InAs в условиях, когда энергия 3-х фотонов была немного меньше ширины запрещенной зоны материала E_g. Дефицит восполнялся за счет кинетической энергии свободных электронов, разогретых за счет внутризонного поглощения света. В работах[3,4] было показано, что переходы такого типа могут привести к развитию процесса многофотонной лавины и, в конечном счете, к пробою материала.

Если выполняется соотношение $l\hbar\omega < \mathrm{E_g} < (l+1)\hbar\omega$, то дефицит энергии $\Delta = \mathrm{E_g} - l\hbar\omega$, необходимой для рождения ЭДП при поглощении l фотонов, может

быть восполнен за счет кинетической энергии свободных электронов, которая в этом случае должна превышать пороговое значение E_{th}. Если $E_{th} >> k_B T$, то в процессе могут участвовать лишь свободные электроны с достаточно большой кинетической энергией, которая может быть приобретена за счет внутризонного поглощения света. Ясно поэтому, что такие процессы актуальны лишь для длинноволновой области спектра, где сечения внутризонного поглощения света достаточно велики. Для излучения видимой или ближней ИК области спектра такие процессы малоэффективны, т.к. их скорость пропорциональна числу n_{pe} фотовозбужденных носителей (электронов или дырок) с кинетической энергией, превышающей E_{th}, а величина n_{pe} мала из-за низких значений сечений внутризонного поглощения света в данной области спектра и из-за чрезвычайно коротких (благодаря взаимодействию с LO фононами) времен внутризонной релаксации τ_R фотовозбужденных носителей ($\tau_R \sim 10^{-13}$ с). Указанных недостатков лишена трехзонная модель электронного энергетического спектра кристалла, которая включает валентную зону v и две зоны проводимости c и c_1. Электроны попадают в верхнюю зону проводимости c_1 в результате «обычных» пятифотонных переходов между зонами v и c и затем за счет двухфотонных переходов между c и c_1, что вполне реально при актуальных для данной задачи значениях интенсивностях света $j \sim 10^{10}$–10^{12} Вт/см^2. Генерация ЭДП происходит в результате многофотонных процессов оже-типа $c_1 + l\hbar\omega = ccv$. Эффективность указанного процесса обусловлена следующими обстоятельствами а) скорость указанного процесса слабо зависит от кинетической энергии электрона в зоне c_1, которая не должна в данном случае превышать какое-либо пороговое значение; б) скорость межзонной релаксации электронов на 3-5 порядков ниже, чем скорость внутризонной релаксации.

Особенностью модели с непрямой запрещенной зоной является необходимость присутствия дополнительного излучения с величиной кванта большей, чем основное излучение, для создания начальной концентрации свободных электронов. Под действием этого излучения небольшое число частиц попадает из валентной зоны в зону проводимости и за счет двухфотонного внутризонного поглощения оказываются вблизи границы зоны Бриллюэна. Такие частицы имеют кинетическую энергию, превышающую пороговое значение $E_{th,}$ и достаточно большой квазиимпульс, необходимый для выполнения закона сохранения при межэлектронном взаимодействии. Рассмотренный тип многофотонных межзонных переходов в материалах с непрямой запрещенной зоной,, как показывают результаты расчетов, является весьма эффективным при интенсивностях лазерного излучения $j \tau 10^{10}$ Вт/см^2.

1. 1. Перлин Е.Ю., Федоров А.В., Кашевник М.Б., *ЖЭТФ*, **85,** № 4 (10), 1357-1365, (1983)
2. 2. Данишевский А.М., Перлин Е.Ю., Федоров А.В., *ЖЭТФ*, **93,** № 4, 1319-1328, (1987)
3. 3. Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С., *ЖЭТФ*, **128**, № 2 (8), 411-421, (2005)
4. 4. Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С., *Известия РАН*, *сер. физ.*, **69,** № 8, 1129-1131, (2005)

ДИНАМИКА УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ДВУХПОДРЕШЕТОЧНЫХ И СО СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ

Белоненко М.Б., Демушкина Е.В., Сочнев И.В.
Волгоградский Государственный Университет, г. Волгоград, Россия

Рассмотрена динамика ультракоротких лазерных импульсов в сегнетоэлектриках типа порядок-беспорядок в случае, когда сегнетоэлектрик является двухподрешеточным или в нем существуют свободные носители заряда.

Исследование веществ различной природы при помощи спектроскопии ультракороткими лазерными импульсами приобретает в последнее время все большее распространение. Сегнетоэлектрики, в этом аспекте, занимают одну из лидирующих позиций, что объясняется, в частности, и тем, что они широко применяются для управления полем лазерного излучения [1]. Вместе с тем осталось теоретически неисследованным распространение ультракоротких лазерных импульсов для двухподрешеточных сегнетоэлектриков и сегнетоэлектриков в присутствии носителей заряда. В работе [2] был сделан учет тока, возникающего при прохождении ультракороткого лазерного импульса в веществе, но феноменологически, на основании предположения о выполнимости закона Ома.

Динамика распространения ультракоротких лазерных импульсов в двухподрешеточных сегнетоэлектриках моделировалась на основании гамильтониана, имеющего стандартную де Женновскую форму для двух подрешеток [3]:

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j}\left[K_{ij}\left(S^z_{i,1}S^z_{j,1} + S^z_{i,2}S^z_{j,2}\right) + L_{i,j}S^z_{i,1}S^z_{j,2}\right] - \Omega\sum_j\left(S^x_{j,1} + S^x_{i,1}\right) - \\ - \Delta\sum_j\left(S^z_{j,1} - S^z_{j,2}\right) - \sum_j E\left(S^z_{j,1} + S^z_{j,2}\right) \qquad (1)$$

где K и L эффективные константы взаимодействия диполей, принадлежащие к одной и той же подрешеткам и к различным решеткам соответственно; Δ мера асимметричности одночастичного потенциала; E - электрическое поле лазерного импульса; S^x и S^z операторы туннелирования и электрического дипольного момента для протона на водородной связи соответственно.

Записав уравнения движения Гейзенберга для псевдоспиновых переменных в континуальном пределе и дополнив их релаксационными членами [3], была получена эффективная система уравнений, решаемая численно.

Учитывая наличие тока в кристалле сегнетоэлектрика со свободными носителями заряда, необходимо записать уравнение на поле E как:

$$E_{tt} - c^2 E_{\xi\xi} = -4\pi\cdot\mu_0\cdot\left\langle S^z\right\rangle_{tt} - 4\pi j_t \qquad (2)$$

Для определения тока введем функцию распределения:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + qE\frac{\partial f}{\partial p} + v\frac{\partial f}{\partial \xi} = St(F(p), f(p,\xi,t)) \qquad (3)$$

где q - эффективный заряд носителей тока; $v = \partial\varepsilon(p)/\partial p$ скорость носителей, определяемая через закон дисперсии $\varepsilon(p)$; $St(F(p), f(p,\xi,t)$ - интеграл столкновений.

В качестве импульса p рассматривается проекция трехмерного импульса на ось ξ. Интеграл столкновений выберем в приближении времен релаксации, согласно которому:

$$St(F(p), f(p,\xi,t) = \frac{F(p) - f(p,\xi,t)}{\tau} \tag{4}$$

Выбирая для времени релаксации носителей заряда для случая сегнетоэлектриков с протонной проводимостью оценку $\tau \approx 10^{-15} c$, и, учитывая, что длительность ультракороткого импульса примерно $10^{-13} - 10^{-14} c$, уравнение (3) можно решать разложением в ряд по отношению τ к длительности ультракоротких импульсов. В этом случае, с точностью до членов третьего порядка, имеем:

$$j = a_1 E + a_2 \partial E/\partial t + a_3 \partial^2 E/\partial t^2 + a_4 E^3 + a_5 E \partial E/\partial \xi \tag{5}$$

Заметим, что первое слагаемое совпадает с обычной проводимостью и имеет величину для типичных сегнетоэлектриков с протонной проводимостью сравнимую с проводимостью расплавленного образца. Уравнение для поляризации сегнетоэлектрика можно переписать в виде:

$$\widetilde{Z}_{tt} + \Omega^2 \widetilde{Z} = \Omega(J\widetilde{Z} + A\widetilde{Z}_{\xi\xi} + E)\sqrt{M^2 - \widetilde{Z}^2 - \widetilde{Z}_t{}^2/\Omega^2} + \widetilde{Z}_t / T_2 \tag{6}$$

где T_2 - феноменологически введенное время поперечной релаксации псевдоспина [3,4]. Для описания динамики распространения импульса лазерного излучения в рассматриваемой системе формально введем малую величину, характеризующую отклонение псевдоспиновой системы от равновесия, и будем искать решение для Z в виде:

$$Z = \varepsilon \cdot U(X,T), X = \varepsilon^{1/2}(\xi - Vt), T = \varepsilon^{3/2} t \tag{7}$$

где V - скорость распространения волнового пакета, бегущего в положительном направлении по ξ. Имеем:

$$\begin{aligned} &-2V(A_3 + 4\pi \cdot \mu_0)U_T + 2A_5(V^2 - c^2)UU_X + \\ &+V^2(V^2 - c^2)(A_1 V^2 - A)U_{XXX} = 0, \end{aligned} \tag{8}$$

Уравнение (8) – это уравнение Кортевега-де-Фриза [4], которое имеет следующее односолитонное решение, описывающее один лазерный импульс:

$$U = \frac{3k^2}{\gamma \cdot ch^2[k^2\beta(X - \alpha k^2 T/\beta)/2]} \tag{9}$$

Учет ненулевой протонной проводимости и конечного времени поперечной релаксации псевдоспина приводит к тому, что уравнение (8) необходимо дополнить слагаемыми, рассматриваемыми ниже как возмущение P. Возмущение P приобретает вид:

$$P = B_1 U + B_2 U_{XX} + B_3 U_X + B_4 U^2 \tag{10}$$

Типичная временная зависимость параметра χ от времени (при температурах далеких от температуры Кюри) приведена на рис.1 (значения основных параметров приведены в подписи к рисунку).

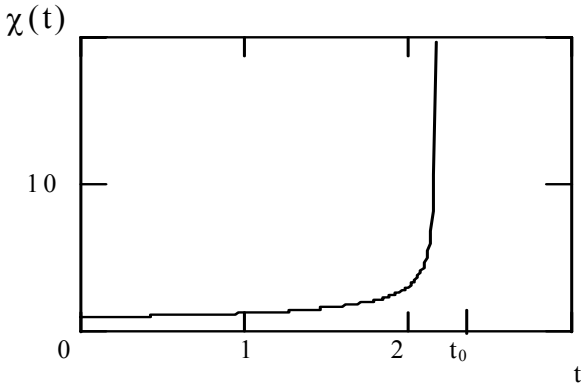


Рис. 1. Зависимость $\chi(t)$, $J = 120$ К, $\Omega = 15$ К, $T_2 = 10^{-12}$ с, единица времени соответствует 10^{-4} с.

Таким образом, амплитуда солитона может стать бесконечной за некоторое конечное время t_0, а его ширина будет при этом стремиться к нулю. Это дает возможность определять параметры сегнетоэлектрика с протонной проводимостью по резкому изменению формы ультракороткого лазерного импульса распространяющегося в нем.

1. *Технологические лазеры: Справочник: В 2 т. Т. 2.* // Г.А.Абильсиитов, В.Г.Гонтарь, А.А.Колпаков, Л.А.Новицкий и др. Под общ. ред. Г.А.Абельсиитова. -М.: Машиностроение, 544 с, (1991).
2. M.B. Belonenko, V.V. Kabakov. On Laser Ultrashort-pulse Spectroscopy of the Ferroelectrics with Proton Conductivity. // *Laser Physics*, **8**, № 2, p.407-410, (1998).
3. Р. Блинц, Б. Жекш, *Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики*. – М.: Мир, 398 с, (1975).
4. *Солитоны в действии*. // Под ред. Лонгрена К., Скотта Э. - М.: Мир, 312 с, (1981).

НОВЫЙ КЛАСС ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В МАГНИТНЫХ ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Фурс А.Н., Сныткова А.Ю.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Предсказывается существование нового класса поверхностных электромагнитных волн, локализованных у границы раздела прозрачных магнитных сред. Наличие таких волн обусловлено различием в направлениях гирационных векторов пограничных материалов. Исследуются волны на границе раздела частей одной и той же одноосной среды с гирационными векторами, перпендикулярными к этой границе и противоположно направленными друг к другу.

В настоящее время наряду с хорошо изученными поверхностными электромагнитными волнами (поверхностными поляритонами) в средах с отрицательными диэлектрическими проницаемостями [1] широко исследуются волны на границах раздела анизотропных материалов с различающейся кристаллографической симметрией. Существование таких поверхностных волн на границах одноосных кристаллов и изотропных сред было впервые теоретически предсказано в работах [2,3]. Впоследствии они получили название сингулярных или бездисперсионных поверхностных поляритонов [5]. Поверхностные волны в плоскостях симметрии двухосных кристаллов, граничащих с изотропными средами, исследовались в работах [6,7]. Бездисперсионные поляритоны могут быть также возбуждены на границе раздела двух частей одного и того же одноосного кристалла с различным расположением элементов симметрии этих частей [4,5] (когда оптические оси скрещены в плоскости раздела). В данной работе мы предсказываем новый тип поверхностных волн, существование которых обусловлено различной магнитной гиротропией пограничных материалов.

Рассмотрим прозрачный одноосный магнитный гиротропный кристалл, характеризуемый на заданной частоте ω обратной диэлектрической проницаемостью $a = 1/\varepsilon$ и эрмитовым тензором магнитной проницаемости

$$\mu = \mu_1 + (\mu_2 - \mu_1)\mathbf{c} \otimes \mathbf{c} + ig\mathbf{c}^{\times}, \qquad (1)$$

где $\mathbf{c}$ – единичный вектор, направленный вдоль оси симметрии высшего порядка, $\mathbf{c} \otimes \mathbf{c}$ – диада, $\mathbf{c}^{\times}$ – антисимметричный тензор, дуальный вектору $\mathbf{c}$ [8], g – параметр гирации. Пусть ось z декартовой системы координат направлена вдоль вектора $\mathbf{c}$. Рассечем кристалл плоскостью $z = 0$, развернем половину $z > 0$ на 180° вокруг оси в плоскости сечения и соединим обе части кристалла. Ясно, что в результате такой операции в отсутствие гиротропии ($g = 0$) исходный кристалл восстанавливается, и никакие возбуждения, локализованные вблизи плоскости $z = 0$, невозможны. При $g \neq 0$ верхняя половина кристалла описывается комплексно сопряженным тензором магнитной проницаемости μ^{*}, отличным от тензора μ (1). Рассмотрим распределение поля, локализованного вблизи плоскости $z = 0$, и задаваемое при $z < 0$ выражениями

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sum_{s=1}^{2} C_s \mathbf{H}_s^0 \exp[ik(\mathbf{b} + \eta_s \mathbf{q})\mathbf{r} - i\omega t],$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{s=1}^{2} C_s \mathbf{E}_s^0 \exp[ik(\mathbf{b} + \eta_s \mathbf{q})\mathbf{r} - i\omega t], \qquad (2)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{c}$ – единичный вектор нормали к плоскости раздела; $\mathbf{b}$ – единичный вектор, определяющий направление распространения волны ($\mathbf{bq} = 0$); k – волновое число; $\mathbf{H}_s^0$ и $\mathbf{E}_s^0$ – амплитуды парциальных волн на границе раздела, $s = 1, 2$; C_s – весовые коэффициенты; η_s – комплексные параметры локализации поля, для которых $\mathrm{Im}\,\eta_{1,2} < 0$. Считаем, что распределение поля в области $z > 0$ описывается выражениями, аналогичными (2), при этом индексы s принимают значения 3 и 4, и $\mathrm{Im}\,\eta_{3,4} > 0$. Подставляя соотношения (2) в уравнения Максвелла и учитывая граничные условия, получим

$$\eta_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2a\mu_2}}\Big[-\mu_1(a-\mu_2\nu^2)-\mu_2(a-\mu_1\nu^2)\pm$$

$$\pm\sqrt{a^2(\mu_1-\mu_2)^2-4\mu_2 g^2\nu^2(a-\mu_2\nu^2)}\Big]^{1/2}, \qquad (3)$$

где безразмерная фазовая скорость волны $\nu = \omega/(ck)$, выраженная в единицах скорости c, находится из следующего дисперсионного уравнения

$$\sqrt{\mu_2}(a-\mu_1\nu^2)+\sqrt{[\mu_1 a-\nu^2(\mu_1^2-g^2)](a-\mu_2\nu^2)}=0. \qquad (4)$$

Коэффициенты $\eta_{3,4}$ комплексно сопряжены по отношению к $\eta_{1,2}$. Соотношения (3), (4) могут быть также выведены с использованием общего интегрального подхода в теории поверхностных волн в бианизотропных средах, изложенного в работе [9].

Из анализа дисперсионного уравнения (4) следует, что оно имеет решения, описывающие поверхностные волны, тогда и только тогда, когда

$$\mu_1 > \mu_2 > 0, \qquad g \neq 0. \qquad (5)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае поверхностные поляритоны могут быть возбуждены, если кристалл одновременно *анизотропен* и *гиротропен*. При этом решение $\nu = \nu_S$ уравнения (4) удовлетворяет неравенствам $0 < \nu_S^2 < \nu_L^2$, где $\nu_L^2 = a\mu_1/(\mu_1^2 - g^2)$, если $g^2 < \mu_1^2(\mu_1-\mu_2)/(\mu_1+\mu_2)$, и $\nu_L^2 = a[1+\sqrt{g^2-(\mu_1-\mu_2)^2}/g]/(2\mu_2)$ в противном случае.

Параметры локализации η_j, $j = 1, 2, 3, 4$, могут быть как чисто мнимыми, так и иметь ненулевые действительные части в зависимости от того, меньше или больше модуль коэффициента гирации g величины $2\mu_1\sqrt{(\mu_1-\mu_2)/[3(\mu_1+3\mu_2)]}$. В первом случае амплитуды парциальных волн экспоненциально спадают при удалении от границы раздела. Во втором случае зависимость полей от координаты z более сложная – спадающие амплитуды парциальных волн осциллируют.

При переходе к слабо гиротропным кристаллам ($|g| \to 0$) один из мнимых коэффициентов $\eta_{1,2}$ (3) стремится к нулю, а второй остается конечным. Это означает, что в таких кристаллах одна из парциальных волн делокализуется, а другая остается сильно локализованной.

Численные расчеты для ряда значений материальных параметров a, μ_1, μ_2 и g показывают, что поляризация поверхностной волны (2) при $z \neq 0$ эллиптическая, при этом одна из полуосей эллипса поляризации параллельна вектору $\mathbf{b}$, а другая лежит в плоскости векторов $\mathbf{q}$ и $\mathbf{a} = [\mathbf{bq}]$. На границе раздела $z = 0$ поляризация становится линейной в плоскости $\mathbf{q}$, $\mathbf{a}$. Усредненный по времени вектор Умова-Пойнтинга направлен вдоль $\mathbf{b}$ при любых значениях z.

Тензорами вида (1) могут характеризоваться магнитные свойства кристаллов классов симметрии 3, $\bar{3}$, 4, $4/m$, $\bar{4}$, 6, $6/m$, $\bar{6}$. Сюда также относятся однородно намагниченные ферромагнетики и антиферромагнетики типа «легкая ось» (см., например, работы [10,11]) в СВЧ диапазоне частот. Для них условия (5) выполняются, если частота поверхностной волны не превышает резонансную

частоту ω_0. При этом если $\omega \to \omega_0$, то дисперсионное уравнение (4) имеет решения $\nu \to 0$ (или $k \to \infty$), соответствующие магнитостатическому пределу для рассматриваемых поверхностных электромагнитных волн.

1. *Поверхностные поляритоны*, под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса, М.: Наука, (1985).
2. Ф.Н. Марчевский, В.Л. Стрижевский, С.В. Стрижевский, *ФТТ*, **26**, 1501-1503, (1984).
3. М.И. Дьяконов, *ЖЭТФ*, **94**, №4, 119-123, (1988).
4. Н.С. Аверкиев, М.И. Дьяконов, *Опт. и спектр.*, **68**, №5, 1118-1121, (1990).
5. А.Н. Даринский, *Кристаллография*, **46**, №5, 916-918, (2001).
6. В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, *ФТТ*, **44**, №10, 1895-1899, (2002).
7. A.N. Furs, V.M. Galynsky, L.M. Barkovsky, *J. Phys. A.: Math. Gen.*, **38**, 8083-8101, (2005).
8. Ф.И. Федоров, *Теория гиротропии*, Мн.: Наука и техника, (1976).
9. V.M. Galynsky, A.N. Furs, L.M. Barkovsky, *J. Phys. A.: Math. Gen.*, **37**, 5083-5096, (2004).
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, (1982).
11. М.И. Каганов, Н.Б. Пустыльник, Т.И. Шалаева, *УФН*, **167**, №2, 191-237, (1997).

ПОРОГИ И КИНЕТИКА ИНИЦИИРОВАНИЯ АЗИДОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ ИМПУЛЬСАМИ КОГЕРЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П., Яковлев А.Н.
Томский политехнический университет, Томск, Россия

В работе приведена информация о закономерностях взрывного разложения азидов тяжелых металлов при воздействии на них импульсов потоков лазерного и электронного излучения.

Под энергетическими порогами зажигания (ЭПЗ) взрывчатых веществ, азидов тяжелых металлов (АТМ) в частности, понимаются значения энергии W_{05}, плотность энергетической экспозиции H_{05}, мощности I_{05} и поверхностной плотности мощности q_{05} инициирующего потока энергии, соответствующие уровню $50^{\%}$ вероятности на вероятностной кривой инициирования. ЭПЗ является сложной функцией многих параметров: длительности воздействующего импульса τ_u, характеристического времени релаксации внешнего возбуждения $t_{рел}$, диаметра пучка d_n, показателей преломления, поглощения и рассеяния АТМ n_0, μ и β, плотности вещества, дисперсности порошка АТМ, давления прессования и объемного сжатия порошков АТМ. Это обстоятельство является причиной того, что в опытах различных авторов значения порогов сильно различаются. Настоящая работа посвящена исследованию зависимости ЭПЗ АТМ от параметров пучка воздействующего импульса энергии и кинетики развития процесса взрывного разложения.

Для инициирования АТМ использовалось излучение импульсного лазера и импульсного электронного ускорителя. Использованные лазеры позволяли получать импульсы излучения длительностью 10…20 нс, имелась возможность в широких

пределах изменять плотность энергетической освещенности в плоскости возбуждаемого образца.

Излучение неодимового лазера (энергия кванта 1,17 эВ) приходится на область прозрачности макрокристаллов и прессованных порошков азидов свинца и серебра; CO_2 - лазера (энергия кванта 0,117 эВ) - на область собственного поглощения азида свинца; эксимерного лазера (энергия кванта 4 эВ) – на область собственного поглощения. Импульсный сильноточный ускоритель электронов позволял получать импульсы излучения с энергией до 1 Дж, со средней энергией ускоренных электронов около 300 КэВ, регулируемой длительностью импульса потока электронов от 5 до 20 нс.

Кинетика взрывного разложения регистрировалась по вспышке свечения, сопровождающего начало процесса со временным разрешением 10 нс. Кинетика свечения регистрировалась ФЭУ-106, ФЭУ-Н6780-04, ФЭУ-5783-01. Зонными ФЭУ измерялось только свечение области возбуждаемой поверхности образца, панорамным – свечение во всем объеме измерительной камеры. Все измерительные системы были синхронизованы с инициирующим импульсом. Градуировка, синхронизация и юстировка измерительных систем осуществлялась путем измерений распыления тонких металлических пленок при воздействии на них импульсов лазерного излучения.

Для установления природы зажигания введен дополнительный параметр – объемная пороговая плотность поглощенной энергии ω_{05} (объемную плотность мощности i_{05}), которая характеризует минимальную величину поглощенной в единице объема вещества энергии (мощности), приводящей к зажиганию или взрывному разложению вещества. Для макрокристаллов и порошков с известными оптическими характеристиками определение ω_{05} возможно из соотношения $\omega_{05} = F_0 H_{05} \mu$, где F_0 – коэффициент увеличения освещенности в объеме среды[1]; μ – показатель поглощения.

Результаты исследования ЭПЗ АТМ при инициировании импульсными потоками излучения различных лазеров и электронных пучков представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Пороги зажигания АТМ (прессованные порошки, макрокристаллы) короткими импульсами энергии.

Воздействующий фактор	Тип АТМ	μ; $см^{-1}$	h, см	H_{05}, Дж/$см^2$	ω_{05}, Дж/$см^3$	Примечание
CO_2-лазер (λ_0 = 10,6 мкм; $h\nu_0$ = 0,1 эВ)	$Pb(N_3)_2$, порошок	$\sim 10^3$	10^{-3}	< 5	10^3	Отсутствие электронно-дырочных *(n-e)* пар; нагрев
Неодимовый лазер (λ_0 = 1,06 мкм; $h\nu_0$ = 1,17 эВ)	AgN_3, кристалл PbN_6, порошок AgN_3, порошок	$\sim 10^{-2}$ 10^{-2} 10*	~100 $\sim 10^{-2}$ $5 \cdot 10^{-3}$	0,1 $5 \cdot 10^{-3}$ $5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3} 0,1; 0,5 1,0	Низкая концентрация *n-e* пар ($\sim 10^{12}$-10^{14} $см^{-3}$); отсутствие нагрева объема
Пучок ускоренных электронов	AgN_3, кристалл PbN_6, порошок	320	$\approx 10^{-2}$ $\sim 10^{-2}$	0,1 0,1	10	Высокая концентрация *n-e* пар ($\sim 10^{19}$ -$10^{20}$$см^{-3}$); отсутствие нагрева

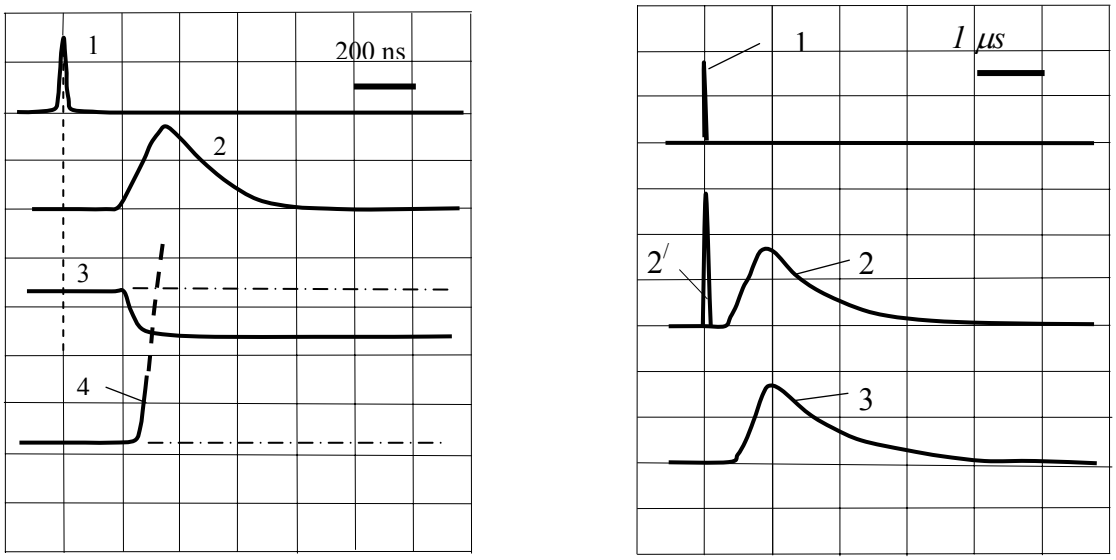
Азотный лазер ($h\nu_0$ = 3 эВ)	PbN_6, порошок	10^4	$\approx 10^{-4}$	0,1-<u>10</u>	10^3-<u>10^5</u>	Предельно высокая концентрация *n-e* пар ($\geq 3\cdot10^{22}$см$^{-3}$); сильный нагрев объема
Эксимерный лазер ($h\nu_0$ = 4 эВ)	AgN_3, кристалл,	10^5	$\approx 10^{-5}$	<u>1,5</u>	10^4-	
	порошок	10^5	$\approx 10^{-5}$	<u>0,1-5</u>	<u>$5\cdot10^5$</u>	

Здесь знак * – означает усредненное значение; подчеркнутые значения – пороги с открытой поверхности ВВ, h – глубина проникновения излучения в вещество.

В таблице приведены типы использованных источников возбуждения, АТМ, характеристики АТМ и потока энергии. В левом столбце приведены отличительные особенности результата взаимодействия потока энергии с веществом. Как следует из представленных результатов исследований, ЗПЗ в зависимости от условий возбуждения существенно различаются. Очевидно, что ЭПЗ не определяется созданием электронно-дырочных пар.

Нами с целью установления природы инициирования взрывного разложения проведены исследования кинетики развития процесса с наносекундным временным разрешением для ряда энергетических материалов при возбуждении импульсом лазерного и электронного излучения. Синхронно наблюдалась кинетика взрывного свечения и акустического импульса, динамика разлета продуктов, движения фронта волны горения и возникновения электрической проводимости в объеме образца. Выделяются следующие основные закономерности процесса (см. рис.1).

При лазерном возбуждении (τ_u = 20 нс) после окончания воздействия всегда наблюдается индукционный период, длительность которого при пороговых воздействиях составляет около 200 нс и уменьшается при увеличении уровня внешнего возбуждения. По окончании индукционного периода возникает короткая (длительность 100-200 нс) вспышка свечения (кр. 2 рис.1,а), одновременно с появлением которой начинается разлет продуктов разложения (кр.3 рис.1,а) и формирование акустического отклика. Нами определено, что взрывное свечение есть свечение низкотемпературной плазмы. При инициировании АТМ пучком ускоренных электронов длительностью около 25 нс наблюдаются подобные кинетические закономерности. Отличительной особенностью при данном способе зажигания является возникновение свечения в момент облучения образца как при пороговых уровнях, так и при уровнях воздействия значительно меньших пороговой величины (кр. $2^{/}$ рис. 1,б). Показано, что это свечение обусловлено люминесценцией АТМ.



а б

Рис. 1. Кинетические кривые изменения со временем мощности импульсов возбуждения – 1, свечения – 2, 2', моменты начала движения поверхности и детонации – 3 и 4 на рис.а; кинетика свечения 2, 2' и 3 АТМ на рис.б после возбуждения образца с открытой и закрытой фольгой поверхности; а –возбуждение неодимовым лазером, б – импульсом потока электронов

Изучены спектры и временные характеристики этого вида свечения. Установлена люминесцентная природа этого вида свечения[2].

Таким образом, развитие процесса взрывного разложения не зависит от способа инициирования, но ЭПЗ сильно различаются. Полученные результаты разумно объясняются с позиций тепловой микроочаговой модели зажигания. Различия ЭПЗ определяются соотношениями между пространственно-временными параметрами внешнего воздействующего импульса и пространственно-временными релаксационными масштабами, характерными для исследуемого образца в конкретных условиях опыта.

1. Е.И. Александров, В.П. Ципилев, *Известия вузов. Физика*, **31**, № 10, 23-29 (1988).
2. В.И. Корепанов, В.М. Лисицын, В.И. Олешко, В.П. Ципилев, *ПЖТФ*, **28**, вып24, 48-52, (2002).

ИНВЕРСИЯ ПРОВАЛА НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ

Черненко А.А., Раутиан С.Г.*,**, Сапрыкин Э.Г.**
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия
**Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

Показано, что в методе пробного поля при ортогональных поляризациях встречных волн рост интенсивности слабой волны может приводить к инверсии провала насыщенного поглощения. В случае совпадающих поляризаций этот механизм не действует, однако пик поглощения может возникать при расщеплении нижнего состояния.

Наш интерес к вопросам инверсии провала насыщенного поглощения на переходах между возбужденными уровнями обусловлен результатами опыта.[1] В этой работе исследовался переход между уровнями с угловыми моментами 2, находящийся в поле сильной монохроматической волны линейной поляризации. Пробная встречная волна той же частоты имела круговую поляризацию. При сканировании частоты был зарегистрирован пик поглощения, который рос с увеличением интенсивности сильного поля. Поскольку нижнее состояние перехода было метастабильным, то авторы по аналогии с процессами, имеющими место при оптической накачке основного состояния, объясняли свой результат накоплением населенности на подуровне с m=0, не взаимодействующем с сильным полем. Анормальность полученного результата была выяснена после анализа, предпринятого в работе.[2] Было показано, что аналогии с накачкой основного состояния в данном случае ограничены. На возбужденных состояниях определяющую роль может играть ветвление излучения с верхнего уровня на другие, помимо нижнего уровня данного перехода. Это делает невозможным инверсию пика просветления в пик поглощения в условиях.[1]

В работе [2] отмечалось также, что некоторые особенности опыта [1] могут быть связаны с насыщением среды пробным полем. Результаты численного счета, которые мы докладываем, показывают, что, действительно, учет этого обстоятельства может обеспечить инверсию резонанса в условиях наличия ветвления. Вычисления проводились в рамках формализма матрицы плотности и модели релаксационных констант. Было рассмотрено взаимодействие ансамбля движущихся атомов с полем двух волн одной частоты, встречного направления распространения и произвольной амплитуды, резонансных переходу между вырожденными состояниями атома. При этом могло учитываться взаимодействие данного атомного перехода с некогерентным спонтанным излучением возмущенной атомной системы согласно модели, развитой в работах. [3-5] Полученная стационарная система нелинейных уравнений для элементов матрицы плотности решалась при вариации в широком диапазоне параметров атомного перехода и интенсивностей оптических полей.

На рис.1 представлены примеры изменения знака резонанса насыщенного поглощения на переходах с изменением полного момента J=1 – J=1 и J=2 – J=2, рассчитанные для значения параметра насыщения сильного поля G0 = 50. где $G0=2(dE/\hbar)^2/(\Gamma\Gamma_n)$, E – напряженность сильного поля, d-обобщенный дипольный момент перехода, Г-ширина перехода, Γ_n-ширина нижнего уровня. При численных расчетах использовались данные близкие к временам жизни уровней, ширинам линий и параметру ветвления для перехода $1s_5 - 2p_8$ атома неона ($\Gamma_m=5.5\cdot10^7$ c^{-1}, $\Gamma_n=10^5 \div 10^6$ c^{-1}, $A_{mn}=1.88\cdot10^7$ c^{-1}, $\Gamma=2.75\cdot10^7$ c^{-1}).

Увеличение интенсивности пробного поля приводит к изменению формы линии резонанса на переходе J=1 – J=1 при значениях отношений интенсивностей пробного и сильного полей $\beta>0.025$, а образование пика вместо провала при довольно больших значениях $\beta > 0.35$. Т.е. в ситуации близкой к случаю стоячей волны. В случае перехода J=2 – J=2 влияние пробного поля на работу поля проявляется при меньших значениях β, а инверсия резонанса происходит после $\beta > 0.05$. При этом в максимуме резонанса имеет место дублетная структура, схожая с наблюдаемой на опыте.[1] Увеличение интенсивности сильного поля уменьшает характерные значения параметров β.

Что касается компоненты пробной волны с поляризацией, совпадающей с поляризацией сильного поля, то рост ее интенсивности увеличивает насыщение, но не может приводить к инверсии пика. В случае совпадающих поляризаций сильного и пробного полей форма резонанса насыщенного поглощения на переходах, как с основного, так и с возбужденных состояний носит обычный вид провала в центре линии. Однако, и в данном случае инверсия нелинейного резонанса возможна, если в Λ-схемах с вырожденным нижним уровнем последний расщеплен, например, магнитным или электрическим полем на величину, превышающую четверть ширины перехода. Здесь пик поглощения возникает при отстройке частоты пробной волны относительно атомного перехода на величину, равную половине частоты расщепления атомных уровней. Эффект обусловлен переносом заселенности с подуровня, взаимодействующего с сильным полем, на подуровень, взаимодействующий с пробным полем, при спонтанном распаде верхнего уровня.

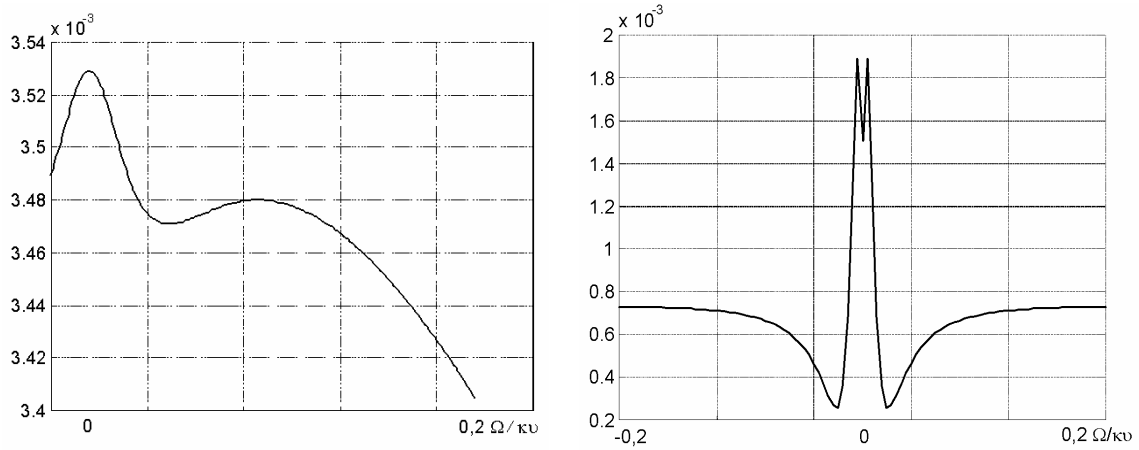


Рис.1. Форма резонанса насыщенного поглощения при G0=50 на переходах J=1-J=1, β=0.7 (слева) и J=2-J=2, β =0.07 (справа).

На рис.2 представлена форма резонанса насыщенного поглощения в трехуровневой Λ-схеме, когда расщепление нижних уровней мало (слева) и когда равно ширине Γ_m верхнего уровня. В первом случае наблюдается обычный провал в центре линии, амплитуда и ширина которого зависят от напряженностей сильной и пробной волн, а во втором случае – инвертированный пик. При дальнейшем расщеплении наблюдаются два провала на частотах расщепленных компонент и пик между ними.

В наших работах [3-5] исследовались спектроскопические особенности, проявляющиеся в нелинейной спектроскопии при учете самонасыщения оптических переходов – эффекта насыщения, обусловленного собственным спонтанным излучением атомов, возбужденных сильным полем. Было обнаружено влияние эффекта самонасыщения на форму скоростного распределения частиц по подуровням (структур Беннета и однородной полосы), эффективные времена жизни уровней и полуширины линий переходов. Установлены изменения населенностных, поляризационных, нелинейных интерференционных эффектов и полевого расщепления линий, обусловленные действием самонасыщения.

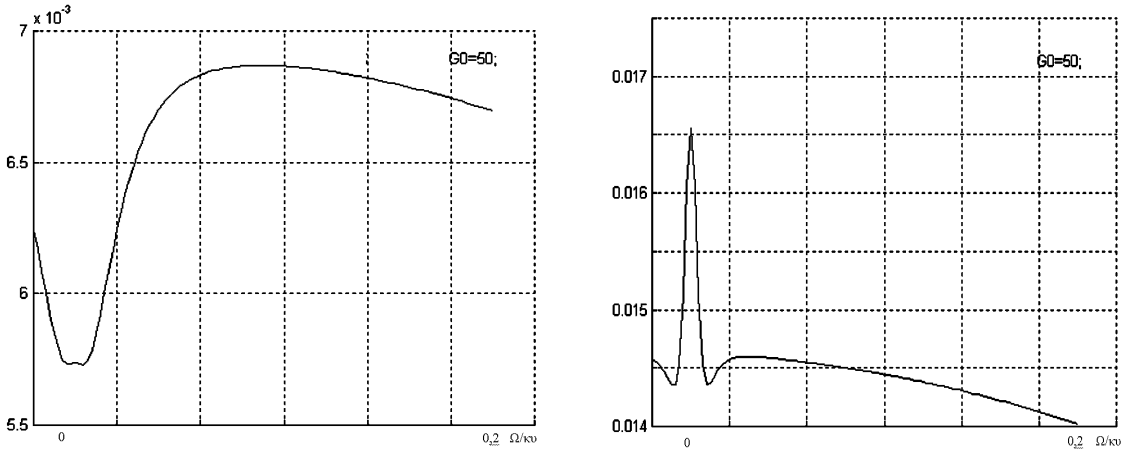


Рис.2. Форма резонанса насыщенного поглощения в схеме трех уровней: G0=50, β=0.123, величина расщепления нижних уровней $\Delta = 0.1\Gamma_m$ (слева) и $\Delta = \Gamma_m$ (справа)

Однако, в плане объяснения результатов [1] эффект самонасыщения не приводит к инверсии пика резонанса насыщенного поглощения. В отношении представленных задач моделирование с учетом эффекта самонасыщения показало, что данный эффект способствует проявлению инверсии пиков при более низких значениях интенсивности пробного поля, существенно увеличивает соотношение амплитуды пика к амплитуде подкладки и изменяет форму подкладки линии нелинейного поглощения на указанных переходах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17552).

1. А.В.Шишаев, И.А.Карташев, *Письма в ЖЭТФ*, **58**, 501-504, (1993).
2. С.Г.Раутиан, А.В.Шишаев, *ЖЭТФ*, **108**, №3, 807-828, (1995).
3. С.Г.Раутиан, Э.Г.Сапрыкин, А.А.Черненко, *Опт. и спектр.*: **98**, №2, 292-299, (2005); **98**, №3, 476-485, (2005); **99**, №6, 1014-1023, (2005).

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ САМОПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ В РЕЖИМЕ МОДУЛЯЦИИ ДОРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА

Шутов И.В., Новиков А.А.
Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Представлены результаты теоретического исследования последовательных процессов самопреобразования частоты лазерного излучения в режиме модуляции добротности резонатора.

Как известно, кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС-кристаллы) позволяют реализовать квазисинхронные процессы взаимодействия волн за счет подбора периода модуляции нелинейной восприимчивости и порядков квазисинхронизма[1,2]. Значительное также внимание уделяется активно-нелинейным РДС-кристаллам, в которых возможна реализация квазисинхронных процессов самопреобразования частоты – одновременной лазерной генерация излучения и нелинейного преобразования его частоты[3].

В данной работе исследуется случай, когда в активно-нелинейном РДС-кристалле наряду с лазерной генерацией имеют место последовательные взаимодействия световых волн. При последовательных взаимодействиях протекают сразу два процесса нелинейного преобразования частоты при наличии общей волны, что представляет интерес как для создания компактных преобразователей частоты, так и для ряда задач квантовой оптики[2].

В работе рассмотрена схема, состоящая из расположенных внутри резонатора активно-нелинейного РДС-кристалла и модулятора добротности. Численными методами проанализированы временная динамика и энергетические характеристики излучения в последовательных процессах самоутроения частоты и параметрического самопреобразования частоты в зависимости от параметров исследуемой системы. Найдены оптимальные значения параметров резонатора, накачки и модулятора, при которых выходная мощность излучения максимальна. Показано, что в режиме модуляции добротности возможно увеличение средней выходной мощности третьей гармоники на два порядка по сравнению со стационарном режимом. Установлено, что параметры резонатора по второй гармонике слабо влияют на эффективность протекания процесса самоутроения частоты. Для процесса последовательного параметрического самопреобразования частоты показана возможность уменьшения пороговой мощности накачки в 17 раз по сравнению со стационарным режимом. Расчеты выполнены для активно-нелинейного РДС-кристалла Nd:Mg:$LiNbO_3$.

1. M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, R.L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron*., **28**, 2631, (1992).
2. А.С. Чиркин, В.В. Волков, Г.Д. Лаптев, Е.Ю. Морозов, *Квант. электрон*, **30**, №10, 847–858, (2000).
3. Г.Д.Лаптев, А.А.Новиков, А.С.Чиркин, *Письма в ЖЭТФ*, **78**, №1, 45-58, (2003).

ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ НА ОСНОВЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО МНОГОВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ

Агишев И.Н., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Проанализированы методы выделения вклада различных механизмов нелинейности и измерения кинетических и нелинейно-оптических свойств молекулярных сред и фоторефрактивных кристаллов на основе нестационарного многоволнового смешения частично когерентных световых полей. Показано, что за счет изменения геометрии взаимодействия лазерных пучков в нелинейной среде и введения оптической задержки между световыми импульсами можно независимо измерить оптическую восприимчивость пятого и более высокого порядков.

Большинство исследований нелинейно-оптических свойств кристаллических и молекулярных сред ограничивается квадратичной или кубической нелинейностями. В то же время, ряд оптических материалов (полупроводниковые стекла, красители, допированные и фоторефрактивные кристаллы, кристаллы с центрами окраски) проявляют нелинейности пятого и более высокого порядков, например, за счет

эффекта насыщения поглощения[1]. При записи динамических голограмм в таких условиях нелинейная зависимость светоиндуцированного изменения показателя преломления от интенсивности приводит к искажению профиля штриха голографической решетки, которая перестает быть синусоидальной. Разложение пространственной модуляции показателя преломления в ряд Фурье позволяет выделить отдельные компоненты динамической решетки, отвечающие за соответствующий порядок взаимодействия.

В настоящей работе проанализированы возможности использования нелинейной записи динамических голограмм при нестационарном многоволновом смешении для измерения нелинейностей пятого и более высоких порядков. В соответствии с условием Брэгга для различных пространственных компонент решетки реализация разных порядков дифракции на объемной динамической голограмме осуществлялась за счет изменения направления распространения считывающей волны[1].

Динамическая голограмма записывалась сигнальной E_S и опорной E_1 волнами на частоте второй гармоники лазера на иттрий-алюминиевом гранате (длительность импульса 15 нс). При встречном направлении распространения считывающей волны E_2 индуцировалась нелинейная поляризация $P = \chi^{(3)} E_1 E_S^* E_2$, что позволяло реализовать традиционный вариант обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. В этом случае дифрагированная волна E_D распространяется точно навстречу сигнальной волне E_S независимо от направления ее распространения (первый порядок дифракции на динамической решетке).

Переход к многоволновому смешению определяется использованием дифракции во второй и более высокие порядки. Такая ситуация имеет место при нелинейной поляризации $P = \chi^{(N-1)} (E_1 E_S^*)^M E_2$ (M – порядок дифракции), которая определяет $N-$ волновое смешение $(N = 2(M+1))$ на нелинейности $N-1$ порядка. Условие брэгговской дифракции на объемных динамических решетках в высшие порядки (условие фазового синхронизма для волновых векторов $\vec{k}_D = M\vec{k}_1 - M\vec{k}_S + \vec{k}_2$) может быть выполнено за счет изменения направления распространения считывающей волны E_2, которая должна направляться в нелинейную среду не точно навстречу, а под углом $\beta = \arcsin(M \sin(\gamma/2)) - \gamma/2$ относительно направления распространения опорной волны E_1, где γ - угол между записывающими голограмму пучками ($\beta \approx (M-1)\gamma/2$ для малых углов γ). При этом направления распространения дифрагированной и сигнальной волн также отличаются на угол β.

В соответствии с приведенным выше видом нелинейной поляризации интенсивность дифрагированной волны $I_D \sim \chi^{(N-1)} (I_1 I_S)^M$, что и определяет возможность использования результатов измерения дифракционной эффективности нелинейно-записанных динамических решеток для определения оптической восприимчивости $(N-1)$ порядка. Используя приближение заданных (неизменных по длине взаимодействия) интенсивностей считывающей и записывающих голограмму волн, выражение для нелинейной восприимчивости $(N-1)$ порядка

можно представить в виде: $\left|\chi^{(N-1)}\right| = \sqrt{\xi}(I_1 I_S)^{-M/2} \frac{cn_0}{2\pi\omega L}\left(\frac{cn_0}{8\pi}\right)^M$, где $\xi = I_D / I_2$ – дифракционная эффективность, I_1, I_S – интенсивности записывающих голограмму волн, c – скорость света, n_0 – показатель преломления, L – толщина среды.

При этом следует иметь ввиду, что приведенная формула для оптической восприимчивости справедлива при малых значениях дифракционной эффективности, когда $\xi \sim (I_1 I_S)^M$ и малом поглощении взаимодействующих волн, что справедливо при небольшой оптической плотности среды $k_0 L < 1$. При более высоких значениях оптической плотности учесть поглощение можно, используя приближенный метод, основанный на введении эффективного значения интенсивности взаимодействующих волн $\tilde{I} \sim \sqrt{I_1 I_S} \sim \exp(-kL/2)^2$.

В качестве примера на рисунке представлены типичные зависимости дифракционной эффективности динамических голограмм при использовании различных порядков многоволнового смешения в растворе красителя родамин-6ж от времени задержки между записывающими голограмму импульсами. Сплошными линиями на рисунке приведены результаты гауссовой аппроксимации. Значения дифракционной эффективности в максимумах контуров позволяют рассчитать значения нелинейной оптической восприимчивости третьего, пятого и седьмого порядков, которые составили $\left|\chi^{(3)}\right| \approx 2 \cdot 10^{-11}$ ед. СГСЕ, $\left|\chi^{(5)}\right| \approx 10^{-15}$ ед. СГСЕ, $\left|\chi^{(7)}\right| \approx 5 \cdot 10^{-20}$ ед. СГСЕ.

Дополнительная информация получена при анализе ширин пиков, величина которых определяется когерентными свойствами лазерного излучения и кинетическими характеристиками нелинейного отклика. Наблюдаемые различия в ширинах гауссовых контуров (19, 11 и 9 пс) связаны с изменением порядка дифракции ($\xi \sim (I_1 I_S)^M$) и существенным уменьшением вклада более медленной тепловой нелинейности по отношению к резонансной при переходе от четырех- к шести- и восьмиволновому взаимодействию.

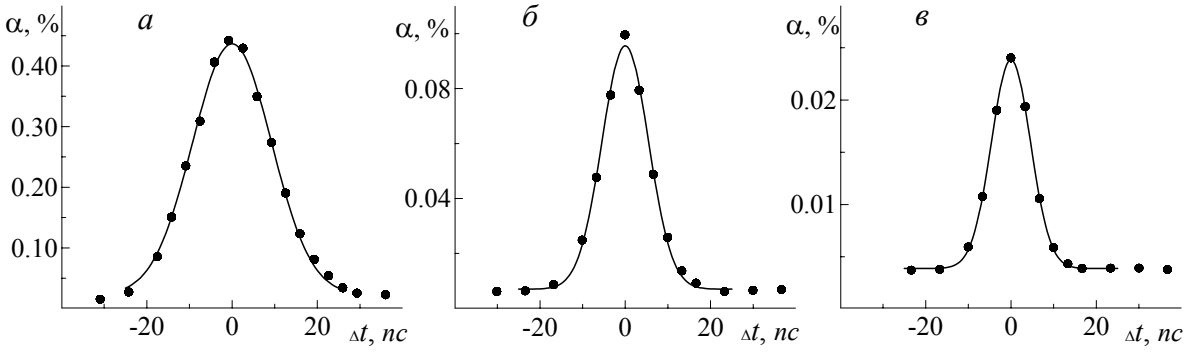


Рис. Зависимости эффективности четырех- (*а*), шести- (*б*) и восьмиволнового взаимодействия (*в*) от времени задержки между записывающими голограмму волнами $I_1 \cong I_S \cong 3$ МВт/см^2

Для измерения кинетических характеристик нелинейного оптического отклика в работе также реализованы различные схемы многоволнового смешения,

использующие нелинейную запись пропускающих и отражательных динамических голограмм и временную задержку между записывающими и считывающим импульсами.

1. A.S. Rubanov, A.L. Tolstik, S.M. Karpuk, O. Ormachea, *Optics Communications*, **181**, № 1-3, 183-190, (2000).
2. B. Derkowska, J.C. Mulatier, I. Fuks, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **18**, № 5, 610-616, (2001).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ С УЧЁТОМ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ

Илларионов А.И., Янчук О.В.

Иркутский Государственный Университет Путей Сообщения, Иркутск, Россия

Представлены результаты теоретических исследований распределения интенсивности гауссова пучка основной частоты ω и второй гармоники 2ω при фокусировании излучения в нелинейный кристалл линзой, обладающей сферической аберрацией.

При генерации второй гармоники в нелинейном кристалле для накачки излучения ω используются простые оптические системы, обладающие аберрациями. Они вносят искажения в фазовую и энергетическую характеристику излучения. Если оптическая система отцентрирована, то основное влияние на процессы преобразования излучения в нелинейном кристалле оказывает сферическая аберрация[1].

Лазерное излучение описывается параболическим уравнением, решение которого показывает, что волновой фронт исходного пучка квазиплоский, а распределение интенсивности в поперечном сечении имеет вид гауссовой кривой. При его фокусировании обычной отцентрированной линзой волновой фронт искажается. Благодаря наличию сферической аберрации лучи, вышедшие из кольцевой зоны линзы меньшего диаметра, сфокусируются дальше на оптической оси системы по сравнению с лучами, вышедшими от краевых кольцевых зон линзы. Радиус кривизны волнового фронта сфокусированных лучей исходящих из определённой кольцевой зоны, будет определяться расстоянием, на котором линза сфокусировала данные лучи. В точках на оптической оси системы между первым и последним фокусами линзы распределение интенсивности в поперечном сечении не будет подчиняться распределению Гаусса. На расстоянии, большем фокусного расстояния квазипараксиальных лучей, пучок по-прежнему будет гауссовым, но волновой фронт уже не будет плоским.

Распределение интенсивностей основного излучения (λ=1,064 мкм) на передней грани нелинейного кристалла при наличии сферической аберрации представлено на рис.1(расстояние от линзы до кристалла – 160 мм, диаметр линзы - 125 мм, радиус кривизны линзы – 86 мм).

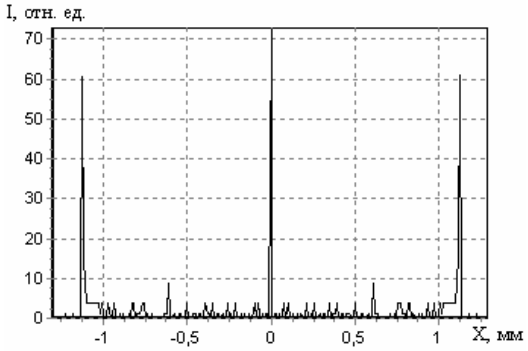
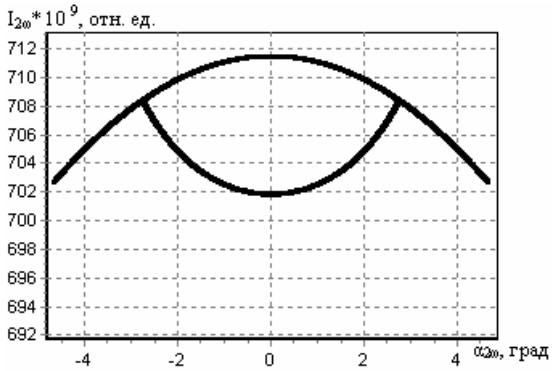


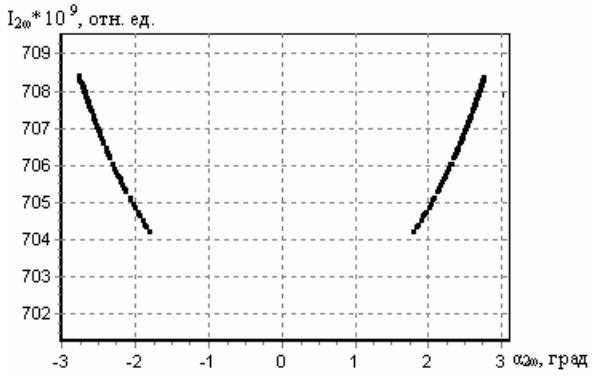
Рис. 1 Распределение интенсивности на передней грани нелинейного кристалла в зависимости от расстояния x от оптической оси в радиальной плоскости

Центральный максимум (фокус на оси, рис.1, x=0 мм) обусловлен фокусировкой на оптической оси конуса излучения определённой кольцевой зоны линзы и интерференцией этих лучей. Боковые максимумы (кольцевой фокус, рис.1, x=-1,2;1,2 мм) обусловлены концентрацией лучей, исходящих из различных кольцевых зон линзы, и их интерференцией. В остальной области в одну и туже точку попадают три луча и при взаимной интерференции дают несущественную интенсивность.

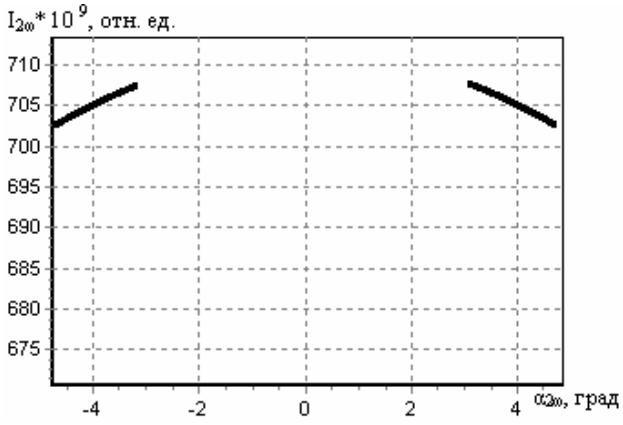
При прохождении лучей через нелинейный кристалл лучи могут взаимодействовать коллинеарно и векторно. При выполнении условий синхронизма на выходе из кристалла образуются три кривые второй гармоники[2-3]. Две из них являются результатом векторных взаимодействий в фокусе на оси (в меридиональной плоскости) и кольцевом фокусе (в сагиттальной плоскости). Третья кривая обусловлена коллинеарными взаимодействиями лучей в направлении синхронизма. Распределение их интенсивностей в зависимости от угла $\alpha_{2\omega}$ распространения второй гармоники в кристалле иодата лития относительно оптической оси системы показано на рис.2.



а)



б)



в)

Рис.2 Распределение интенсивности $I_{2\omega}$ на выходной грани кристалла в зависимости от угла $\alpha_{2\omega}$ распространения лучей второй гармоники в кристалле относительно оптической оси системы для: а) кривой, обусловленной коллинеарными взаимодействиями; б) кривой, обусловленной векторными взаимодействиями в кольцевом фокусе; в) кривой, обусловленной векторными взаимодействиями в фокусе на оси системы

Распределение интенсивности $I_{2\omega}$ излучения второй гармоники в зависимости от его углов $\alpha_{2\omega}$ распространения относительно оптической оси системы неоднородно. При векторном взаимодействии в кольцевом фокусе интенсивность излучения удвоенной частоты $I_{2\omega}$ увеличивается при увеличении его углов $\alpha_{2\omega}$ распространения относительно оси системы в сагиттальной плоскости. При векторном взаимодействии в фокусе на оси интенсивность второй гармоники уменьшается при увеличении углов его распространения относительно оси системы в меридиональной плоскости. Коллинеарное взаимодействие лучей происходит в плоскости синхронизма – плоскости, образованной оптической осью системы и направлением синхронизма. При коллинеарном взаимодействии лучей для кристалла иодата лития возможна интерференция лучей второй гармоники, распространяющихся под углами от -2.8^0 до $2{,}8^0$ относительно оптической оси системы.

Аналогичные результаты были получены для одноосных отрицательных кристаллов KDP, ADP. Различия наблюдались только в числовых параметрах распределения интенсивности $I_{2\omega}$. Представленные результаты являются теоретическим обоснованием экспериментов по исследованию аберрационной структуры второй оптической гармоники авторов работы[2].

1. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики.* – М.: Наука, (1970).
2. V. I. Stroganov, A. I. Illarionov, *Opt.Commun.*, **35**, №3, 455-460, (1980).
3. А. И. Илларионов О. В. Янчук, Научные исследования и их практическое применение. Современное состояние и пути развития.,**9**, 60-63, (2005).

ВЕКТОРНАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ В ФП-ЖК МАТЕРИАЛЕ

Миргород В.Г., Ноздреватых Б.Ф., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н.
Томский университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Представлена векторная модель взаимодействия световых пучков с электрически управляемой дифракционной решеткой (ДР), сформированной голографическим методом в ФП-ЖК композиционном материале, основанная на самосогласованных решениях уравнений связанных волн. Приведены результаты моделирования дифракционных свойств ФП-ЖК ДР (энергетических, селективных и поляризационных).

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию нелинейно-оптических эффектов голографического формирования дифракционных структур (ДС) в фотополимеризующихся жидко-кристаллических композиционных материалах (ФП-ЖКМ), изучению их дифракционных характеристик и созданию на их основе динамически управляемых элементов и устройств оптической связи (оптических переключателей, мультиплексоров, фильтров и т.п.) [1,2].

Целью данной работы является построение векторной 2D модели взаимодействия световых пучков с электрически управляемой дифракционной решеткой (рис.1), сформированной голографическим методом в ФП-ЖК композиционном материале, и исследование её дифракционных свойств.

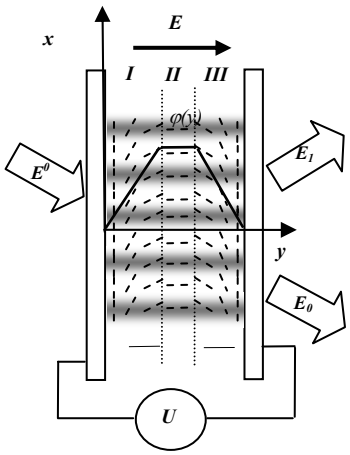
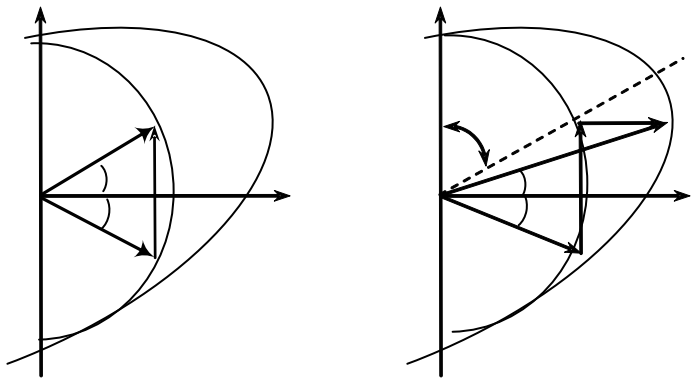


Рис. 1. Схема электрически управляемой ФПМ-ЖК ДС



а б

Рис.2 Локальная векторная диаграмма дифракции обыкновенных (а) и необыкновенных (б) волн

При построении аналитической модели принимались во внимание: двумерный характер дифракции, оптическая анизотроия нематического слоя ФП-ЖКМ, наличие фотополимерной и жидкокристаллической составляющих ДС [2], электрически индуцированная плавная оптическая неоднородность слоя ФП-ЖКМ , вызванная переориентацией директора ЖК в однородном электрическом поля E и приводящая к локальным изменениям геометрии дифракции (рис. 2). В этом случае дифракция произвольно поляризованных световых пучков на ФП-ЖК ДР описывается двумя системами (i=o,e) уравнениями связанных волн в частных производных:

$$\begin{aligned}\mathbf{N}^i_{r1}\cdot\nabla E^i_1(\mathbf{r}) &= -iC^i_0(\mathbf{r})E^i_0(\mathbf{r})\exp[-i\textstyle\int_0^r \Delta\mathbf{K}_i(\mathbf{r},E)d\mathbf{r}],\\ \mathbf{N}^i_{r0}\cdot\nabla E^i_0(\mathbf{r}) &= -iC^i_1(\mathbf{r})E^i_1(\mathbf{r})\exp[+i\textstyle\int_0^r \Delta\mathbf{K}_i(\mathbf{r},E)d\mathbf{r}],\end{aligned} \qquad (1)$$

где $C_{0,1}$, $\boldsymbol{N}_{r0,1}$, $\Delta\boldsymbol{K}(r,E)=\boldsymbol{k}_0(r,E)-\boldsymbol{k}_1(r,E)+\boldsymbol{K}$ – коэффициенты связи, групповые нормали и локальные фазовые расстройки при взаимодействии обыкновенных (i=o) и необыкновенных (i=e) волн. Пространственная зависимость $\Delta\boldsymbol{K}(\boldsymbol{r},E)$ для обыкновенных волн отсутствует, а для необыкновенных определяется с учетом изменения траекторий световых пучков и показателей преломления[3]

$$n_{1,0}(\boldsymbol{r},E)=n_o n_e\left[n_e^2\sin^2[\varphi(r,E)\pm\theta_{1,0}]+n_o^2\cos^2[\varphi(r,E)\pm\theta_{1,0}]\right]^{-1/2}, \qquad (2)$$

где $\theta_{1,0}(\boldsymbol{r},E)=\beta_{1,0}(\boldsymbol{r},E)\pm\upsilon$, где β- угол сноса, $\upsilon=\lambda/2\pi n_0\Lambda$, Λ - период ДС.

Изменение ориентации оптической оси $\varphi(r,E)$ в (2) (наклона директора ЖК) находится из решения уравнения Фредерикса

$$\frac{1}{\xi_E(E)}\left(\frac{d}{2}+y\right)=\int_0^{\varphi}\left(\sin^2\varphi_m(\mathbf{r},E)-\sin^2\varphi\right)^{-1/2}d\varphi, \qquad (3)$$

Расчетные зависимости $\varphi(y,E)$, $n(y,E)$, $\Delta K(y,E)$, и интегральной фазовой расстройки $\Theta(y,E)=\int_0^y\Delta K(y',E)dy'$ в (1) представлены на рис.3.

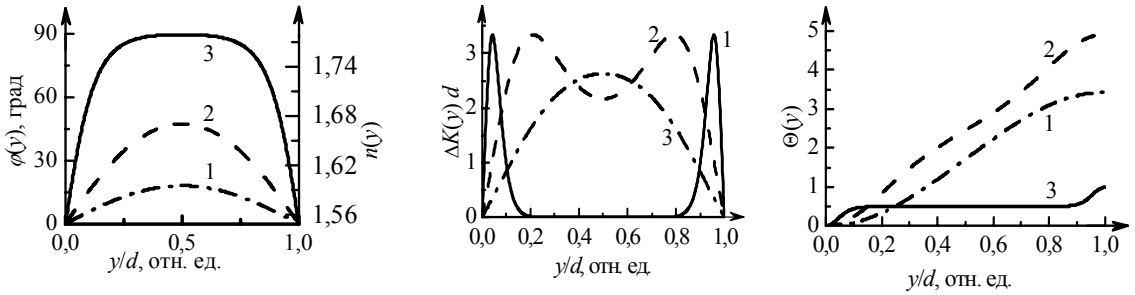


Рис.3 E=1,025E_c (кривая 1); 1,2E_c (кривая 2); 4Ec (кривая 3)

Их анализ показывает, показывает что возмущенную область ФПМ-ЖК можно разбить на N слоев с неоднородными оптическими свойствами в каждом слое и использовать параболическую аппроксимацию для функции Θ

$$\Theta_1(y_1,E)=\Theta_1+a_1(E)y_1+b_1(E)y_1^2, \text{ при } n=1$$

$$\Theta_n(y_n,E)=\Theta_{n-1}+a_n(E)y_1+b_n(E)y_n^2, \text{ при } n=2..N \qquad (4)$$

где $y_n=0\ldots d_n$ – текущая координата n-го слоя толщиной d_n, удовлетворяющей условию $Q=\lambda d_n/\Lambda^2\geq 10$ режима дифракции Брэгга.

В этом случае решения уравнений (1) могут быть найдены методом Римана [4] и представлены в виде рекуррентных соотношений, с помощью которых последовательно можно описать процесс образования пространственных профилей $E_0^n(\xi)$ и $E_1^n(\eta)$ необыкновенных волн на выходе каждого n-го слоя через распределения $E_0^{n-1}(\xi)$ и $E_1^{n-1}(\eta)$ на его входе:

$$\mathrm{E}_1^n(\eta)=\mathrm{E}_1^{n-1}\left(-\frac{\eta}{\nu_1}\right)-i\frac{C_0 d_n}{2\nu_1}\int_{-1}^{+1}\exp\left[\delta m(1-y)+\delta^2 n(1-y)^2\right]\times$$

$$\times\left[\Phi\left(\frac{d}{a},1;a\delta^2\frac{\nu_1}{\nu_0}(1-y^2)\right)\mathrm{E}_0^{n-1}\left(\frac{\delta(1-y)}{\nu_0}-\frac{\eta}{\nu_1}\right)-i\frac{C_1 d_n}{2\nu_0}(1+y)\times\right.$$

$$\left.\times\Phi\left(\frac{d}{a}+1,2;a\delta^2\frac{\nu_1}{\nu_0}(1-y^2)\right)\mathrm{E}_1^{n-1}\left(\frac{\delta(1-y)}{\nu_0}-\frac{\eta}{\nu_1}\right)\right]dy,$$

где $\Phi(a,b;c)$ – вырожденная гипергеометрическая функция; для n=1 E_1^{n-1}=0, E_0^{n-1}= $E^0(\xi)$; остальные обозначения приведены в [4]. Структура решения для E_0^n аналогична.

Для обыкновенных волн $\Theta(y,E)=\Theta_1+a_1(E)y$ и решения уравнений (1) имеют вид

$$\mathrm{E}_1(\eta) = -i\frac{C_0 d}{2\nu_1}\int_{-1}^{+1}\exp[ia_1 d(1-y)]\mathrm{J}_0\left(2\sigma\delta\sqrt{\frac{\nu_1}{\nu_0}(1-y^2)}\right)\mathrm{E}^0\left(\frac{\delta(1-y)}{\nu_0}-\frac{\eta}{\nu_1}\right)dy,$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя первого рода, $d=\sum_{i=1}^{N} d_i$ – толщина ФПМ-ЖК слоя..

Учитывая, что на входной (y=0) и выходной (y=d) плоскостях поляризации собственных волн, участвующих во взаимодействии, совпадают, суммарное векторное световое поле в 1-ом дифракционном порядке на выходе ФПМ-ЖК слоя определяется

$$\mathbf{E}_d(\eta,E) = \mathbf{e}_{1o}E_1(\eta,E)\exp[-i\int_0^d \mathbf{k}_{1o}(E)\cdot d\mathbf{r}] + \mathbf{e}_{1e}E_1^N(\eta,E)\exp[-i\int_0^d \mathbf{k}_{1e}(\mathbf{r},E)\cdot d\mathbf{r}],$$

где $\mathbf{e}_{1o}$, $\mathbf{e}_{de}$- вектора поляризации обыкновенной и необыкновенной волн при E=0.

Таким образом, представленная модель позволяет определить пространственные распределения амплитуду и состояния поляризации дифракционного поля в зависимости от: амплитуд полимерной и ЖК решеток (т.е. от условий записи); состояния поляризации падающего поля; величины внешнего электрического поля, приложенного к ДР в ФП-ЖК материале.

Математическая модель позволяет качественно и количественно исследовать управление дифракционными свойствами ДР в ФП-ЖКМ электрическим полем. В работе представлены результаты численного моделирования, иллюстрирующие два способа управления дифракционными свойствами ДР в ФП-ЖКМ приложенным электрическим полем, которые основаны на:

- изменении интенсивности дифрагируемых волн,
- изменении состояния поляризации дифрагированного поля,.

и характеризуют динамические эффекты электронной перестройки селективных свойств и переключения. ФП-ЖК ДС.

Работа выполнена в рамках проекта РНП 2.1.1.2097 программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2006-2008 г».

1. J. Zhou, D.Collard, M. Srinivasarao*, Opt. Lett.* -№31, 652-654, (2006).
2. С.Н. Шарангович, Е.А. Довольнов, С.В. Устюжанин, Б.Ф. Ноздреватых, В.Г. Миргород, *Электронные средства и системы управления*:. Томск, Изд-во ИОА СО РАН, Ч.1**,** 227-230, (2005).
3. И.Н. Кушнарев С.Н. Шарангович, *ЖТФ*, **63**, №2, 24-42, (1993).

МНОГОВОЛНОВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЧИСТЫХ И ОКРАШЕННЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЯХ

Ормачеа О., Толстик А.Л.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Теоретически и экспериментально проанализированы процессы формирования динамических голограмм при многоволновых взаимодействиях световых пучков в чистых органических жидкостях (этанол, ацетон, диоксан, изопропанол, дихлорэтан), а также в растворах красителей. Определены условия проявления нелинейностей высших порядков при двухфотонном поглощении, а также за счет нелинейного характера формирования тепловых динамических решеток.

Широкое использование в современной лазерной физике чистых и окрашенных органических жидкостей связано с возможностью работы в широком спектральном диапазоне (от УФ до ИК области спектра) при длительностях импульсов от фемтосекунд до непрерывного лазерного излучения. Светоиндуцированное изменение оптических свойств нелинейной среды в интерференционном поле взаимодействующих волн приводит к записи динамических дифракционных решеток (голограмм). Их формирование может быть связано как с изменением показателя преломления и коэффициента поглощения при переходе молекул в высокие энергетические состояния, так и с тепловой нелинейностью, обусловленной нагревом среды.

В настоящей работе проанализированы процессы многоволнового взаимодействия световых пучков большой интенсивности (выше 100 МВт/см^2) в ближней ИК-области спектра при проявлении нелинейностей высших порядков в условиях двухфотонного поглощения и нелинейного характера теплового механизма формирования динамических голограмм в чистых органических жидкостях и растворах красителей.

Обычно запись нелинейных динамических голограмм при многоволновых взаимодействиях реализуют в резонансных средах (растворы красителей, кристаллы с центрами окраски и т. д.), в которых за счет эффекта насыщения поглощения индуцируются нелинейности пятого и более высокого порядков. Нелинейная зависимость светоиндуцированного изменения показателя преломления резонансной среды от интенсивности в этих условиях приводит к искажению профиля штриха голографической решетки, которая перестает быть синусоидальной. Для анализа дифракционных характеристик таких динамических структур используют разложение пространственного распределения нелинейного отклика среды в ряд Фурье по пространственным гармоникам решетки. Рассеяние на различных гармониках решетки определяет дифракцию во второй и более высокие порядки. При выполнении условия объемности динамических голограмм угловая селективность решетки позволяет независимо восстанавливать волны, дифрагированные в различные порядки, изменяя направление распространения, либо частоту считывающего пучка.

Экспериментальное исследование дифракции лазерного излучения на динамических решетках было проведено в схеме невырожденного по частоте многоволнового взаимодействия. В качестве источника излучения использовался лазер на алюмоиттриевом гранате, работающий в импульсном режиме ($\tau_{имп}$=15 нс). Динамическая голограмма записывалась сигнальной E_S и опорной E_1 волнами на основной частоте генерации лазера ($\lambda = 1064$ нм), а считывание осуществлялось встречной волной E_2 на частоте второй гармоники ($\lambda = 532$ нм). Схема взаимодействия и диаграмма волновых векторов представлены на рис. 1 для случая четырех- (*а*) и шестиволнового (*б*) смешения. В качестве нелинейной среды использовались как чистые органические жидкости (этанол, ацетон, диоксан, изопропанол, дихлорэтан), так и растворы красителей. Указанные среды имели небольшое поглощение ($k \le 0{,}1$ см$^{-1}$) на длине волны 1,064 мкм, что объясняет возможность записи тепловых динамических решеток, эффективное формирование которых имеет место при больших интенсивностях взаимодействующих волн (> 100 МВт/см^2).

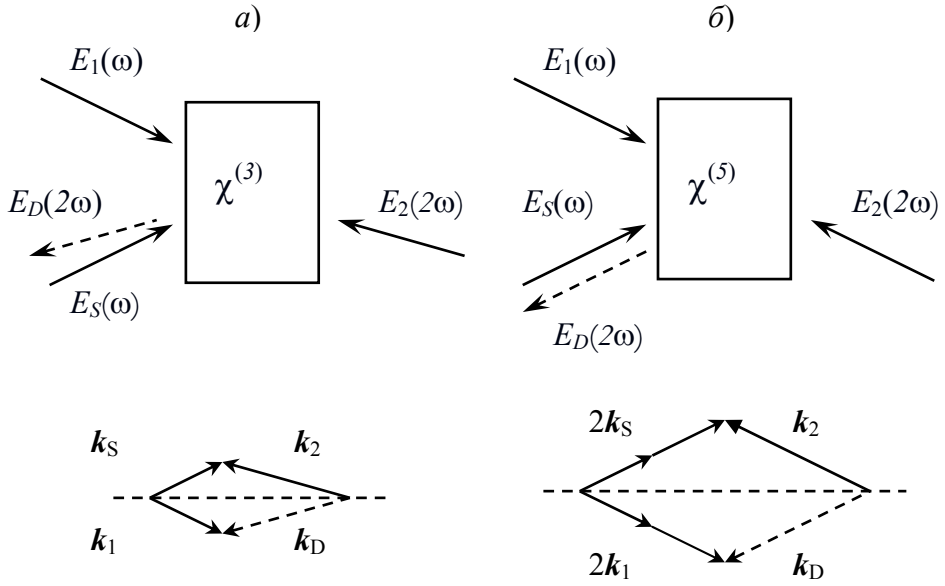


Рис. 1. Схемы четырех- (*а*) и шестиволнового взаимодействия (*б*) и соответствующие диаграммы волновых векторов

Экспериментальные исследования эффективности записи динамических голограмм в различных органических жидкостях при интенсивностях взаимодействующих волн до 300 МВт/см^2 показали, что во всех рассмотренных средах (этанол, ацетон, диоксан, изопропанол, дихлорэтан) реализуется четырехволновое взаимодействие, обусловленное записью тепловых динамических решеток. Наиболее высокие значения дифракционной эффективности динамической голограммы $\xi = I_D / I_2$ (до пятнадцати процентов) были достигнуты при использовании этанола, причем наблюдался квадратичный рост дифракционной эффективности с ростом интенсивности записывающих голограмму волн.

Наиболее интересный момент заключается в реализации шестиволнового взаимодействия (рис. 2*а*), которое имеет место при включении нелинейности пятого порядка. Подтверждением реализации шестиволнового смешения, кроме геометрии взаимодействия, является четвертая степень зависимости дифракционной эффективности от интенсивности записывающих голограмму волн (нелинейная поляризация $P \sim \chi^{(5)}(E_1 E_S^*)^2 E_2$). Ранее, при использовании в качестве нелинейной среды растворов красителей такая ситуация имела место за счет эффекта насыщения поглощения. Однако, коэффициент поглощения этилового спирта в условиях эксперимента оставался постоянным. Проявление нелинейностей высших порядков в этом случае можно объяснить нелинейностью термооптических свойств (теплоёмкость единицы объёма, термооптический коэффициент), которые во всех предыдущих рассмотрениях считались постоянными.

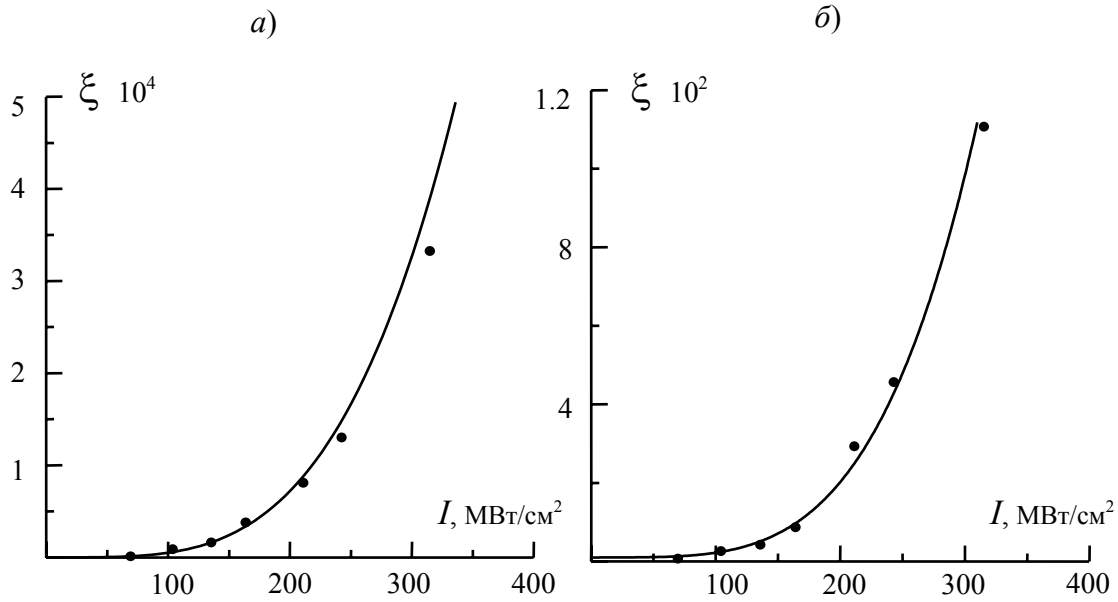


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности ξ от интенсивности записывающих голограмму волн для шестиволнового взаимодействия в чистом этаноле (*а*) и этанольном растворе красителя родамин-6Ж (*б*)

На рис. 2*б* представлены результаты измерения дифракционной эффективности при шестиволновом смешении в растворе красителя родамин-6Ж, который, как и этанол, практически не поглощает на длине волны 1,064 мкм. Однако при этом были достигнуты значения дифракционной эффективности порядка процента, что в сорок раз больше, чем при использовании чистого этанола. Объяснить указанную ситуацию можно включением дополнительного механизма нелинейности, связанного с двухфотонным поглощением.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ЕГО ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В КРИСТАЛЛЕ $Bi_{12}TiO_{20}$:Zn

Мандель А.Е., Кистенева М.Г., Полякова Л.Е., Шандаров С.М., Егорышева А.В.*, Каргин Ю.Ф.*, Толстик А.Л.**, Матусевич А.Ю.**
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия
*ИОНХ им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, Россия
**Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Экспериментально исследованы температурные зависимости оптического поглощения в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$:Zn для узкополосного квазимонохроматического излучения из желтой, зеленой и синей областей спектра и влияние температуры на динамику фотоиндуцированных изменений в поглощении.

Фоторефрактивные кристаллы титаната висмута благодаря высокой фоточувствительности в видимой области спектра находят применение в различных устройствах динамической голографии[1]. Заметное влияние на характеристики фоторефрактивных устройств оказывает оптическое поглощение и его

фотоиндуцированные изменения. Легирование кристаллов титаната висмута цинком приводит к расширению области прозрачности этих кристаллов[2]. В работе[3] показано, что оптическое поглощение и его фотоиндуцированные изменения в легированном кальцием кристалле титаната висмута имеют сильную зависимость от температуры. В настоящем сообщении представлены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей оптического поглощения и его фотоиндуцированных изменений в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$:Zn для узкополосного квазимонохроматического излучения полупроводниковых светодиодов из желтой, зеленой и синей областей спектра.

Исследуемый кристалл $Bi_{12}TiO_{20}$:Zn (0.15 мас.% ZnO) имел толщину 1,2 мм вдоль кристаллографического направления [100]. Эксперименты проводились на установке, позволяющей изменять температуру в диапазоне 25-100°C и поддерживать ее для исследуемого образца с точностью ±0.5 К, подробно описанной в работе[3]. Эксперименты проводились в отсутствие внешнего освещения, а в промежутках между ними кристалл выдерживался в темноте не менее 72 часов для релаксации коэффициента поглощения к исходному состоянию.

1. В экспериментах по изучению температурной зависимости коэффициента поглощения α_0, результаты которого представлены на рис. 1, кристалл в отсутствие освещения нагревался до заданной температуры, затем открывался для прохождения света на время ~1 с. Получено, что с ростом температуры до ~ 80^{0}C поглощение увеличивается для всех используемых длин волн. Дальнейшее увеличение температуры приводит к замедлению роста коэффициента поглощения кристалла для синего света и к его уменьшению для зеленого и желтого излучения.

2. Динамика фотоиндуцированного поглощения изучалась при засветке кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$: Zn излучением с интенсивностью на входной грани кристалла 1.3 мВт/см ^{2} (λ=570 нм), 25.2 мВт/см ^{2} (515 нм) и 31.8 мВт/см ^{2} (470 нм), при фиксированных температурах.

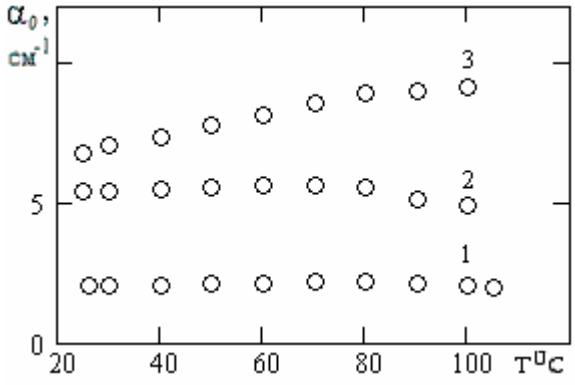


Рис.1. Экспериментальные температурные зависимости коэффициентов поглощения в кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$:Zn: *1* – 570 нм, *2* - 515 нм, *3* – 470 нм.

В экспериментах кристалл нагревался до заданной температуры, причем стабилизация температуры кристалла проводилась в темновых условиях. Типичные зависимости изменений в поглощении при температурах 25, 50, 75, 85 и 95 ^{0}C, наблюдаемые при его последующей засветке излучением из желтой и зеленой областей спектра, представлены на рис.2.

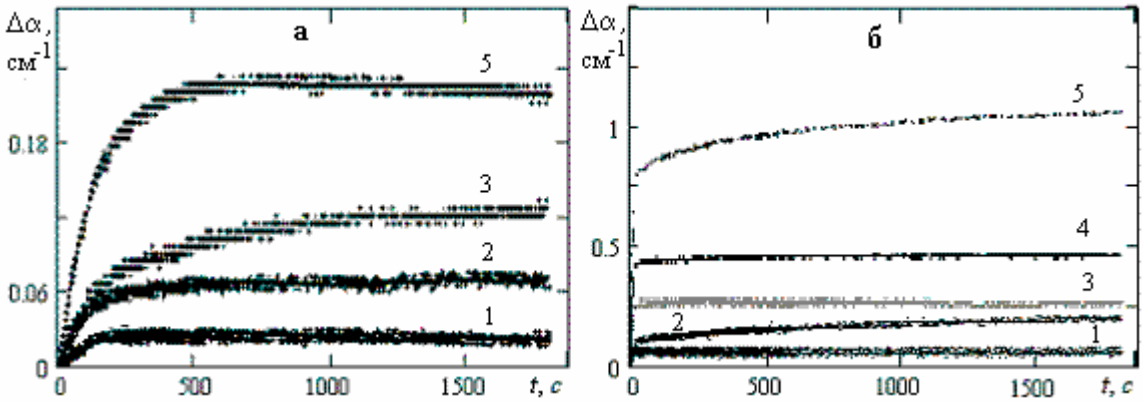


Рис.2. Динамика фотоиндуцированного поглощения при облучении кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$:Zn светом на длинах волн 570 (а) и 515 нм (б) при температурах 25^0C (кривые 1), 50^0C (2), 75^0C (3), 85^0C (4) и 95^0C (5).

Получено, что рост температуры кристалла в отсутствии освещения приводит к увеличению уровня насыщения фотоиндуцированных изменений в поглощении на всех используемых в экспериментах длинах волн. Скорость выхода фотоиндуцированных изменений в поглощении $\Delta\alpha$ на стационарный уровень в диапазоне 470-570 нм увеличивается как с ростом температуры (в температурном диапазоне 25-100^0C), так и с укорочением длины волны.

Из экспериментальных данных были определены скорости роста поглощения $\Delta\alpha(t)$ на начальном линейном участке (см. рис. 2), зависимости которых от обратной температуры для света из жёлтой и зеленой областей спектра представлены на рис.3. Получено, что скорости роста $\Delta\alpha(t)$ подчиняются закону Аррениуса с энергией активации, одинаковой для желтого и зеленого света и равной $E_a = 0{,}3$ эВ.

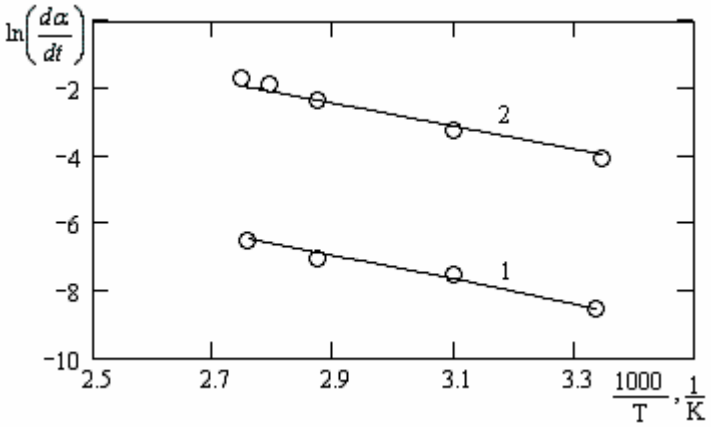


Рис.3. Зависимости скорости роста поглощения на начальном участке от обратной температуры при облучении кристалла $Bi_{12}TiO_{20}$:Zn светом с длинами волн 570 (1) и 515 (2) нм .

Малая энергия термической активации фотоиндуцированных процессов, не превышающая 0,3 эВ, свидетельствует о том, что наблюдаемые температурные зависимости оптического поглощения могут быть связаны с туннельными переходами электронов между донорными и ловушечными центрами за счет сильного электрон-фононного взаимодействия. В то же время, фотоиндуцированные

изменения в поглощении обусловлены перезарядкой данных центров через зону проводимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и БРФФИ (грант № 06-02-81040_Бел_а) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы).

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации*.-СПб.:Наука, 270 с, (1983).
2. Ю.Ф. Каргин, В.И. Бурков, А.А. Марьин, А.В. Егорышева. *Кристаллы* $Bi_{12}M_xO_{20-\delta}$ *со структурой силленита*. М.: ИОНХ РАН. 312 с, (2004).
3. А.Н. Дубровин, А.Е. Мандель, С.М. Шандаров и др. Неорган. Материалы, **40**, №12, 1459-1462, (2004).

УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ НИЗКОИНТЕНСИВНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ СОЛИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ

Мельникова Е.А., Миксюк Ю.И.*, Толстик А.Л.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
*Белорусский государственный педагогический университет, Минск, Беларусь

Исследованы условия образования и динамика пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов (силикат и титанат висмута) при прохождении через кристалл маломощного излучения гелий-неонового лазера. Определены пороговое значение напряженности электрического поля и предельное значение мощности светового пучка, определяющие условия наблюдения стабильных пространственных солитонов.

Исследованные в работе фоторефрактивные кристаллы семейства силленитов $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) и $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) относятся к группе симметрии 23 кубической сингонии. Кристаллы характеризуются линейным электрооптическим эффектом и обладают высокой светочувствительностью в видимой области спектра. Между собой кристаллы BSO и BTO отличаются величиной электрооптических коэффициентов, оптической активностью и электропроводностью, что отражается на проявлении фоторефрактивной нелинейности и условиях формирования пространственных солитонов.

Схема экспериментальной установки для исследования условий формирования и свойств одиночных пространственных солитонов представлена на рис. 1. Источником когерентного монохроматического излучения служил гелий-неоновый лазер 1. Интенсивность лазерного излучения регулировалась светофильтрами 2 и 6. Собирающая линза 3 фокусировала лазерный пучок в область фоторефрактивного кристалла 4. С помощью электродов 5, на кристалл подавалось внешнее постоянное электрическое напряжение. Пространственные распределения интенсивности входного и выходного пучков фиксировались с использованием профилеметра 7.

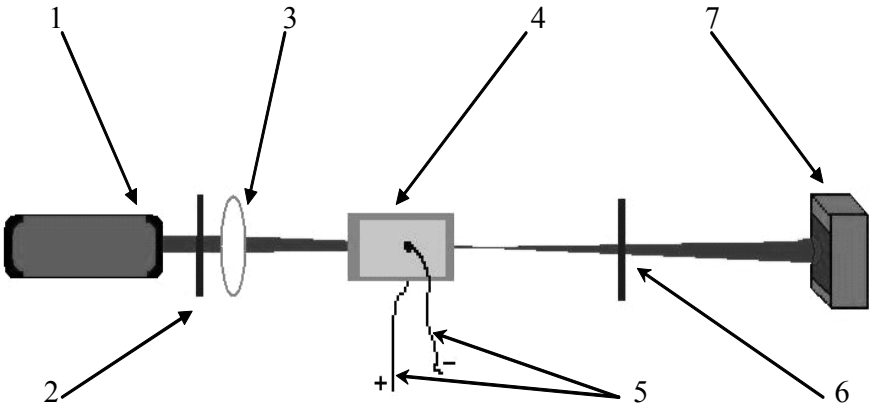
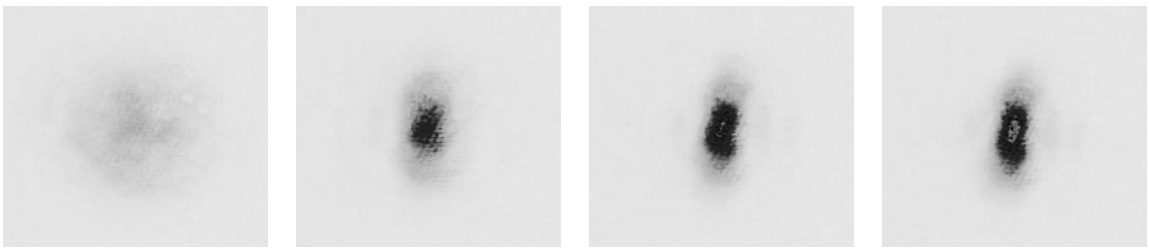


Рис.1. Экспериментальная установка для наблюдения пространственных солитонов

Световой пучок распространялся вдоль большой грани кристалла (кристаллографическая ось [1,1,0]). Перпендикулярно кристаллографической оси [1,1,0] в направлении [1,$\bar{1}$,1] было приложено внешнее постоянное электрическое поле. При этом поляризация светового пучка совпадала с направлением электрического поля.

Типичная динамика пространственного распределения интенсивности на выходе кристалла представлена на рис. 2. Видно, что в течение нескольких минут при весьма небольшой мощности светового пучка (десятки нановатт) происходит формирование пространственного солитона. Время формирования и размер фоторефрактивного солитона зависят от типа кристалла (BSO, BTO), мощности пучка и приложенного электрического поля. Устойчивые солитонные структуры были реализованы в диапазоне мощности лазерного излучения от 10 нВт до 1 мкВт, причем с увеличением мощности время формирования солитона существенно уменьшалось (от несколько десятков минут до несколько десятков секунд). При этом, однако, уменьшалось и время стабильности солитонной структуры, что объясняется включением при больших интенсивностях дефокусирующего механизма нелинейности. Пороговое значение напряженности электрического поля, необходимого для формирования пространственного солитона, составляло 5 кВ/см, оптимальное значение – 10 – 20 кВ/см.



t=0 мин *t*=1 мин *t*=4 мин *t*=7 мин

Рис. 2. Динамика образования солитона в фоторефрактивном кристалле BTO при мощности светового пучка 70 нВт и напряженности электрического поля 20 кВ/см

ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ ОБРАЗЦОВ НИОБАТА ЛИТИЯ С ЛЕГИРОВАНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ ФОТОРЕФРАКТИВНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Круглов В.Г., Гусев А.В., Карпушин П.А., Шандаров В.М.,
Кип Д.*, Рютер Х.*
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия
*Технологический Университет г. Клаустхал, Клаустхал-Целлерфельд, Германия

Исследовано влияние некогерентной подсветки с длиной волны 470 нм на оптическое пропускание образцов ниобата лития с поверхностью, легированной ионами железа и меди. Обнаружено существенное его изменение из-за термооптического эффекта в легированной области.

Фоторефрактивные материалы, в частности кристаллы ниобата лития ($LiNbO_3$), представляют значительный интерес для реализации на их основе электрооптических, голографических и нелинейно-оптических элементов. Многие физические свойства таких материалов могут изменяться при их легировании специальными примесями. Типичным примером является создание оптических волноводных слоев при диффузионном легировании поверхности ниобата лития титаном [1]. Дополнительное легирование волноводного слоя ионами железа приводит к повышению его фоторефрактивной чувствительности. Целью данной работы явилось исследование влияния некогерентного излучения сине-зеленого диапазона длин волн на оптические характеристики пластин ниобата лития с поверхностным легированием комбинацией ионов железа (Fe) и меди (Cu).

В экспериментах исследовалось оптическое пропускание легированных и нелегированных пластин $LiNbO_3$ для излучения He-Ne лазера (λ=633 нм) при воздействии на них некогерентного излучения (λ=470 нм; λ=505 нм). Образцы зондировались фокусированным лазерным пучком с диаметром ~100 мкм в направлении нормали к поверхности. С помощью светодиодов измерялась мощность зондирующего пучка и контролировалась мощность излучения лазера. Интенсивность подсветки изменялась в разных экспериментах от 0.5 до 3 мВт/см^2.

Результаты на рис. 1 иллюстрируют зависимость оптического пропускания одного из образцов X – среза от пространственной координаты в направлении оптической оси, обусловленную непараллельностью его граней. Зависимость его оптического пропускания в условиях подсветки с длиной волны λ=470 нм и интенсивностью 3 мВт/см^2 представлена на рис.2. Она соответствует зондированию образца в точке z = 200 мкм на рис. 1. Видно, что в отсутствии подсветки (пустые маркеры) величина оптического пропускания практически не меняется. Включение подсветки немедленно приводит к изменению пропускания, которое достигает минимума за 12 – 13 минут, а затем опять начинает возрастать. Эксперименты с разными образцами показали, что характеристики данного эффекта существенно зависят от величины и соотношения концентраций легирующих примесей. Он практически не наблюдался для нелегированных образцов и образцов с поверхностью, легированной только железом.

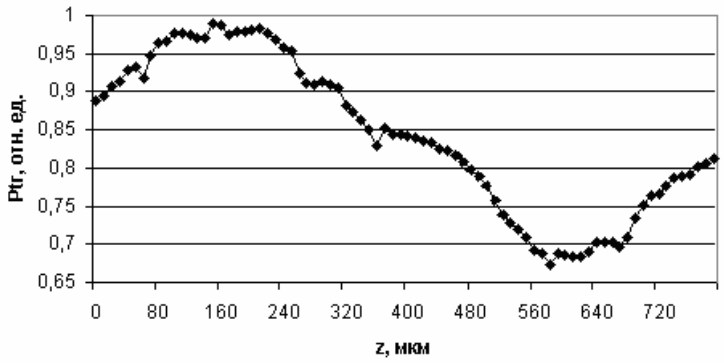


Рис. 1. Зависимость нормированного оптического пропускания от координаты для образца $LiNbO_3$:Fe:Cu

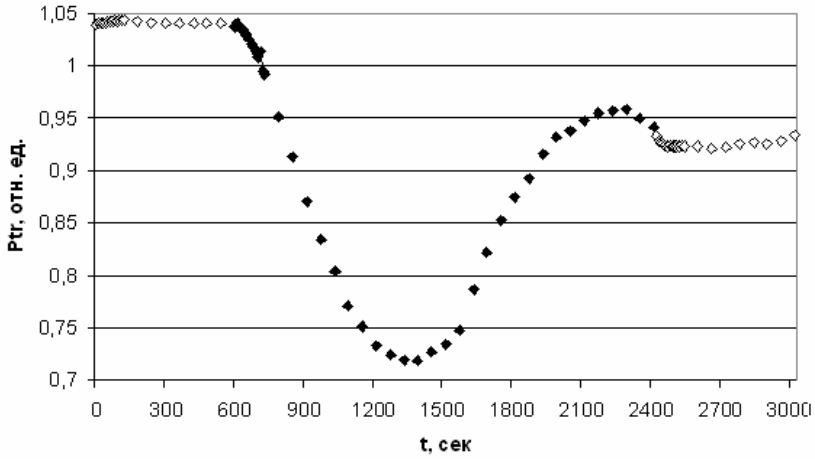


Рис. 2. Зависимость нормированного оптического пропускания от времени подсветки для образца $LiNbO_3$:Fe:Cu (черные маркеры - синяя некогерентная подсветка)

Величина оптического пропускания плоскопараллельного образца для когерентного светового пучка в линейном приближении определяется его толщиной и температурой. При легировании поверхности фоторефрактивными примесями возможно проявление эффектов индуцированного изменения оптического поглощения, наведенной фоторефрактивной линзы, индуцированного фоторефрактивного рассеяния света и термооптического эффекта вследствие поглощения излучения подсветки в легированном слое. Экспериментальные методики позволили исключить на результаты измерений влияние эффектов фотоиндуцированного рассеяния и наведенной фоторефрактивной линзы. Наиболее вероятным механизмом изменения оптического пропускания исследуемых образцов в нашем случае является термооптический эффект в легированном фоторефрактивными примесями поверхностном слое. При «включении» подсветки в освещаемой области температура образца меняется, в результате чего меняется показатель преломления в легированном слое. Соответственно, меняется и интенсивность на выходе образца в результате интерференции однократно и двукратно прошедшего образец света.

Для интерпретации экспериментальных результатов построена математическая модель, учитывающая непараллельность граней образца, возможность поглощения света (в том числе индуцированного зондирующим пучком) и изменение показателя преломления при изменении температуры:

$$I(T) = \left(1 - R^2\right)^2 \cdot e^{-2\cdot\alpha\cdot d} \cdot \left(1 + \left(1 - R^2\right)^2 \cdot R^4 \cdot e^{-2\cdot\alpha\cdot d} + \right.$$
$$\left. + 2 \cdot R^2 \cdot \left(1 - R^2\right) \cdot \cos\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot n(T) \cdot d}{\lambda}\right) \cdot e^{-2\cdot\alpha\cdot d}\right),$$

где R – коэффициент френелевского отражения (по амплитуде), $n(T) = n_0 + \frac{dn}{dT} \cdot \Delta T$ - показатель преломления зависящий от изменения температуры; $\frac{dn}{dT}$ - температурный коэффициент показателя преломления материала, λ – длина волны света, α – коэффициент поглощения света в материале, d – толщина образца.

Результаты численного моделирования и экспериментальные зависимости оптического пропускания ряда исследованных образцов при изменении температуры и отсутствии подсветки подтвердили предположение о превалирующем вкладе термооптического эффекта в изменение пропускания образцов в условиях подсветки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (грант 2.1.1.2097).

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В.Хоменко, *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике.* С.-ПБ.: Наука, (1992).
1. K. Buse, A. Adibi, D. Psaltis, *Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals Nature*, **665**, 393, (1998).
2. Y. Furukawa, K. Kitamura, A. Alexandrovski, R.K. Route, M.M. Fejer, G. Foulon. *Green-induced infrared absorption in MgO doped $LiNbO_3$*, **78**,Appl. Phys. Lett. (2001) 1970.
3. D.Liu, L.Liu, C.Zhou, L.Ren, *Nonvolatile holograms in $LiNbO_3$:Fe:Cu by use of a bleaching effect,* Appl. Opt., **6809**, 41, (2002).

СОЛИТОНОПОДОБНАЯ ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ В СРЕДЕ СИГМА- И ПИ- ПЕРЕХОДОВ НЕСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Крылов М.Б., Сазонов С.В.
Российский государственный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

Рассмотрено взаимодействие лазерного импульса со средой, содержащей анизотропные квантовые объекты. Проведен учет вторых гармоник, порождаемых постоянным дипольным моментом. Исследован вопрос влияния вторых гармоник на распространение импульса.

В последнее время большой интерес проявляется к вопросу взаимодействия лазерного излучения со средами, содержащими анизотропные квантовые объекты (АКО). Особенностью АКО является наличие у них постоянного дипольного момента (ПДМ), равного разности диагональных элементов матрицы дипольного момента[1,2]. ПДМ способен порождать различные нелинейные явления, такие как необыкновенную прозрачность[3] или генерацию гармоник.

В работе рассматривается задача влияния вторых гармоник на процесс распространения импульса.

В качестве исходной модели рассматривается трехуровневая $V-$схема с вырожденным вторым уровнем (рис. 1).

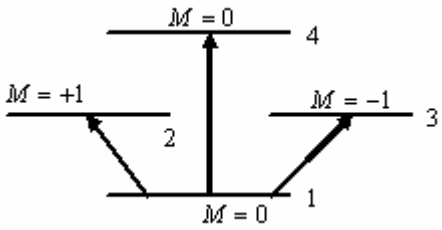


Рис.1 Схема переходов. Переход между 1 и 2 уровнями вызывается обыкновенной компонентой, между 1 и 4 – необыкновенной; необыкновенная компонента вызывает сдвиг первого уровня; *M*- проекция полного углового момента

Как показано в работе обыкновенная компонента импульса вызывает переход $1 \leftrightarrow 2$. Необыкновенная компонента выполняет две функции: вызывает переход $1 \leftrightarrow 4$, а также производит изменение частоты переходов. Кроме того, в состав необыкновенной компоненты входят порождаемые импульсом вторые гармоники (колеблются на частотах $2\omega_{21}$ и $2\omega_{41}$).

При выполнении работы получена система уравнений, описывающая распространение каждой из компонент импульса. Данная система исследована численно для случаев стационарного распространения импульса.

Показано, что стационарный режим распространения импульса существенным образом зависит от значения параметра изотропии k, определяемого выражением

$$k = \left(\omega_{21}\tau_p\right)^2 \cdot \left[2\left(\frac{D}{d}\right)^2 + \frac{\omega_{21}}{2\left(\omega_{21}+\omega_{41}\right)}\right]^{-2}, \qquad (1)$$

где τ_p - длительность импульса, D и d - соответственно ПДМ и дипольный момент перехода $1 \leftrightarrow 2$.

При значениях параметра $k \sim 0.1$ наблюдается преобладание необыкновенной видеокомпоненты поля по сравнению с квазимонохроматическими компонентами (КМК) и вторыми гармониками. Генерация самих вторых гармоник происходит достаточно эффективно, по абсолютной величине их амплитуды сравнимы с амплитудами КМК. Населенности уровней при выбранных значениях k изменяются слабо. Отсюда видно, что в данном случае реализуется режим НП[3].

Если параметр k принимает значения $\sim 10-100$, то реализуется обратная ситуация. В этом случае в импульсе преобладают КМК по сравнению с необыкновенной видеокомпонентой. Генерация вторых гармоник происходит гораздо менее эффективно, по абсолютной величине их амплитуды составляют $\sim 0.01-0.001$ часть от амплитуд КМК. Изменение населенностей происходит достаточно эффективно, при этом минимум населенности основного уровня достигается в момент прохождения максимума импульса. Описанный режим соответствует самоиндуцированной прозрачности[3].

Из (1) видно, что для слабо анизотропных сред параметр изотропии стремиться к постоянной величине $k_{изотр} = 4\left(\omega_{21}+\omega_{41}\right)^2\tau_p^2$. С ростом анизотропных свойств

среды k начинает уменьшаться, причем для сильно изотропных сред это уменьшение пропорционально $(d/D)^4$. Следует особо отметить, что расчет параметра изотропии без учета второй гармоники дает, схожее с (1) выражение, но без второго слагаемого в правой части. Таким образом, учет вторых гармоник принципиально изменяет поведение параметра изотропии в случае слабо анизотропных сред.

Учет вторых гармоник сказывается на поведении фазовой модуляции КМК. Так сильная фазовая модуляция наблюдается не только для случая преобладания необыкновенной видео компоненты, но и при доминировании КМК.

1. Заболотский А.А., *ЖЭТФ,* **121,** 1012, **(**2002)
2. Maimistov A.I., Caputo J.G., *Phys. Lett. A*, **296**, 34, (2002)
3. Сазонов С.В., *ЖЭТФ*, **124**, №4(10), 803, (2003)

АНОМАЛЬНЫЕ ОПТИКОМАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В СПОНТАННОМ ИСПУСКАНИИ СМЕСИ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ НЕОНА

Сапрыкин Э.Г., Сорокин В.А.

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

Измерялась интенсивность свечения тлеющего разряда смеси изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne в зависимости от продольного магнитного поля. Обнаружено, что в области больших напряженностей магнитного поля возникают узкие резонансы. Эти резонансы наблюдались лишь при низких давлениях газа и исключительно в смеси изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne.

В последние годы в ряде работ обращено внимание на возможность проявления в спектроскопических опытах радиационных переходов, стимулированных собственным спонтанным излучением атомов.[1-4] В средах без инверсии значительные заселенности нижних уровней могут компенсировать малость вынужденных радиационных переходов «вверх», индуцированных спонтанным излучением. Это обстоятельство способно породить заметное нелинейное самовоздействие, приводящее к возникновению качественно новых явлений. В частности, к эффекту самонасыщения, приводящему к росту населенности возбужденных уровней.[4] Здесь мы сообщаем об обнаружении в интегральном по спектру спонтанном испускании газоразрядной ячейки с неоном, помещенной в продольное магнитное поле, аномальных оптикомагнитных резонансов (ОМР), отвечающих падению населенности уровней.

Измерения проводились с использованием модуляционного метода производной и оборудования, примененного в работе.[3] С помощью объектива и диафрагмы выделялась продольная компонента излучения с торца газоразрядной ячейки, содержащей смесь изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne . Это излучение регистрировалось фотодетектором, состоящим из кремниевого фотодиода и преобразователя фототок-напряжение. Ток разряда устанавливался в пределах 25 – 80 мА, давление (<0.5 мм рт. ст.) и состав газовой смеси в газоразрядной ячейке дозировались с помощью вакуумной системы. Исходными компонентами газовой смеси служили: обогащенный ^{22}Ne, содержащий около 7% ^{20}Ne; чистый изотоп ^{20}Ne (99.8%);

технический аргон; изотоп ^{3}He. Пример записи производной свечения разряда в зависимости от магнитного поля для смеси ^{22}Ne – 93% и ^{20}Ne – 7% показан на рис.1.

Форма графика может быть представлена совокупностью элементарных контуров. Плавная огибающая магнитоспектрограмм, имеющая характерный масштаб в сотни гаусс, характеризует нерезонансное изменение условий возбуждения уровней неона при изменении магнитного поля и в данном случае не представляет особого интереса. На графике отчетливо выделяются три узкие структуры: 1 – ОМР вблизи нуля магнитного поля, 2 – ОМР в области ±900 Гс и 3 – ОМР в области ±1400 Гс. Происхождение ОМР вблизи нуля магнитного поля достаточно хорошо известно, они связаны главным образом со скрытым выстраиванием.[5] Подобные резонансы наблюдаются и в чистом изотопе ^{20}Ne в широком диапазоне токов разряда и давлений газа. Возникновение узких резонансов в крыльях оптикомагнитного контура оказалось неожиданным. Децентрированные ОМР могут иметь место только в средах, обладающих СТС. Эти же наблюдаются в смеси четных изотопов ^{20}Ne и ^{22}Ne. В наших опытах измерялись или все спектральные компоненты излучения, попадающие в спектр чувствительности кремниевого фотодиода, или проводилась грубая спектральная селекция излучения с помощью широкополосных фильтров из набора цветных стекол. В основном это сказывалось на форме подкладки узких ОМР.

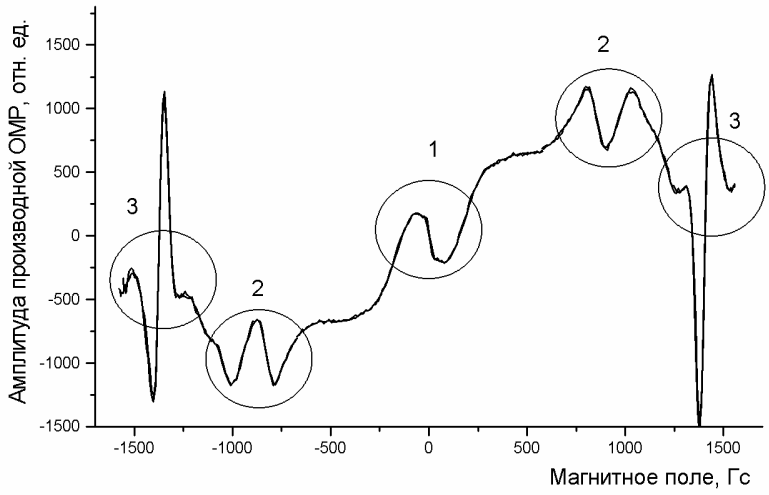


Рис. 1. Производная оптикомагнитного контура свечения смеси изотопов ^{22}Ne и ^{20}Ne.

Численный анализ графиков, геометрия наших опытов и дополнительные измерения позволили установить основные свойства узких аномальных структур:

1. Аномальные резонансы возникают только при наличии даже очень маленькой примеси другого изотопа. Рис.2. демонстрирует их эволюцию в следующих условиях: кривая 1 – ^{20}Ne с примесью ^{22}Ne, кривая 2 – напуск чистого ^{20}Ne, после откачки смеси, кривая 3 – напуск ^{20}Ne после отжига ячейки гелием.

2. Положение боковых ОМР практически совпадает с условием перекрытия σ+ и σ– поляризационных компонентов резонансных спектральных линий изотопов неона. Для перехода с уровня $1s_2$ в основное состояние ожидаемый сдвиг, рассчитанный из экспериментов по измерению изотопических сдвигов в неоне,[6] составляет 1360 Гс, а для $1s_4$ - 836 Гс. Зафиксирован рост сдвигов с понижением тока разряда. Рис.3 (график – 2) подтверждает связь ОМР с резонансными переходами, демонстрируя их исчезновение при добавлении в смесь ^{20}Ne и ^{22}Ne небольшой

примеси аргона, уменьшающей заселенность 1s мультиплета за счет пенинговской ионизации.

3. Эффекты, приводящие к появлению аномальных ОМР 2 и 3, проявляют себя через уменьшение заселенностей уровней $1s_2$ и $1s_4$ в зоне перекрытия спектральных линий разных изотопов неона, которое переносится затем на другие уровни электронными столкновениями. Об этом свидетельствуют опыты со светофильтрами. Продольная геометрия наблюдения ОМР также подтверждает их населенностный характер, поскольку порождаются они пересечением спектральных линий, содержащих компоненту излучения ортогональную магнитному полю.

4. Форма резонансов 2 и 3 существенно отличается друг от друга и от лорентцевой формы. Для резонанса 3, существенная часть его формы может быть описана функцией $sin(x/2\Gamma)/(x/2\Gamma)$. Для резонанса 2, лучше подходит функция $[sin(x/2\Gamma-\pi/2)+1]/(x/2\Gamma)$ (Г - параметр, задающий ширину резонанса). Для резонансов 2 и 3 параметры ширины близки, хотя времена жизни уровней $1s_2$ и $1s_4$ отличаются более чем на порядок.

5. Ширины аномальных резонансов существенно меньше, чем ширины перекрывающихся неоднородно уширенных спектральных линий, но больше, чем однородные ширины уровней.

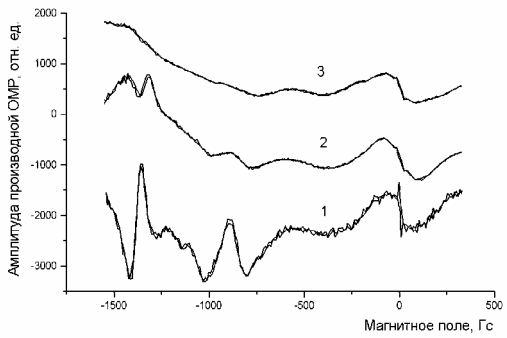


Рис. 2. Эволюция ОМР при снижении концентрации ^{22}Ne в смеси с ^{20}Ne.

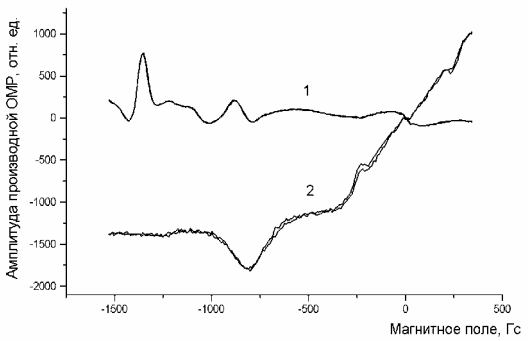


Рис. 3. Эволюция ОМР при добавлении аргона.

Совокупность полученных экспериментальных фактов указывает на проявление некого коллективного процесса синхронного излучения света осцилляторами, принадлежащими различным атомам. Узость резонансов по отношению к доплеровским ширинам свидетельствует о синхронизации осцилляторов со скоростями относительного движения близкими к нулевым. Подобное проявление когерентных процессов, обусловленных пересечением спектральных линий, явление исключительно необычное для газоразрядной плазмы низкого давления, которая всегда рассматривалась как источник некогерентного излучения.

1. С.Г. Раутиан, Э.Г. Сапрыкин, *Опт. и спектр*. **92**, 385 (2002).
2. Э.Г.Сапрыкин; С.Н.Селезнев, В.А.Сорокин, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 5, 322 (2002).
3. И.В.Барыбин; В.А.Сорокин, А.Е.Чурин, *Опт. и спектр*. **95**, 929 (2003).
4. Э.Г.Сапрыкин; С.Н.Селезнев, В.А.Сорокин, *ЖЭТФ* **124**, 6, 1232 (2003).
5. Е.Б.Александров, Г.И.Хвостенко, М.П.Чайка, *Интерференция атомных состояни*й, М: Наука, (1991).

6. В.И.Одинцов, *Опт. и спектр*. **18**, 357 (1965).

ИОНИЗАЦИЯ ОДИНОЧНОГО ВОДОРОДОПОДОБНОГО АТОМА СИЛЬНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ: ЧАСТОТА ОТСЕЧКИ, СТАБИЛИЗАЦИЯ ИОНИЗАЦИИ, СКОРОСТЬ ИОНИЗАЦИИ

Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А.
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Международный лазерный Центр МГУ, Москва, Россия

В работе рассмотрен оптический отклик одиночного водородоподобного атома, находящегося в поле сверхсильного лазерного поля, рассчитываемый на основе непертурбативной теории, учитывающей все степени действующего поля и, как следствие, позволяющей допускать произвольное отношение амплитуды действующего поля к амплитуде внутриатомного поля. Были рассчитаны и изучены матричные элементы ионизационного перехода для первых 6 значений орбитального квантового числа l, спектры тока атомного отклика. Показано, что в сильных полях спектры имеют выделенные частоты: частота отсечки и граничная частота, которые были изучены с точки зрения их зависимости от величины внешнего поля, они имеют характерное насыщение. Была также получена зависимость средней скорости ионизации от величины внешнего поля. Она характеризует известный закон стабилизации ионизации. Также исследовалась зависимость парциальной скорости ионизации от энергии фотоэлектрона.

Задача об ионизации атома сильным и сверхсильным лазерным полем является в настоящее время объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Взаимодействие одиночного атома с высокоинтенсивным электромагнитным полем, сравнимым с внутриатомным, является фундаментальным процессом, который содержит новую информацию о строении атома.

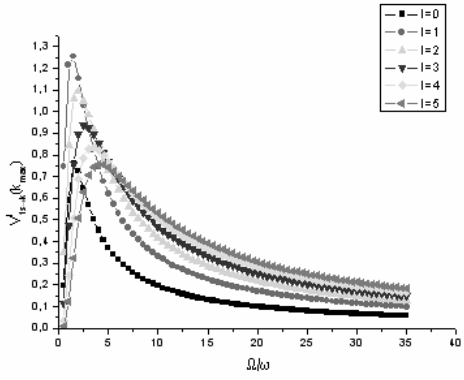


Рис.1 Матричные элементы ионизационного перехода

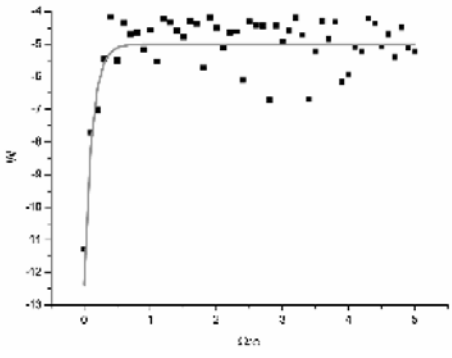


Рис.2 Стабилизация ионизации

В данном докладе для решения нерелятивистской задачи об ионизации из основного состояния одиночного водородоподобного атома в одноэлектронном приближении, подвергнутого воздействию суб-, атомных и сверхатомных импульсных полей, мы развили подход, предложенный изначально в[1]. В рамках этого подхода исследованы матричные элементы ионизационного перехода,

выявлены их нелинейные зависимости от интенсивности лазерного поля. В силу сложности используемых волновых функций и громоздкости вычислений были исследованы матричные элементы для 6 значений орбитального квантового числа (l=0-5) (см. рис.1). Уравнения, исследуемые в представленной работе, имеют вид [2]:

$$\frac{da_{il}(t)}{dt} = -iE\left(y_i(t,l)b(t) + \sum_{m=0}^{5}\sum_{k}^{k_{pred}} d_{ik}(t,l,m)a_{km}(t) \right),$$

$$\frac{db(t)}{dt} = -i\left(\left(V_{1s1s}V_{1s1s}^{-1} - \sum_{l=0}^{5}\sum_{k}^{k_{pred}} V_{1s\to k}^{(l)}k^2V_{1s\to k}^{-1(l)} \right)b(t) + E\sum_{l=0}^{5}\sum_{k}^{k_{pred}} y_k^*(t,l)a_{kl}(t) \right),$$

где $y_i(t,l) = V_{1s1s}V_{1s\to i}^{-1(l)}$, $d_{ik}(t,l,m) = V_{i\to 1s}^{(l)}V_{1s\to k}^{-1(m)}$.

С помощью численного решения данной системы дифференциальных уравнений были получены спектры тока поляризации для конкретных значений амплитуд внешнего поля. Из вида данных спектров были определены две характерные частоты: частота отсечки (резкого падения спектральной плотности) и граничная частота (исчезновение сигнала в спектре). Была исследована зависимость данных частот от величины внешнего поля. Одна из них достаточно хорошо соотносится с экспериментальной зависимостью частоты отсечки от интенсивности внешнего поля, представленной в[3] . Также была исследована зависимость средней скорости ионизации от энергии фотоэлектрона.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-16764).

1. А.В.Андреев *ЖЭТФ*, **116**, вып. 3(9), с. 793-806, (1999).
2. A.V. Andreev, O.A. Shoutova, *Physics Letters A*, **350**, Issues 3-4, p.309-314, (2006).
3. R.A.Ganeev, M. Baba, M. Suzuki, H. Kuroda, *Physics Letters A*, **339**, №3.- p.103-109,(2005).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИМПУЛЬСА В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ

Сазонов С.В., Халяпин В.А.
Российский государственный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Россия

Предложен механизм преобразования лазерного излучения, при котором частота исходного сигнала удваивается, а потом непрерывно уменьшается. Этот механизм реализуется в двуосных кристаллах в результате каскадного процесса: исходная волна генерирует вторую гармонику, которая порождает видеоимпульс, что сопровождается смещением её частоты в красную область спектра в режиме резонанса Захарова - Бенни.

Предложен механизм преобразования лазерного излучения, при котором частота исходного сигнала удваивается, а потом непрерывно уменьшается. Этот механизм реализуется в двуосных кристаллах в результате каскадного процесса: исходная волна генерирует вторую гармонику, поляризованную перпендикулярной

основной, которая порождает видеоимпульс, поляризованный как и первоначальная волна. В процессе генерации видеоимпульса, частота порождающей его второй гармоники непрерывно смещается в красную область спектра. Такой каскадный процесс возможен при совместном выполнении условия фазового синхронизма, обеспечивающего эффективную генерацию второй гармоники, и резонанса Захарова - Бенни (РЗБ) для плавной перестройки частоты второй гармоники при генерации ею видеоимпульса.

Пусть электромагнитный импульс распространяется в двуосном кристалле вдоль оси z в плоскости, образованной любыми главными осями. Ось y направлена перпендикулярно z, а $x-$ ортогонально плоскости, в которой распространяется импульс. В такой среде электромагнитная волна разбивается на две взаимоортогональные компоненты: E_x, направленную вдоль оси x и E_y параллельную y. Будем считать, что спектр импульса лежит в области прозрачности кристалла, поэтому взаимодействие со средой нерезонансное и нелинейность с дисперсией можно считать малыми. Исходя из этого, запишем связь компонент поляризационного отклика среды P_x, P_y с составляющими электрического поля E_x, E_y следующим образом

$$P_x = \int_0^\infty \chi_{xx}(\tau)E_x(t-\tau)d\tau + \chi_{xxx}E_x^2 + \chi_{xyy}E_y^2 + 2\chi_{xxy}E_yE_x, \qquad (1)$$

$$P_y = \int_0^\infty \chi_{yy}(\tau)E_y(t-\tau)d\tau + \chi_{yyy}E_y^2 + \chi_{yxx}E_x^2 + 2\chi_{yyx}E_yE_x, \qquad (2)$$

где $\chi_{xx}(\tau)$, $\chi_{yy}(\tau)-$ компоненты тензора линейной электронной восприимчивости, а χ_{xxx}, χ_{yyy}, χ_{zzz}, χ_{yxx}, χ_{yyx}, χ_{xyy}, $\chi_{xxy}-$ ненулевые компоненты тензора квадратичной низкочастотной восприимчивости.

Импульс E_x генерирует вторую гармонику E_y, порождающую видеоимпульс E_{x0}, поляризованный так же как исходная волна. Поскольку основная и удвоенная гармоники представляют собой квазимонохроматические импульсы, то справедливо представление

$$E_x = \psi_x \exp[i(\omega t - k_x z)] + c.c. + E_{x0}, \qquad (3)$$

$$E_y = \psi_y \exp[i(2\omega t - k_y z)] + c.c., \qquad (4)$$

где ψ_x, ψ_y - медленно меняющиеся огибающие, k_x, k_y - соответствующие волновые числа. Учитывая (1)-(4) и уравнения Максвелла, можно получить систему, описывающую каскадный процесс. Дальнейшие результаты будут следствием анализа этой системы.

Опишем сначала эффект генерации второй гармоники при расстройке групповых скоростей ($v_x \neq v_y$) в приближении заданного поля. Наибольшая эффективность удвоения частоты достигается при выполнении условия фазового синхронизма $2k_x = k_y$. Если на вход в нелинейную среду подаётся импульс основного излучения с огибающей в виде

$$\psi_x = \psi_{0x}\,\mathrm{sech}\left(\frac{t - z/v_x}{\tau_1}\right), \qquad (5)$$

то амплитуда сигнала на удвоенной частоте имеет вид[1]:

$$\psi_y = -ib_y\omega\psi_{0x}^2 sh\frac{z}{l_{12}}\,\mathrm{sech}\left(\frac{t - z/v_x}{\tau_1}\right)\mathrm{sech}\left(\frac{t - z/v_y}{\tau_1}\right). \qquad (6)$$

Здесь ψ_{0x} – максимальная амплитуда входного импульса, τ_1 – его характерная длительность, $n_x = \sqrt{1 + 4\pi\chi_{xx}}$, $n_y = \sqrt{1 + 4\pi\chi_{yy}}$ – безынерционные показатели преломления, коэффициент $b_y = 4\pi\chi_{yxx}/cn_y$, $l_{12} = \tau_1 / \left|1/v_x - 1/v_y\right|$ – групповая длина, за которой начинается уход энергии гармоники из области возбуждения, определяемой размером исходного импульса.

Взяв $\chi_{yxx} \sim 10^{-9}\,СГСЭ$, интенсивность исходной волны $I_x = 10^9$ Вт/см^2, $\omega = 10^{15}$ с$^{-1}$, из (6) найдём интенсивность второй гармоники

$I_y = 0.1I_x = 10^8$ Вт/см^2.

По мере своего распространения вторая гармоника, полученная вышеописанным образом, при выполнении условия РЗБ ($v_y = c/n_x$) порождает видеоимпульс E_{x0}. Поскольку основная компонента на исходной частоте не удовлетворяет условию РЗБ, то в процессе генерации видеоимпульса она не участвует. Учитывая вышесказанное, уравнения, описывающие каскадный процесс, можно записать в виде системы Ядзимы-Ойкавы, которая имеет односолитонное решение вида

$$\psi_y = \psi_m e^{-i(\Omega t - qz)}\,\mathrm{sech}\left[(t - z/v)/\tau_p\right], \qquad (7)$$

$$E_{x0} = -E_m\,\mathrm{sech}^2\left[(t - z/v)/\tau_p\right], \qquad (8)$$

где

$$\psi_m = \frac{\left|k_{2y}\right|}{\tau_p}\left(\Omega/2\omega g_y g_x\right)^{1/2}, \qquad (9)$$

скорость импульса v выражается соотношением $1/v = n_x/c - k_{2y}\Omega$, $g_y = 4\pi\chi_{yyx}/cn_y$, $g_x = 4\pi\chi_{xyy}/cn_y$ – определяют вклады нелинейностей второго порядка, $k_{2y} = \partial(1/v_y)/\partial\omega$ – параметр дисперсии групповой скорости, $E_m = k_{2y}/\left(2\omega g_y\tau_p^2\right)$, $q = \Omega/v + k_{2y}\left(\Omega^2 + \tau_p^{-2}\right)/2$.

Решение (7), (8) является двухпараметрическим. Первый свободный параметр τ_p имеет смысл длительности солитона. Он определяет также спектральную ширину видеоимпульса: $\Delta\omega \sim 1/\tau_p$. Второй свободный параметр Ω является положительным (см. выражение для ψ_m) и определяет частотный сдвиг коротковолновой компоненты в красную область (см. (7)). Как видно из выражения (9), параметр Ω, определяющий величину смещения частоты импульса второй

гармоники $\Omega \sim \psi_m^2 \sim I_y$ пропорционален интенсивности I_y этого импульса[2]. Используя формулу (9), находим $\Omega/\omega = 128\pi^3 \tau_p^2 \omega^2 \chi_{yyx}^2 I_y / c$. Взяв $\tau_p = 10^{-11}$с, $\omega = 10^{15}$ с$^{-1}$, $\chi_{yxx} \sim 10^{-9}$ *СГСЭ*, $I_y = 0.1 I_x = 10^8$ Вт/см^2, найдём $\Omega/\omega = 10^{-3}$. В этих условиях интенсивность видеоимпульса $I_{x0} = E_m^2 I_y / \psi_m \sim I_y / 2\omega\tau_p^2\Omega$. При вышеприведённых параметрах получаем $I_{x0} \sim 10^{-5} I_y = 1$ кВт/см^2.

Таким образом, импульс на удвоенной частоте (6), который был сгенерирован исходным сигналом (5), может плавно менять свою частоту за счёт перекачки энергии в порождаемый им видеоимпульс (8). Необходимо отметить, что рассмотренный механизм дискретно-непрерывной перестройки частоты может реализоваться только при одновременном выполнении условия фазового синхронизма и РЗБ.

1. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков, *Теория волн*, М.: Наука, (1990).
2. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский *Квантовая электроника*, **35**, №11, 1019-1026, (2005).

КОГЕРЕНТНОЕ ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКЕ, ДОПИРОВАННОЙ МОЛЕКУЛАМИ КРАСИТЕЛЯ

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

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

Впервые при комнатной температуре в полимерной пленке с красителем HW 1009, наблюдались и были исследованы сигналы первичного фемтосекундного фотонного эха (ПФФЭ) и стимулированного фотонного эха (СФФЭ). Полученные зависимости относительной интенсивности этих эхо-сигналов от изменения временных интервалов между возбуждающими импульсами позволяют получить параметр ширины линии поглощения резонансного перехода и оценить времена релаксации ПФФЭ и СФФЭ. Зарегистрированные спектры ПФФЭ в отличие от спектра СФФЭ показывают наличие спектрального сдвига в коротковолновую область относительно спектра сигнала самодифракции, что говорит о возможном фононном механизме передачи энергии.

Исследования в области создания твердотельных эхо-процессоров с использованием лазерных импульсов наносекундной длительности невозможны без применения криогенных температурных условий [1]. Это вызвано необходимостью подавления релаксационных процессов с участием тепловых фононов и, как следствие, для удлинения характеристических времен этих необратимых процессов релаксации. Переход в фемтосекундный диапазон длительностей возбуждающих импульсов позволяет получать ПФФЭ и СФФЭ при комнатной температуре, что

делает возможным создание таких эхо-процессоров, функционирующих без охлаждения. Кроме того, наблюдаемое нами смещение спектров ПФФЭ позволяет предположить возможность использование такого эффекта для лазерного охлаждения.

В качестве исследуемого образца нами был выбран дешевый и наиболее технологичный, например, в отличие от кристаллов, материал – пленка поливинилбутираля (ПВБ), допированная молекулами фталоцианина. Основные эксперименты по исследованию фемтосекундного когерентного эха были сделаны на пленке ПВБ толщиной 65 мкм с молекулами фталоцианина HW 1009 в концентрации $10^{-3} \div 10^{-4}$ моль/литр.

Экспериментальная установка, созданная для исследования когерентного фемтосекундного фотонного эха, описана в работе [2]. Импульсы возбуждения, генерируемые титан-сапфировым лазером, и усиленные до энергии 600 мДж, длительностью 65 фс с частотой повторения 50 Гц в направлениях волновых векторов $\mathbf{k_1}$, $\mathbf{k_2}$ и $\mathbf{k_3}$ подавались на образец. Так как длина волны возбуждающих импульсов - 780 нм, соответствует резонансному переходу $S_0 \rightarrow S_1$ линии поглощения изучаемого образца [3], то при одновременном воздействии этих импульсов в образце формируется динамическая «решетка» разности населенностей, на которой возникают сигналы самодифракции в направлениях: $\mathbf{2k_2 - k_1}$, $\mathbf{2k_1 - k_2}$, $\mathbf{-k_1 + k_2 + k_3}$ и $\mathbf{-k_2 + k_1 + k_3}$. Теперь, если осуществлять задержку τ_{12} первого импульса относительно второго при фиксированной задержке третьего импульса относительно второго τ_{23}, то в зависимости от того, какой из импульсов является первым, а какой – вторым, мы получим в эксперименте два контура, сдвинутых в максимуме на величину T_{max}. В работах [4-6] было показано, что, зная эту величину можно получить значение однородной ширины линии поглощения по формуле: $\Gamma_{hom}=2/\pi \cdot T_{max}$. Полученные нами при комнатной температуре результаты для сигналов самодифракции, наложенных на сигналы ПФФЭ и СФФЭ продемонстрированы на рис.1. Из этого рисунка видно, что расстояния между максимумами контуров равны 75 фс, что соответствует значению $\Gamma_{hom}=8 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$ и согласуется со значением $\Gamma_{hom}=3 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$ при 240°К, найденным в работе [3]. Очевидно, что в направлениях волновых векторов $\mathbf{2k_2 - k_1}$, $\mathbf{2k_1 - k_2}$, $\mathbf{-k_1 + k_2 + k_3}$ и $\mathbf{- k_2 + k_1 + k_3}$, мы видим сигналы ПФФЭ и СФФЭ наложенные на сигналы самодифракции и по мере увеличения задержки τ_{12} между импульсами вклад сигнала самодифракции будет убывать и при $\tau_{12} > 65$ фс будет стремиться к нулю.

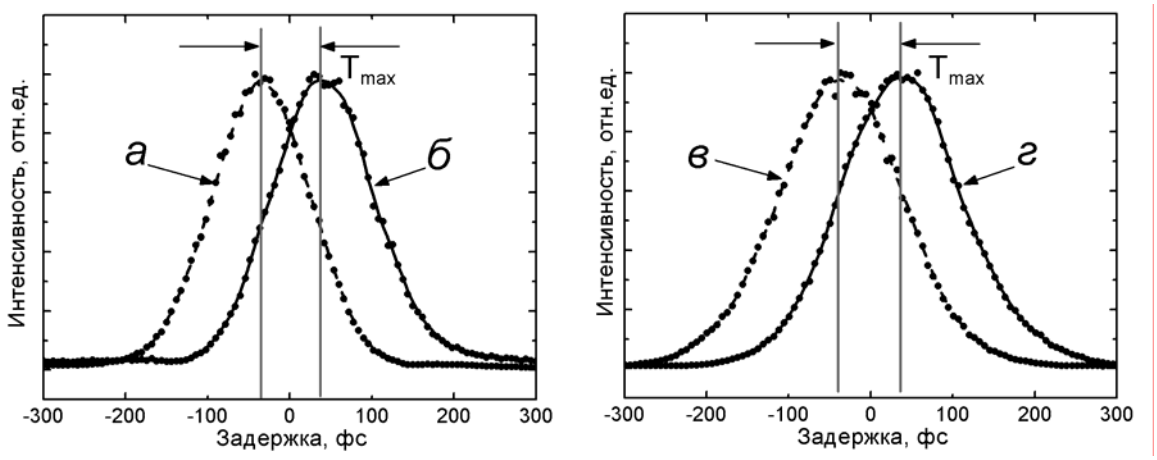


Рис. 1. Зависимости относительной интенсивности сигналов ПФФЭ(*а*,*б*) и СФФЭ(*в*,*г*) от времени задержки τ_{12}: *а* – сигнал от следа $\mathbf{- k_2 + 2k_1}$; *б* – $\mathbf{- k_2 + 2k_1}$; *в* – $\mathbf{- k_2 + k_1 + k_3}$; *г* – $\mathbf{- k_1 + k_2 + k_3}$, $\tau_{23} = 10$ пс.

На рис.2 показана зависимость спектров сигналов ПФФЭ и СФФЭ от изменения временного интервала τ_{12}. Из рисунка видно, что сдвиг спектра в коротковолновую область при увеличении задержки τ_{12} наблюдается только для сигнала ПФФЭ. Это означает, что в процессе формирования сигнала СФФЭ почти не принимает участие фононное крыло линии поглощения, в отличие от сигнала ПФФЭ, где эта роль была доминирующей. Таким образом, полученные результаты согласуются с выводами работы А.К. Ребане с коллегами [3]. Напомним, что теоретически стимулированное фотонное эхо вытекает из той части матрицы плотности, которая осталась диагональной после двухимпульсного воздействия. Согласно Т. Моссбергу [7], этот сигнал можно рассматривать как третий импульс, рассеянный на «решетке» неравновесной населенности, созданной первыми двумя импульсами. А.К. Ребане с коллегами [3] установили, что влияние фононного крыла линии поглощения на сигнал СФФЭ почти отсутствует, в то время как в случае ПФФЭ оно доминирует. Авторы работы [3] это объясняют тем, что сигнал СФФЭ является сигналом рассеяния третьего импульса на «решетке» неравновесной населенности, в то время как сигнал ПФФЭ обязан «решетке» неравновесной поляризации [8], которая «живет» существенно меньше.

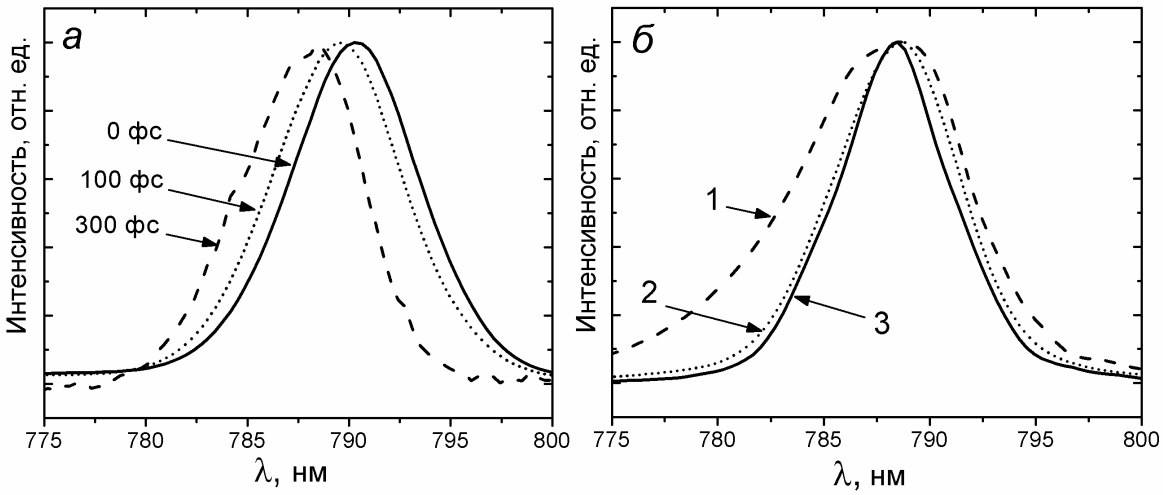


Рис. 2. *а* — спектры сигнала ПФФЭ при различных временных задержках τ_{12}; *б* — спектр сигнала СФФЭ (3) при τ_{12} = 300 фс, τ_{23} = 10 пс на фоне спектра возбуждающего импульса до (1) и после (2) прохождения через образец.

Данные экспериментальные исследования были поддержаны Программой «Ведущие научные Школы» (НШ-6213.2006.02), Программой Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты», грантами РФФИ (№ 05-02-16003; 06-02-16491 и 04-02-81009-Bel-2004). Авторы благодарны проф. А.К.Ребане за исследуемый образец.

1. А.А. Калачев, В.В. Самарцев, *Когерентные явления в оптике*, 280, (2003).
2. S.V.Konturov, V.S.Lobkov, K.M.Salikhov, V.V.Samartsev, G.M.Safiullin, V.A.Zuikov, *Laser Phys.Lett*., **2**, 21-25, (2005).
3. A.K.Rebane, J,Gallus, O.Ollikainen, *Laser Phys.*, **8**, 1126-1134, (2002).
4. M.Fujiwara, R.Kuroda, H.Nakatsuka, *JOSA (B),* **2**, 1634, (1985).
5. A.M.Weiner, S. De Silvestri, E.P.Ippen, *JOSA (B)*, **2**, 654, (1985).
6. M.L.Ryatsep, Photon echo and problems of coherent optics, 97-102, (1990).
7. T.W.Mossberg, *Opt. Lett*., **7**, 77 (1982).

8. E.I.Shtyrkov, N.L.Nevelskaya, V.S.Lobkov, N.G.Yarmukhametov. *Phys. Stat. Sol.* (B) **98**, 473 (1980)

ОПЕРАТОРНЫЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫХ БИАНИЗОТРОПНЫХ СРЕД

Новицкий А.В.
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Операторный метод применен к решению сферически симметричных задач: изучение сферических волноводных и поверхностных собственных мод, расчет рассеяния волн на многослойных сферических частицах.

Ранее в ряде работ был предложен операторный (матричный) подход для описания распространения электромагнитных волн в бианизотропных средах с планарной [1] и цилиндрической [2] симметрией. Бианизотропные среды характеризуются не только тензорами диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостей, но и «перекрестными» величинами в материальных уравнениях — псевдотензорами гирации α и κ. Одним из преимуществ операторного подхода является то, что формулы, полученные ранее для плоских и цилиндрических слоистых сред, могут быть применены и для сферически симметричных сред. В частности, это относится к дисперсионным уравнениям в теории волноводов. Для применения этих общих формул необходимо определить сферически симметричные тензоры импеданса, связывающие тангенциальные (касательные к поверхности раздела сред) составляющие электрического и магнитного полей, и эволюционные операторы, связывающие тангенциальные компоненты в двух различных точках среды. Чтобы получить операторы эволюции и импеданса, мы разделяем переменные (сферические координаты) в уравнениях Максвелла, так что зависимость от радиальной координаты описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка.

Используя операторный метод, мы решали три типа задач: определение мод сферических волноводов, изучение дисперсионных свойств поверхностных волн, вычисление сечения рассеяния на бианизотропных сферических частицах. Аналитические результаты применены для получения мод волновода с отрицательным показателем преломления, для определения дисперсионных кривых волн на сферической границе раздела изотропной и бианизотропной сред, с целью выявления закономерностей рассеяния на сферических диэлектрических частицах [3].

1. L.M. Barkovskii, G.N. Borzdov and A.V. Lavrinenko, *J. Phys. A*, **20**, 1095-1106, (1987).
2. A.V. Novitsky and L.M. Barkovsky, *J. Phys. A*, **38**, 391-404, (2005).
3. A.V. Novitsky and L.M. Barkovsky, *J. Phys. A*, **39**, 7543-7560, (2006).

КОГЕРЕНТНЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ПЛОТНОУПАКОВАННЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Кузнецова Л.В., Зимняков Д.А., Правдин А.Б.
Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

Представлены результаты анализа транспортных свойств плотноупакованных неупорядоченных систем диэлектрических частиц с использованием низкокогерентной интерферометрии и когерентного обратного рассеяния. Для определения оптических параметров исследуемых образцов применен подход на основе приближения когерентного потенциала.

Эффект локализации света в случайно-неоднородных средах в настоящее время является объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Условием перехода от делокализованных состояний светового поля в рассеивающей среде к режиму локализации является критерий Иоффе-Регеля[1]: $kl^* \le 1$. Здесь k - волновое число света в среде, l^* - транспортная длина. В отличие от мезоскопических сред с регулярной структурой получение условий перехода к локализованным состояниям светового поля в случайно-неоднородных средах ограничивается рядом фундаментальных факторов. В настоящее время выполнено всего несколько экспериментальных работ, посвященных исследованиям переноса излучения в неупорядоченных средах вблизи порога локализации[2-4]. В данной работе представлены результаты исследований распространения света (400 нм$\le \lambda_0 \le$ 820 нм) в плотноупакованных системах диэлектрических частиц – слоях полидисперсных частиц двуокиси титана (рутила) с объемной долей рассеивателей $p = 0.35 \pm 0.03$ толщиной от 15 до 350 мкм.

В работе проводились экспериментальные исследования пиков когерентного обратного рассеяния для длин волн 633 нм, 532 нм, 473 нм (в диапазоне углов рассеяния ± 400 мрад) с использованием специально разработанного гониофотометра. Некоторые образцы анализировались с помощью сканирующего волоконно-оптического интерферометра на длине волны 820 нм.

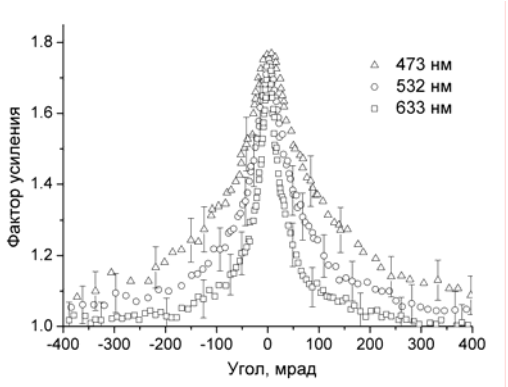


Рис. 1. Форма пиков когерентного обратного рассеяния для различных длин волн зондирующего излучения

Для определения оптических характеристик плотноупакованных случайно-неоднородных сред в отсутствие данных о показателе преломления рассеивателей был применен метод на основе аппроксимации экспериментальных данных по когерентному обратному рассеянию и низкокогерентной интерферометрии на основе теории эффективной среды (приближение когерентного потенциала[5], КП). Приближение КП основано на определении комплексного значения показателя преломления пространственно-однородной эффективной среды $\tilde{n}_{ef}$, соответствующего минимальному значению полного сечения экстинкции

погруженных в среду пробных рассеивающих центров. Исследованная рассеивающая система для заданной длины волны может быть описана параметрической зависимостью $l^*(n_{sc}) = \psi_{КП}(n_{ef}(n_{sc}))$, полученной в рамках приближения когерентного потенциала при изменении показателя преломления рассеивателей n_{sc} в заданном диапазоне. С другой стороны, с использованием диффузионного приближения, измеренные в эксперименте значения ширины КОР пика $\Omega_{0.5}$ и характерного масштаба затухания функции распределения оптических путей в среде s_d для λ_0 могут быть описаны следующими выражениями:

$$\Omega_{0.5} \approx \frac{\lambda_0}{3\pi l^*} \Xi\left(n_{ef}\right), \tag{1}$$

$$s_d \approx \frac{3(L + z_{01} + z_{02})^2}{\pi^2 l^*}. \tag{2}$$

Для измеренных $\Omega_{0.5}$ и s_d с использованием (1) и (2) могут быть построены параметрические зависимости $l^* = f_{s_d}\left(n_{ef}\right)$ и $l^* = \psi_{\Omega}\left(n_{ef}\right)$. Условия $\psi_{КП}\left\{n_{ef}\left(n_{sc}\right)\right\} = f_s\left(n_{ef}\right)$ и $\psi_{КП}\left\{n_{ef}\left(n_{sc}\right)\right\} = \psi_{\Omega}\left(n_{ef}\right)$ единственным образом определяют параметры рассеивающей среды n_{ef}, l^* и n_{sc}. Рис. 2 иллюстрирует применение данного подхода для определения транспортных свойств образцов TiO_2 для $\lambda_0 = 633$ нм, 532 нм, 473 нм из экспериментальных результатов по когерентному обратному рассеянию. Оценки значений l^*, n_{ef}, n_{sc} и kl^* для различных λ_0 с использованием данной методики приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Значения l^*, n_{ef}, n_{sc} и kl^* для исследуемых образцов, полученные из экспериментальных данных

λ_0, нм	l^*, мкм	n_{ef}	n_{sc}	kl^*	Источник данных
820	2.41 ± 0.21	1.44 ± 0.04	2.43 ± 0.04	26.6 ± 2.2	НКИ
633	0.82 ± 0.05	1.52 ± 0.06	2.49 ± 0.04	12.37 ± 0.30	КОР
532	0.26 ± 0.04	1.69 ± 0.07	2.78 ± 0.08	5.10 ± 0.45	КОР
473	$0.075 \le l^* \le 0.13$	$1.88 \le n_{ef} \le 2.0$	$3.00 \le n_{sc} \le 3.15$	$2.0 \le kl^* \le 3.2$	КОР

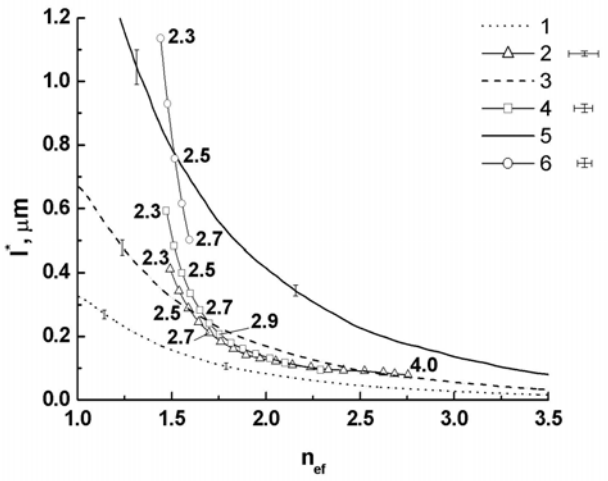


Рис. 2. Зависимости l^* от n_{ef} исследуемой среды (1, 3, 6 – результаты измерения когерентного обратного рассеяния, 2, 4, 6 – результаты, полученные с использованием модификации КП для $\lambda_0 = 633$ нм (кривые 5, 6), для $\lambda_0 = 532$ нм (кривые 3, 4) и для $\lambda_0 = 473$ нм (кривые 1, 2)

До недавнего времени основным направлением в достижении порога локализации в случайно-неоднородных средах являлось использование порошковых полупроводников (Si, Ge, GaAs и т.д.) в ИК диапазоне вдали от полос поглощения материалов. В этом случае могут быть достигнуты малые k при высокой эффективности рассеяния благодаря большим значениям n_{sc}. Результаты данной работы показывают, что величины kl^*, достаточно близкие к пороговому значению, достигаются в коротковолновой области видимого диапазона (где k достаточно велико) вблизи края полосы поглощения материала рассеивающих частиц.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 04-02-16533.

1. A.F. Ioffe and A.R. Regel, *Prog. Semicond.* 4, 237, (1960).
2. A.Z. Genack, N. Garcia, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2064, (1991).
3. Z.Q. Zhang, C.C. Wong, K.K. Fung et al., *Phys. Rev. Lett.*, 81, 5540, (1998).
4. F.J.P. Schuurmans, M. Megens, D. Vanmaekelbergh, A. Lagendijk, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2183, (1999).
5. K. Busch, C.M. Soukoulis, *Phys. Rev. E*, **54**, 893, (1996).

МОДУЛЯЦИЯ РЕЗОНАТОРОМ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОВ ПРАЗЕОДИМА В МАТРИЦЕ ТРЕХФТОРИСТОГО ЛАНТАНА

Башаров А.М., Григорян Г.Г., Знаменский Н.В.,
Орлов Ю.В., Шашков А.Ю., Юкина Т.Г.
Лаборатория нелинейной оптики, РНЦ “Курчатовский институт”,
Москва, Россия

Представлены экспериментальные данные об излучении трехфтористого лантана, активированного ионами празеодима. Установлено, что

излучение имеет пичковую структуру, которая оказывается промодулированной при помещении матрицы в резонатор. Построена теория указанных модуляций.

Излучение лазера на органическом красителе с помощью длиннофокусной линзы, стягивающей поперечный размер светового пучка, фокусировалось в кристалл $LaF_3:Pr^{3+}$. Угол падения составлял около 2^0. Кристалл располагался в гелиевом криостате и его температура могла поддерживаться от 4,2К до комнатной.

В выполненных экспериментах частота генерации лазера на красителе перестраивалась в пределах неоднородной ширины линии перехода $^3H_4$ - $^3P_0$ иона Pr^{3+}. Импульс лазерной генерации имел колоколообразную форму с шириной по основанию 15 нс, что значительно меньше времен продольной и поперечной релаксации для перехода $^3H_4$ - $^3P_0$ при гелиевых температурах.

Регистрация всех излучений осуществлялась электронно-оптической камерой со щелевой разверткой.

Уже при интенсивности 20 МВт/см^2 на выходе из кристалла наблюдалось когерентное вынужденное излучение, частота которого соответствовала частоте перехода $^3P_0$ - $^3H_6$. Это когерентное излучение состояло из мощного короткого импульса, длительности порядка 10-15 нс, и более слабого «хвоста» состоящего из цуга пичков с убывающей интенсивностью случайных по длительности (5 – 50нс) и интервалу следования.

Когда кристалл помещался в резонатор (оба зеркала имели коэффициент отражения около 65%), то вместе с безрезонаторным вынужденным излучением в двух близких направлениях, появлялась генерация с расходимостью около 6мрад. Она возникала с задержкой 20 нс и более от возбуждающего импульса. Заметно, что общая длительность процесса генерации сокращается до 1 мкс, а случайные пички увеличивают свою длительность и интервал следования и сглаживаются с увеличением длины резонатора. Кроме того, генерация оказывается промодулированной регулярным образом с характерными временами 5-10 нс.

Предложена модель описанных процессов, основанная на обобщении модели среднего поля для резонатора. Одним из основных параметров модели является величина σ, описывающая скорость вывода энергии из кристалла за счет когерентного излучения в двух указанных направлениях. При помещении кристалла внутрь резонатора появляется новый канал вывода энергии когерентным высвечиванием, связанный с резонаторной модой. При этом старые безрезонаторные каналы сохраняются. В результате такая ситуация описывается другой величиной, скажем σ', которую грубо (полагая все каналы равноправными) можно оценить как $\sigma' = 3\sigma/2$. В результате длительность пичковой генерации в резонаторе должна сократиться на одну треть. Похожая картина и наблюдается на эксперименте. Обнаруженная регулярная модуляция пичкового режима при помещении кристалла внутрь резонатора отражает биения между безрезонарными и резонаторным каналами когерентного вывода энергии из кристалла.

РАДИАЦИОННО-СБАЛАНСИРОВАННОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ

Андрианов С.Н., Власова Д.Д., Петрушкин С.В.
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия

Предлагается новый режим генерации когерентного кооперативного излучения, в процессе развития которого производимое тепло компенсируется его преобразованием в электромагнитную энергию. Выведены кинетические уравнения и получены их аналитическое решение.

Известен эффект радиационно-сбалансированной лазерной генерации, в котором часть мощности накачки идет на компенсацию выделения тепла за счет антистоксового механизма охлаждения при спонтанном излучении, сопутствующем лазерной генерации [1-2].

Здесь мы рассматриваем возможность протекания процесса радиационно-сбалансированного излучения. При этом рассматривается как возможность чередования стадий охлаждения и нагревания во времени, так и возможность реализации сценариев охлаждения и нагревания в одном цикле «накачка – сверхизлучение». В первом случае тепло может отбираться как при накачке, так и при излучении. После охлаждающей стадии сверхизлучения совершается нагревающая стадия под действием окружающей кристаллической решетки, делающая возможным повторение протекания цикла «антистоксовое сверхизлучение – нагрев», а температура образца в целом остается неизменной.

Протекание процесса сверхизлучения на антистоксовой частоте в случае, когда тепло отбирается при излучении, может быть стимулировано дополнительным триггерным импульсом на рабочем переходе.

В вариантах объединения сценариев «нагрев – охлаждение» также может применяться охлаждение при накачке и при излучении.

Данная работа поддержана грантами РФФИ №04-02-16932а, 05-02-16169а и грантами №04-02-81009-Бел2004, №06-02-81037-Бел2006, а также «Фондом содействия отечественной науке».

1. S.R. Bowman, *IEEE J.Quantum Electronics*, QE-35, 115-122, (1999).
2. S.R. Bowman, NRL Review, optical sciences, 191 (2003).

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ И СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА

Белоненко М.Б., Сасов А.С., Сочнев И.В.
Волгоградский Государственный Архитектурно–строительный Университет, г. Волгоград, Россия

Рассмотрено поведение электромагнитных импульсов в двулучепреломляющих кристаллах и кристаллах со свободными носителями заряда. Проанализировано влияние параметров задачи на динамику лазерных импульсов.

Развитие современной вычислительной техники влечет за собой и развитие таких систем, в которых обработка информации может происходить с максимально возможной скоростью. Из этого следует актуальность построения таких полностью оптических приборов, в которых свет может быть использован для управления светом [1].

Рассмотрим примесную двухуровневую систему, находящуюся в двулучепреломляющем кристалле. Пусть расстояние между уровнями системы Ω, энергия кулоновского взаимодействия между i - й и j - й примесными системами J_{ij}. Воспользуемся псевдоспиновым формализмом, в котором оператор дипольного момента системы есть S^z, а оператор энергии S^x (такой выбор связан с простотой учета диполь-дипольного взаимодействия). Тогда уравнения движения Гейзенберга для средних значений операторов псевдоспина, расцепленные в приближении хаотических фаз есть [2]:

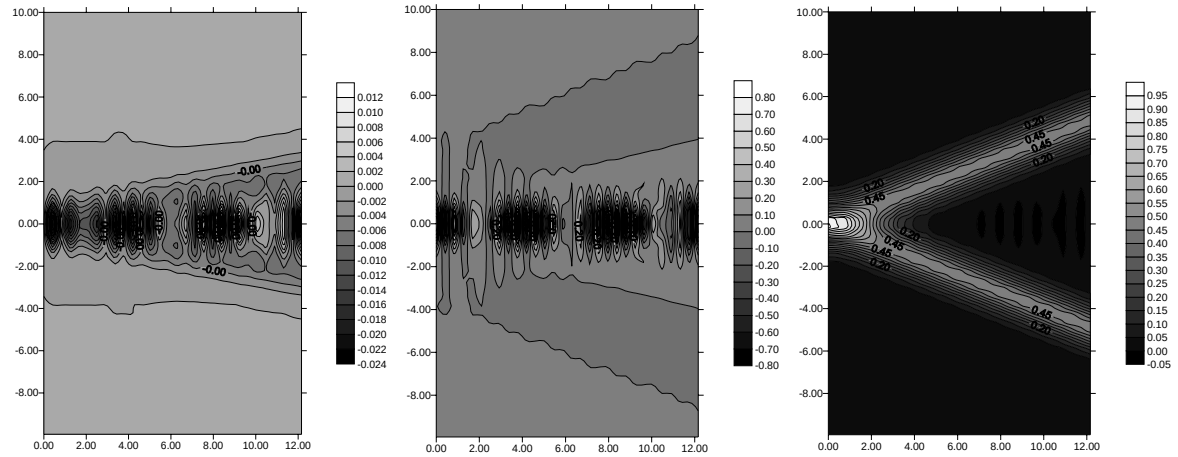
$$\begin{aligned}
&\left\langle \dot{S}^x \right\rangle = \left(J * \left\langle S^z \right\rangle + \alpha * E_1 + \beta * E_2\right) * \left\langle S^y \right\rangle, \\
&\left\langle \dot{S}^y \right\rangle = \Omega * \left\langle S^z \right\rangle - \left(J * \left\langle S^z \right\rangle + \alpha * E_1 + \beta * E_2\right) * \left\langle S^x \right\rangle, \\
&\left\langle \dot{S}^z \right\rangle = -\Omega * \left\langle S^y \right\rangle,
\end{aligned} \tag{1}$$

где $J = \sum_j J_{ij}$, E_1, E_2 - электрические поля электромагнитной волны, отличающиеся взаимно ортогональной поляризацией, α, β - удвоенные дипольные моменты нашей системы, возникающие в направлениях совпадающих с направлениями E_1, E_2. Данную систему необходимо решать совместно с уравнениями на компоненты электрического поля [3]:

$$\begin{aligned}
&\left(E_1\right)_{tt} - c_1^2 * \left(E_1\right)_{\xi\xi} + 4\pi\alpha \left\langle S^z \right\rangle_{tt} = 0, \\
&\left(E_2\right)_{tt} - c_2^2 * \left(E_2\right)_{\xi\xi} + 4\pi\beta \left\langle S^z \right\rangle_{tt} = 0
\end{aligned} \tag{2}$$

где c_1, c_2 - скорости электромагнитных волн с поляризацией E_1, E_2. Скорости c_1, c_2 учитывают свойства самого кристалла, в который помещены примеси, а последние слагаемые учитывают вклад поляризации от примесных подсистем.

Система уравнений (1, 2) решалась численно с использованием явной численной схемы. Типичный результат приведен на рисунке 1.



а) б) в)

Рис. 1. Эволюция первоначального состояния поляризации. а) поляризация примесной подсистемы; б) компонента поля E_1 ($c_1 > c_2$); в) компонента поля E_2. $\Omega = 0.4 \cdot 10^{-22} J$; $J = 0.4 \cdot 10^{-22} J$; $\alpha = 4.0 \cdot 10^{-29} C \cdot m$; $\beta = 0.8 \cdot 10^{-30} C \cdot m$.

Отметим квазипериодический характер изменения поляризации примесной подсистемы и связанный с ним квазипериодический характер изменения компоненты поля E_1, которое вследствие величины дипольного момента наиболее сильно связано с поляризацией. Компонента же поля E_2 распадается на два бегущих локализованных состояния (что и следует из симметрии задачи и начальных условий).

В случае присутствия в образце свободных носителей заряда уравнения (2) должны быть записаны как: $(E_1)_{tt} - c_1^2 * (E_1)_{\xi\xi} + 4\pi\alpha \left\langle S^z \right\rangle_{tt} + 4\pi j_t = 0$.

Для определения тока введем функцию распределения $f(p,\xi,t)$, которая подчиняется кинетическому уравнению Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + qE\frac{\partial f}{\partial p} + v\frac{\partial f}{\partial \xi} = St(F(p), f(p,\xi,t)) \qquad (3)$$

где q - эффективный заряд носителей тока; $v = \partial\varepsilon(p) \Big/ \partial p$ скорость носителей, определяемая через закон дисперсии $\varepsilon(p)$; $St(F(p), f(p,\xi,t))$-интеграл столкновений. В качестве импульса p рассматривается проекция трехмерного импульса на ось ξ. Интеграл столкновений выберем в приближении времен релаксации, согласно которому: $St(F(p), f(p,\xi,t)) = \dfrac{F(p) - f(p,\xi,t)}{\tau}$.

Выбирая для времени релаксации носителей заряда для случая сегнетоэлектриков с протонной проводимостью оценку $\tau \approx 10^{-15}$ с и учитывая, что длительность ультракороткого импульса примерно $10^{-13} - 10^{-14} c$, уравнение (3) можно решать разложением в ряд по отношению τ к длительности ультракоротких импульсов. В этом случае с точностью до членов третьего порядка имеем:

$$f(p,\xi,t) = F(p) - \tau q E \partial F(p)/\partial p + \tau^2 q \partial E/\partial t \, \partial F(p)/\partial p +$$
$$+ \tau^2 q^2 E^2 \partial^2 F(p)/\partial p^2 + \tau^2 q v \partial E/\partial \xi \, \partial F(p)/\partial p - \tau^3 q \partial^2 E/\partial t^2 \, \partial F(p)/\partial p -$$
$$- 3\tau^3 q^2 E \partial E/\partial t \, \partial^2 F(p)/\partial p^2 - 2\tau^3 q v \partial^2 E/\partial t \partial \xi \, \partial F(p)/\partial p - \quad (4)$$
$$- \tau^3 q^3 E^3 \partial^3 F(p)/\partial p^3 - \tau^3 q v \partial^2 E/\partial \xi^2 \, \partial F(p)/\partial p -$$
$$- 3\tau^3 q^2 v E \partial E/\partial \xi \, \partial^2 F(p)/\partial p^2$$

Учитывая, что $j = \frac{q}{2\pi}\int v(p) f(p,\xi,t) dp$ можно подставить выражение для тока, следующее из (4,5) в уравнение (2) и рассматривать только замкнутую систему уравнений (1,2). Также необходимо учитывать, что в силу симметрии часть слагаемых из (4) дают нулевой вклад. Так, если $\varepsilon(p) = \varepsilon(p^2)$, то для плотности тока j легко получить:

$$j = a_1 E + a_2 \partial E/\partial t + a_3 \partial^2 E/\partial t^2 + a_4 E^3 + a_5 E \partial E/\partial \xi . \quad (5)$$

Заметим, что первое слагаемое совпадает с обычной проводимостью и имеет величину для сегнетоэлектриков с протонной проводимостью сравнимую с проводимостью расплавленного образца.

Влияние перечисленных выше слагаемых сводится как к эффективной перенормировке констант в уравнениях (2) (например, слагаемое с a_2), так и приводит к монотонному уменьшению амплитуд всех импульсов рассматриваемых в задаче с течением времени.

1. Х. Гиббс Оптическая бистабильность. *Управление светом с помощью света*.- Пер. с англ. - М.: Мир, 520 с., (1988).
2. Р. Блинц, Б. Жекш, *Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики*. – М.: Мир, 398 с, (1975).
3. Дж. Л. Лэм. *Введение в теорию солитонов*. Пер. с англ. - М.:Мир, 294 с., (1983).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ЗНАКА КРИСТАЛЛА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ СПОСОБОМ

Пикуль О.Ю., Строганов В.И.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Предложен способ определения оптического знака кристалла по его коноскопической картине с помощью плоскопараллельной кристаллической пластинки с известным оптическим знаком.

Получение информации об оптических свойствах кристаллов с помощью интерференционного метода привлекает многих исследователей в течение довольно продолжительного времени возможностью получения многообразия оптических параметров и характеристик. Коноскопические картины, получаемые в результате интерференции поляризованных лучей в сходящихся пучках излучения, имеют большое значение для изучения свойств оптических кристаллов, отличаются своей информативностью и с успехом применяются в различных по устройству и назначению поляризационных приборах.

Оптический знак кристалла, являющийся одним из основных диагностических признаков, может быть определен методом «бегущих полосок» при использовании поляризационного микроскопа[1]. Метод основан на непрерывном изменении разности хода, а, следовательно, и интерференционных окрасок коноскопической картины кристалла. При этом оптический знак одноосного кристалла определяется с помощью кварцевого клина по коноскопической картине в сечении, параллельном оптической оси, и в сечении, перпендикулярном оптической оси.

В настоящей работе предложен способ определения оптического знака кристалла по его коноскопической картине с использованием плоскопараллельной кристаллической пластинки с известным оптическим знаком. В эксперименте использована кварцевая пластинка λ/4.

Определение оптического знака исследуемой кристаллической пластинки проведено на установке для получения крупномасштабных коноскопических картин.

Излучение He-Ne лазера через поляризатор направляется на кварцевую пластинку λ/4, установленную на гониометре с возможностью поворота вокруг вертикальной оси пластинки. Исследуемая пластинка вырезана параллельно оптической оси. Оси исследуемой пластинки сонаправлены с осями фазовой пластинки. Анализатор с перпендикулярной к поляризатору осью пропускания расположен после исследуемой пластинки. Рассеиватель (матовая пластинка) расположен в непосредственной близости перед исследуемой пластинкой. После анализатора на экране наблюдается четкая коноскопическая картина в виде двух систем гипербол.

При постепенном повороте фазовой кварцевой пластинки, имеющей положительный оптический знак, вокруг вертикальной оси на угол в интервале 0° ÷ 45° от нормального положения в направлении против часовой стрелки коноскопическая картина на экране изменяется.

При совпадении оптических знаков фазовой и исследуемой пластинок происходит суммирование фазовых сдвигов обыкновенного и необыкновенного лучей в каждом выбранном направлении. При этом в положительном кристалле в двух горизонтальных квадрантах происходит смещение боковых гипербол к центру картины, в двух вертикальных квадрантах – к периферии (рис. 1, *а*).

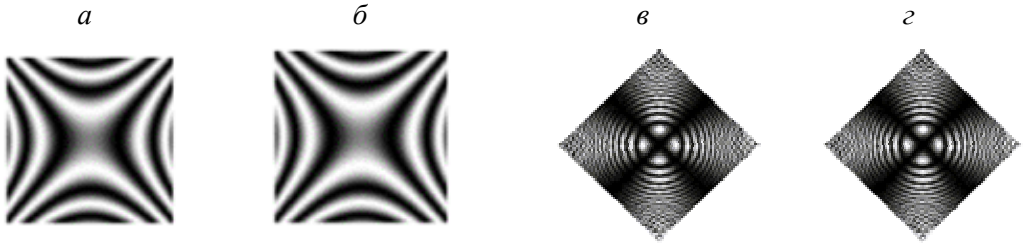


Рис. 1.

При несовпадении оптических знаков фазовой и исследуемой пластинок итоговый фазовый сдвиг между обыкновенным и необыкновенным лучами в данном направлении при повороте фазовой пластинки в этом же направлении уменьшается. При этом в отрицательном кристалле в двух горизонтальных квадрантах происходит смещение боковых гипербол к периферии картины, в двух вертикальных квадрантах – к центру картины (рис. 1, *б*).

Для определения оптического знака при перпендикулярном расположении оптической оси исследуемой кристаллической пластинки также используется вышеописанная установка. Несмотря на то, что коноскопические картины кристаллов, вырезанных перпендикулярно оптической оси, значительно изменяются при изменении форм поляризации излучения, движение изохром при повороте фазовой пластинки хорошо наблюдается.

При совпадении оптических знаков фазовой и исследуемой пластинок в одной паре противоположных квадрантов происходит суммирование фазовых сдвигов обыкновенного и необыкновенного лучей в данном направлении конуса излучения, в другой паре противоположных квадрантов итоговый фазовый сдвиг между обыкновенным и необыкновенным лучами при повороте фазовой пластинки уменьшается.

Как следствие, в случае положительного кристалла в горизонтальной паре квадрантов кольца-изохромы смещаются от центра к периферии (рис. 1, *в*). В вертикальной паре квадрантов кольца смещаются от периферии к центру. Для отрицательного кристалла движение колец-изохром противоположно (рис. 1, *г*).

Достоинством предлагаемого способа определения оптического знака кристалла является простота и легкость проведения экспериментальных измерений. Кроме того, не требуется специальных устройств типа кварцевого клина, изготовление которого достаточно трудоемко.

1. .М. Меланхолин, «Методы исследования оптических свойств кристаллов», (1970).

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ВИДЕОРЕФЛЕКТОМЕТРИИ ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ МНОГОКРАТНО РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД С ФИБРИЛЛЯРНОЙ СТРУКТУРОЙ

Ушакова О.В., Кузнецова Л.В.*, Зимняков Д.А.*
Саратовский государственный технический университет, Саратов, Россия
*Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

Применение зондирующего лазерного излучения и поляризационной дискриминации света, рассеянного зондируемым объектом, позволяет осуществлять раннюю диагностику различных заболеваний в поверхностных слоях биологических тканей вследствие высокой чувствительности состояния поляризации многократно рассеянного света к изменениям оптических параметров исследуемой биоткани. В данной работе рассмотрены два метода диагностики биологических тканей с фибриллярной структурой (деминерализованная кость, мышечная ткань) с использованием лазерного излучения: метод лазерной поляризационной

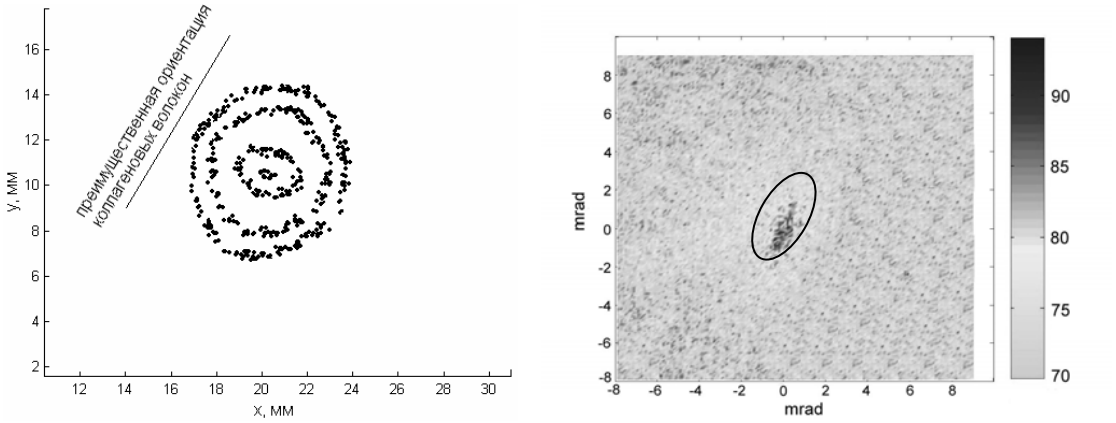
видерефлектометрии и метод, основанный на регистрации угловых распределений интенсивности пиков когерентного обратного рассеяния.

В данной работе сравниваются результаты исследований биологических тканей с выраженной структурной анизотропией с использованием двух подходов. В основу первого подхода положен анализ пространственных распределений интенсивности обратно рассеянного излучения для изображений поверхности зондируемых объектов в условиях зондирования сфокусированным лазерным пучком (метод видеорефлектометрии). Второй подход основан на регистрации угловых распределений интенсивности пиков когерентного обратного рассеяния при зондировании исследуемых объектов коллимированным лазерным пучком. В работах [1,2] показано, что структурная анизотропия рассеивающей среды (биотканей с фибриллярной структурой) приводит к анизотропному рассеянию света с характеристиками, чувствительными к ориентации и распределению фибрилл в образце, равно как и к их толщине. В работах [2,3] показано, что нарушение симметрии пространственных распределений интенсивности рассеянного излучения обусловлено ориентацией волокон в ткани. Данный эффект приводит к появлению эллиптичности пространственных распределений интенсивности. В работе[3] показано, что при распространении света от локализованного источника в анизотропной среде эксцентриситет эллипсов равной интенсивности на больших расстояниях от источника приближенно равен $(\mu'_{sa}/\mu'_{sb})^{1/2}$, где μ'_{sa} и μ'_{sb} - транспортные коэффициенты рассеяния вдоль взаимно перпендикулярных осей *a* и *b*, которые ориентированы параллельно поверхности образца.

На рисунке 1а показано наблюдаемое в экспериментах с образцами биотканей с анизотропной структурой различие в ориентациях эллипсов равной интенсивности в ближней зоне, где обратно рассеянное излучение формируется в результате значительного вклада малократно рассеянных составляющих, и в дальней зоне (на расстояниях, существенно превышающих характерное значение транспортной длины для зондируемой среды). Для многократно рассеивающей анизотропной среды (деминерализованной костной ткани) профили равной интенсивности имеют характерную эллиптическую форму, причем ориентации осей эллипсов в ближней и дальней зонах взаимно ортогональны. Для оценки отношения транспортных коэффициентов рассеяния в направлениях, перпендикулярном и параллельном направлению преимущественной ориентации фибрилл, использовано отношение полуосей профилей равной интенсивности, регистрируемых с помощью метода лазерной видеорефлектрометрии:

$$\mu'_{sa}/\mu'_{sb} = (l_a/l_b)^{-2}.$$

Для деминерализованной кости это отношение составило 0,38. Пространственные распределения интенсивности обратно рассеянного излучения позволяют исследовать транспортные характеристики для различных направлений в зондируемой среде. Дополнительная поляризационная дискриминация детектируемого рассеянного излучения оказывает существенное влияние на характер пространственных распределений интенсивности обратно рассеянного света в ближней зоне (на расстояниях порядка транспортной длины от зоны ввода излучения).



а) б)

Рис. 1. а – профили равной интенсивности обратно рассеянного излучения для деминерализованной костной ткани, полученные с помощью метода видеорефлектометрии (линейно поляризованная составляющая рассеянного излучения с азимутом, соответствующим азимуту поляризации зондирующего лазерного пучка); б – распределение интенсивности в пике когерентного обратного рассеяния для деминерализованной костной ткани

В случае регистрации пиков когерентного обратного рассеяния от многократно рассеивающих анизотропных сред наблюдается угловая анизотропия пиков, а отношение транспортных коэффициентов рассеяния в направлениях, параллельном и перпендикулярном оси анизотропии (в частности, направления преимущественной ориентации коллагеновых волокон в деминерализованной костной ткани), может быть получено как отношение полуширин пиков когерентного обратного рассеяния в соответствующих направлениях ($\theta_{\text{Ц}}$ и $\theta_{\perp}$):

$$\mu'_{sa} / \mu'_{sb} = (\theta_{\text{Ц}} / \theta_{\perp}) = 0{,}37 .$$

Зависимость транспортной длины (характерного расстояния в рассеивающей среде, обратно пропорционального транспортному коэффициенту рассеяния) от величины полуширины пика $\Omega_{0.5}$ когерентного обратного рассеяния описывается следующим соотношением[5]:

$$l^* = \frac{\lambda_0}{3\pi\Omega_{0.5}} \Xi(n_{eff}) ,$$

где λ_0 - длина волны, $\Xi(n_{eff})$ - параметр, определяемый отражательной способностью границы зондируемой среды (зависящей от ее эффективного показателя преломления n_{eff}). С уменьшением значения транспортной длины полуширина пика когерентного обратного рассеяния увеличивается.

Таким образом, результаты зондирования многократно рассеивающих сред с фибриллярной структурой с помощью лазерной видеорефлектометрии хорошо согласуются с данными, полученными на основе измерений пиков когерентного обратного рассеяния.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 04-02-16533.

1. A. Kienle, F. K. Forster, R. Diebolder, R. Hibst, *Phys. Med. Biol.* **48**, N7-N14 (2003).
2. S. Nickell, M. Heramnn, M. Essenpreis, T. J. Farrel, U. Kramer, and M. S. Patterson, *Phis. Med. Biol.* **45**, 2873-2886 (2000).
3. A. Sviridov, V. Chernomordik, A. Russo, A. Eidsath, P. Smith, A. H. Gandjbakhche, *Journal of Biomedical Optics*, **10(1)**, N014012-1-N014012-9,(2005).
4. A. Kienle, F. K. Forster, R. Hibst, *Optics letters*, **29**, №.22, 2617-2619,(2004).
5. J. X. Zhu, D. J. Pine, D. A. Wietz, *Physical Review A*, **44**, №.6, 3948-3959, (1991).

ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ПРОПУСКАНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАССОПЕРЕНОСА БИНАРНОЙ ЖИДКОЙ СРЕДЫ С ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА

Симоненко З.Г.
Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты исследования изменения параметров поляризованного излучения при пропускании через бинарную жидкую среду с границей раздела, полученные экспериментально с помощью специально разработанных для решения рассматриваемой задачи массопереноса методов и приборов нуль-эллипсометрии.

В термодинамике необратимых явлений рассматривают линейные связи потоков и неоднородностей, которые для процессов массопереноса выражаются законом Фика.

Для решения поставленной задачи интерес представляет массоперенос, вызванный наличием в жидкой системе градиента концентрации любого из компонентов. Ясно, что концентрация в любом тонком измеряемом слое зависит как от момента времени, так и от расстояния слоя от поверхности раздела, т.е. является функцией двух переменных, а процесс переноса вещества в этом случае называется нестационарным.

Известно, что оценка величины параметра массопереноса методом поляризационной интерферометрии в простейшем случае сводится к вычислению параметров кривой разности фаз, обусловленной наличием разности показателей преломлений интерферирующей среды, зарегистрированной в разные моменты времени.

Для оптических методов важно условие линейной зависимости показателя преломления раствора от его концентрации для растворов малой концентрации.

В настоящем докладе представлены результаты теоретического анализа и экспериментального исследования изменения параметров поляризованного излучения
при пропускании через рабочую кювету со специально подслоенными двумя жидкими растворами электролитов с границей раздела.

На основе теоретического анализа и аппаратурных разработок [1)] обоснован новый подход к решению задачи массопереноса: определение коэффициента массопереноса сводится к вычислению основного исследуемого параметра –

разности фаз, вызванного градиентом концентрации в жидкой среде с границей раздела, сделан вывод о целесообразности работы в этом направлении.

Проблемы передачи, обработки лазерного оптического сигнала, основным параметром которого является интересующая нас разность фаз, могут быть решены этими методами наиболее успешно. В поляризационных оптических устройствах пучок поляризованного света пропускается последовательно через ряд оптических элементов и каждый из них вносит свой вклад в изменение состояния поляризации[2].

В работе обоснована перспективность методов изучения процессов массопереноса с использованием поляризационной интерферометрии и элементами нуль-эллипсометрии, а в качестве источника излучения лазерных источников излучения и систем фотоэлектрической регистрации как наиболее чувствительных, невозмущающих и неразрушающих методов.

Для этого использован параметр интенсивности от лазерного источника излучения, выделяемую определенным образом через систему поляризационных элементов: поляризатор – оптическая система – анализатор. Для методов нуль – эллипсометрии эта интенсивность первоначально выделяется равной нулю.

После прохождения через поляризационные элементы поляризованные пучки формируют эллиптически поляризованную волну с разностями фаз. При изменении величины δ, в пределах $(0 < \delta < \pi/2)$ суммарное колебание является эллиптическим и превращается в циркулярные при $(\delta = \pi/2)$.

Существенно то, что при всех изменениях формы эллипсов их большая полуось сохраняет свое направление – остается параллельна плоскости колебания падающего света. Известно и то, что разность фаз эллиптического колебания относительно направлений, совпадающих с осями эллипса, постоянна и равна $(\pi/2)$.

Это обстоятельство, а также неизменное положение осей эллипсов при различных изменениях разности фаз, вызываемой наличием градиента концентраций двух исследуемых жидкостей позволяет осуществить анализ эллиптического колебания.

Исходными служат уравнение Максвелла, описывающего интенсивность от излучения от точечного источника, рассматриваются выделенные синусная и косинусная составляющие интенсивности этого излучения, затем дифференцируются.

В процессе осуществления массопереноса точки синусной и косинусной составляющих интенсивности будут последовательно проходить серию минимумов и максимумов. В экспериментальных исследованиях выбраны три следующие друг за другом точки, соответствующие экстремальным значениям синусной составляющей интенсивности излучения пучка $\left(I_{\max} - I_{\min} - I_{\max}\right)$ или $\left(I_{\min} - I_{\max} - I_{\min}\right)$.

Таким образом, решение задачи массопереноса сводится к регистрации трех точек, соответствующих трем экстремальным значениям величин составляющих интенсивности поляризованного излучения на экспериментально получаемой кривой, обусловленных разностями фаз при наличии градиента концентраций, вызванного бинарной диффузией от любых трех регистрируемых интервалов времени τ_1, τ_2 и τ_3 Отсчет интервалов времени начинается с интервала времени τ_1, сразу от момента образования резкой границы раздела двух жидких сред.

Регистрируемая кривая скорости массопереноса дает адекватное представление о феноменологии процесса, полученного в реальном масштабе времени и описанного в работе [3].

Таким образом, теоретические материалы и результаты экспериментального исследования, проведенные с высокой степенью точности, подтвердили возможность изучения свойств поляризованного излучения и структуры сплошных сред.

1. З.Г. Симоненко.- *Материалы IV Международной научной конференции "Проблемы пространства, времени и движения"*, СПбГИТМО (ТУ), С-Пб, (2000).
2. З.Г Симоненко З.Г., А.А Равдель.. – *Авторское свидетельство СССР* No 976307. Бюлл. ОИ ПОТЗ, (1985)
3. З.Г.Симоненко *НТВ. Физические процессы, системы технологии точной механики*. С-Пб, **Вып.3.** 197, (2001)

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА НА КОМПОЗИЦИЮ ПОЛИМЕР–ПОЛУПРОВОДНИК– СОЛЬ МЕТАЛЛА

Штарев Д.С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В представленной работе показано неоднозначное воздействие на светочувствительную композицию света различного спектрального состава. Обнаружены различия в спектрах диффузного отражения поверхностей композиций, экспонированных ультрафиолетовой и одновременно ультрафиолетовой и видимой частью спектра. Предложены два механизма, объясняющих полученные результаты.

Исследуемая светочувствительная композиция состоит из поливинилового спирта (ПВС), оксида цинка (ZnO) и оксихлорида висмута (BiOCl). При воздействии на такую композицию света ультрафиолетового и рентгеновского диапазона на ее поверхности протекают процессы прямого почернения, что приводит к изменению окраски поверхности светочувствительного материала. В ряде работ процессы прямого почернения под действием ультрафиолетового света исследовались достаточно разносторонне. Однако нигде не отмечалось, что спектральный состав излучения, воздействующего на поверхность светочувствительной композиции, может оказывать решающее значение на протекающие фотостимулированные процессы и как следствие на различную окраску образцов.

Для регистрации различной окраски светочувствительной композиции были получены спектры диффузного отражения (СДО) ее поверхности в диапазоне длин волн от 200 до 800 нм. Исследования проводились с использованием спектрофотометра «Spekord 40». Экспонирование композиции производилось светом ртутной лампы ДРТ-250 со светимостью 0,105 Вт/см^2 у поверхности композиции в течение 50 секунд. Спектральный состав экспонирующего излучения изменялся пропусканием света ртутной лампы через светофильтры УФС-1 и ЖС-10.

Определено, что к воздействию видимого излучения светочувствительная композиция ПВС-ZnO-BiOCl не проявляет чувствительности даже при значительном увеличении времени экспонирования. Спектры диффузного отражения при экспонировании ультрафиолетовым и интегральным светом приведены на рисунке.

В приведенных спектрах видны значительные различия. Так, максимум диффузного отражения при экспонировании образцов интегральным светом наблюдается на длине волны 417 нм (рис. кривая 1.). Кроме этого, в диапазоне длин волн 340-380 нм наблюдается слабое отражение на уровне 4%. Полное поглощение в области менее 340 нм объясняется собственным поглощением оксида цинка и поливинилового спирта.

При экспонировании ультрафиолетовым светом в СДО наблюдаются два максимума - 484 и 568 нм (рис. кривая 2.). При этом полоса отражения в диапазоне 340-380 нм полностью исчезает.

Для объяснения описанных выше различий в спектрах ДО при различном спектральном составе света, которым осуществлялось экспонирование, можно предложить две модели.

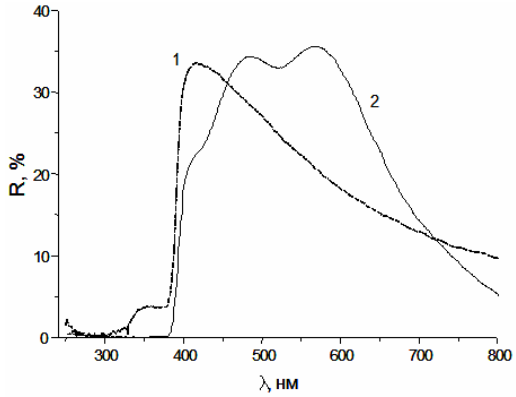


Рис. 1. СДО светочувствительной композиции при экспонировании интегральным светом ртутной лампы (1) и ультрафиолетовой частью спектра (2)

Изменение интенсивности прошедшего через светочувствительный материал света описывается законом Ламбета-Бугера. При этом показатель поглощения α определяется как произведение сечение поглощения (σ) на концентрацию поглощающих примесей ($n_{прим}$) $\alpha = \sigma \cdot n_{прим}$.

При возбуждении светом на поверхности оксида цинка происходит генерация дырок O_S^- и фотоэлектронов e^-. Концентрация дырок n_h определяется величиной, обратнй показателю поглощения: $n_h = \frac{1}{\alpha}$. Тогда как концентрация электронов определяется параметром L, который зависит от коэффициента диффузии и времени жизни электрона: $L = \sqrt{D\tau}$. Коэффициент поглощения имеет различные значения на различных длинах волн. Таким образом, при изменении спектрального состава света, которым производится экспонирование, изменяется соотношение между концентрациями электронов и дырок. Это вызывает изменение протекающих на поверхности процессов - дырки в реакциях выступают в роли окислителей, а электроны - в роли восстановителей. Таким образом, различные спектры диффузного отражения объясняются спектральной селективностью фотокатализатора – оксида цинка.

Рассмотрим другую модель. При поглощении ультрафиолетового света в светочувствительной композиции протекает ряд фотостимулированных процессов, которые приводят к модификации полимера с образованием в нем сопряженных двойных связей $\left(-C=C-\right)_n$. Известен эффект спектральной сенсибилизации, когда добавление органических красителей с сопряженными двойными связями к фотокатализатору приводит к появлению в энергетической диаграмме последнего

уровней энергии в запрещенной зоне. Что приводит к ее значительному уменьшению и появлению фоточувствительности и фотопроводимости в области несобственного поглощения фотокатализатора.

Тогда, аномальная чувствительность светочувствительной композиции к одновременному воздействию света ультрафиолетового и видимого диапазонов объясняется следующим образом. При поглощении света ультрафиолетовой части спектра в светочувствительной композиции происходит образования большого количества сопряженных двойных связей, которые проявляют себя как спектральные сенсибилизаторы и приводят к появлению фоточувствительности композиции к видимой части спектра.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТОНКОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ МЕТОДОМ ТЕРМОХОМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК, СТИМУЛИРОВАННОГО ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Агафонов А.Н., Володкин Б.О.
ГОУ ВПО «Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (СГАУ)», Самара, Россия

В настоящей работе рассмотрены основные аспекты существующей технологии лазерной записи тонкослойных оптических элементов. Предложен метод моделирования процессов термохимического окисления тонких металлических пленок под воздействием лазерного излучения (на примере пленок хрома).

В настоящий момент имеется технология записи дифракционных оптических элементов, высокоточных круговых шкал, оцифрованных лимбов, многоразрядных кодовых дисков, сеток. Принцип действия основан на формировании в тонких металлических пленках, выступающих в роли светочувствительного материала скрытого изображения будущих элементов. В металлической пленке под действием лазерного излучения материал нагревается и окисляется кислородом атмосферного воздуха, таким образом, из оксида металла формируется скрытое изображение нужного оптического элемента. Проводя травление образца, получают на поверхности подложки необходимую структуру. В настоящее время для изготовления амплитудных голограмм и металлизированных шаблонов используются пленки хрома, что связано с наличием отработанных технологий нанесения и травления пленок хрома. Применяемая технология обладает существенным преимуществом перед традиционными, за счет того, что исключены все операции с дополнительным слоем фоторезиста, который используется как светочувствительный материал. В качестве фоточувствительного слоя используется непосредственно металлическая пленка, из которой формируется топология создаваемого элемента.

Основным недостатком непосредственной термохимической записи по сравнению с записью на фоторезисте, являются сильная зависимость ширины записанной линии от мощности записывающего пучка, скорости сканирования поверхности при записи и на порядок более низкая чувствительность к свету. В настоящее время эти проблемы решаются с помощью проведения предварительных

экспериментов для установления необходимых параметров записи. При выполнении предварительных экспериментов возможны ошибки в поиске оптимальных параметров записи, что связано со сложным характером их зависимости от параметров окружающей среды, таких как влажность воздуха, давление, температура и др. В связи с этим существует необходимость в разработке эффективных методов моделирования протекающих при сканировании процессов.

Исходя из данных о параметрах лазерного излучения и свойствах материалов подложки, приведенных в работе[1], была построена модель распределения полученной подложкой тепловой энергии в пространстве и выявлена зависимость этого распределения от времени. Для моделирования проходящих в системе физико-химических процессов был использован метод вероятностных клеточных автоматов (ВКА)[2].

В качестве первого приближения распределения интенсивности лазерного излучения в пучке была принята параболическая модель:

$$I(x, y) = I_0 - a(x^2 + y^2),$$

где I - интенсивность излучения в точке с координатами (x, y), I_0 – максимальная интенсивность излучения.

Графическое представление принятого распределения интенсивности представлено на рис. 1. На рис. 2 показано графическое представление распределения тепловой энергии по поверхности подложки после прохождения лазерного луча.

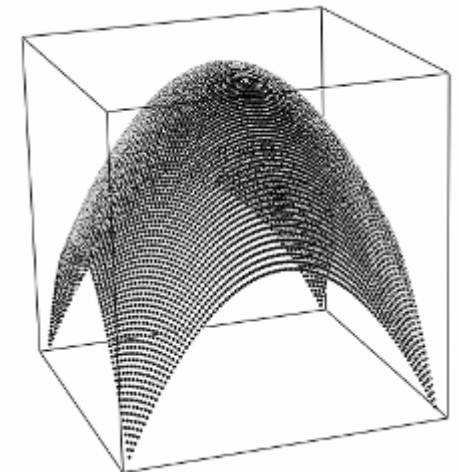


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения внутри пучка

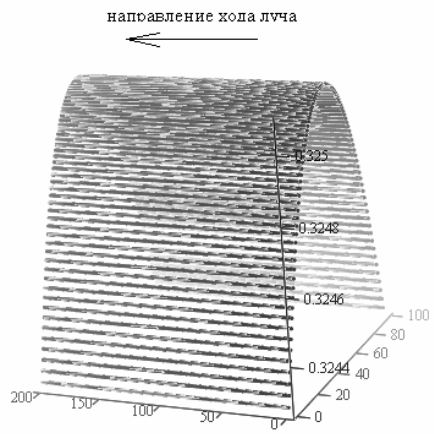


Рис. 2. Распределение энергии по поверхности подложки после прохождения лазерного луча

Применяя закон Бугера-Ламберта-Бэра для рассматриваемой системы, и переходя к энергии, поглощенной веществом, получим начальное распределение тепловой энергии в объеме вещества.

Далее, решая уравнение теплопроводности для рассматриваемой системы, получаем зависимость пространственного распределения тепловой энергии от времени[3].

Рассмотрим последовательность действий при моделировании рассмотренной системы методом ВКА. Система разбита на ряд объектов (ячеек), объединенных в трехмерную регулярную решетку, одна ячейка соответствует одному атому кристаллической решетки хрома. Форма ячейки выбрана кубической, что

соответствует форме кристаллической решетки хрома, размер ребра ячейки выбран равным расстоянию между атомами хрома в его кристаллической решетке. Если принять все процессы, идущие в системе, термоактивационными, то, зная энергию активации каждого процесса и распределение тепловой энергии в системе используя методы статистической физики можно найти вероятности протекания этих процессов.

Временной шаг модели принят равным периоду тепловых колебаний атомов кристаллической решетки хрома (~10^{-12}с). Т.к. типичное время освещения одной точки составляет 10^{-7}с, то число шагов при моделировании составит величину ~ 10^{5} шагов, что реализуемо на высокопроизводительных персональных ЭВМ. Распределение тепловой энергии в системе определяется классическими методами, путем решения уравнения теплопроводности для каждого последующего шага клеточного автомата.

Был проведен ряд экспериментов по созданию оптических элементов с использованием данной технологии. Для лазерной записи использовалась станция CLWS – 200 (ИАиЭ СО РАН). Для контроля геометрических параметров полученных структур использовался сканирующий зондовый микроскоп SOLVER PRO (NT-MDT). На рис.3 приведены примеры структур, полученных в экспериментах.

При сканирующей лазерной записи с использованием термохимического метода пучок аргонового лазера фокусируется в пятно размером 0,6 мкм, скорость записи достигает 2,5 м/с, толщина пленок хрома 100-200 нм. Оптимальная мощность записи находится в пределах 15-30 мВт. Предельное разрешение определяется размером пятна, скоростью записи, мощностью пучка и параметрами подложки и среды что связано с тепловым механизмом записи. Примеры структур, созданных по данной технологии, приведены на рис. 3.

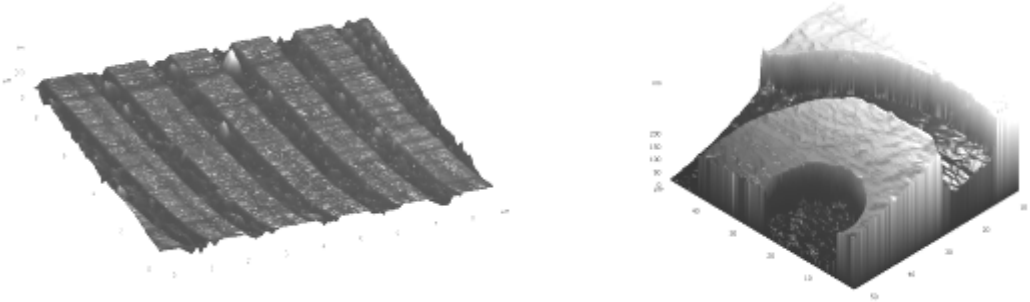


Рис. 3. Изображения микрорельефа, полученные с помощью атомно-силового микроскопа.

Было получено хорошее совпадение теоретически рассчитанных и экспериментальных данных о геометрических параметрах элементов.

Предполагается проведение дополнительных экспериментов для получения количественных характеристик различных физико-химических параметров системы и анализа разрабатываемых теоретических моделей.

1. *Справочник химика*, **1**, 1168, (1963)
2. Ю.Г. Карпов, *Теория автоматов*, 224, (2003).
3. Л.К. Мартинсон, *Дифференциальные уравнения математической физики*, 368, (2002).

ТЕПЛООБМЕН И ОХЛАЖДЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Петрушкин С.В.
Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, Казань, Россия

Предлагаются новые принципы для тепловой стабилизации работы инжекционных лазеров. Рассмотрена термодинамика теплообмена между полупроводниковой активной средой лазера и его окружения, включающего процессы теплопроводности, конвекции и перенос тепла излучением. В принятой модели рассчитан коэффициент теплопроводности полупроводникового лазера.

Если носитель заряда, электрон, путем поглощения лазерного излучения попадает в зону проводимости, имея кинетическую энергию ниже среднетепловой, затем приобретает её и покидает зону проводимости путем спонтанной рекомбинации, являясь уже более "горячим", то температура ансамбля носителей в зоне проводимости будет понижаться. Ансамбль, в свою очередь, за счет взаимодействия с фононами будет охлаждать кристаллическую решетку [1]. Переход электронов из зоны проводимости и переход дырок из валентной зоны осуществляется за счет электронно-дырочной рекомбинации свободных носителей одного типа со связанными носителями противоположного типа и сопровождается возникновением спонтанно испущенных фотонов. Энергия самых коротковолновых фотонов превышает прилагаемую электрическую энергию в расчете на один привносимый электрон. Эта разница в энергиях возникает благодаря высвобождению внутренней энергии решетки полупроводника [2]. В 2002 году американские исследователи Р. Епстейн, Б. Эдвардс и М. Шейк-Бахае получили патент [3] на создание оптического рефрижератора, функционирующего на основе оптического охлаждения полупроводниковой среды, в непосредственной близости к которой приделаны тонкие слои материала, отводящего тепло и предотвращающего пленение излучения. С другой стороны, надежность работы и стабильность параметров полупроводниковых лазеров в значительной степени определяются их температурным состоянием. Поэтому разработка эффективных способов охлаждения полупроводниковых лазеров и контроля теплообмена в них представляется нам актуальной проблемой.

В нашей работе мы рассмотрели модель теплообмена полупроводникового лазера с внешней средой, происходящего посредством теплопроводности, конвекции и переноса тепла излучением, предложенную К. Пайпом с соавторами [4] . На основе этой модели предлагаются новые принципы для тепловой стабилизации работы инжекционных лазеров. Рассмотрена термодинамика теплообмена между полупроводниковой активной средой лазера и его окружением и рассчитан коэффициент теплопроводности полупроводникового лазера.

Данная работа поддержана грантами РФФИ №04-02-16932а и №04-02-81009-Бел2004, а также «Фондом содействия отечественной науке».

1. С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев, *Лазерное охлаждение твердых тел,* М.:Физматлит, 224 с., (2005).

2. K. Lehovec, C.A. Accardo, E. Jamgochian,. *Phys.Rev.*, 89, 20-25, (1953).
3. R.I. Epstein, B.C. Edwards, M. Sheikh-Bahae, *Patent USA*, № 6.378.321, (Date: 30.04.2002).
4. K.P. Pipe, R.J. Ram, *IEEE PhotonicsTechnology Lett.*, 15, 504-506, (2003).

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В МНОГОСЛОЙНОЙ БИОТКАНИ ОБЛУЧАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ

Сетейкин А.Ю., Красников И.В.
Амурский государственный университет, Благовещенск, Россия

Приведено решение уравнения теплопроводности методом конечных элементов и рассчитаны температурные поля в разные моменты времени, а также построены графики зависимости температуры от времени воздействия излучения при непрерывном и импульсном воздействии.

Лазерная терапия и биостимуляция принадлежат к числу перспективных и динамично развивающихся направлений современной медицины. Терапевтическое действие лазерного излучения непрерывно связано с процессом гипертермии биоткани, что обусловливает необходимость построения модели расчета температурного поля ткани, при взаимодействии с низкоинтенсивным (некоагулирующим) лазерным излучением.

При взаимодействии лазерного излучения на вещество поглощенная световая энергия термализуется, т.е. преобразуется в энергию равновесного хаотического движения молекул и атомов. Вследствие проникновения света вглубь среды оптические тепловые источники являются объемными, т.е. распределенными в объеме среды, а не локализованными, например, на ее границе.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие лазерного излучения мощностью 25 мВт и длиной волны 633 нм с кожей, диаметр пучка 1 мм. Кожа рассматривается, как 4-х слойная среда, с горизонтально расположенными слоями и симметрична относительно оси ординат. Каждый слой имеет свои заданные оптико-физические характеристики. Температура на внешней границе 34°С и начиная с глубины 450 мкм, как показывают экспериментальные данные, температура стабилизируется на уровне 37 °С. Для описания воздействия лазера использована аналитическая функция полной освещенности среды, которая преобразуется в функцию источника тепла в уравнении теплопроводности. Эта функция имеет временную составляющую, что позволяет рассмотреть динамику температуры в среде. Так же это позволяет описать непрерывное и импульсное (т.е. воздействие происходит с некоторыми периодами остывания) воздействие лазерного излучения.

На рис. 1-3 приведены результаты моделирования. Видно, что максимум температуры не локализуется на поверхности, но достаточно сильное повышение температуры наблюдается внутри среды.

Таким образом, уже на 20-й секунде непрерывного воздействия лазера температура на поверхности превышает 41 градус и продолжает повышаться (рис. 2), так при дальнейшем воздействии, может наступить некроз тканей или в лучшем случае возникнет ожог. В связи с чем можно сделать вывод, что непрерывное воздействие лазера лучше использовать для прижигания или резания ткани,

естественно повысив мощность установки. Для постепенного достижения необходимой температуры на заданной глубине лучше использовать не непрерывное, а импульсное воздействие. Динамика распределения температуры при импульсном воздействии лазерного излучения представлена на рис. 3. Видно, что при правильном подборе времени импульса и периода остывания можно достаточно долго воздействовать на биоматериал, не превышая критической температуры, что вызовет постепенное, равномерное и длительное нагревание ткани, и терапевтический эффект будет максимальным.

Результаты показывают, что благодаря проникающей способности лазерного излучения вглубь среды можно достаточно равномерно нагревать биоткань как внутри, так и снаружи. В результате, варьируя граничные условия на поверхности и время воздействия излучения, можно существенно повышать температуру в среде, не вызывая некроза поверхностных тканей.

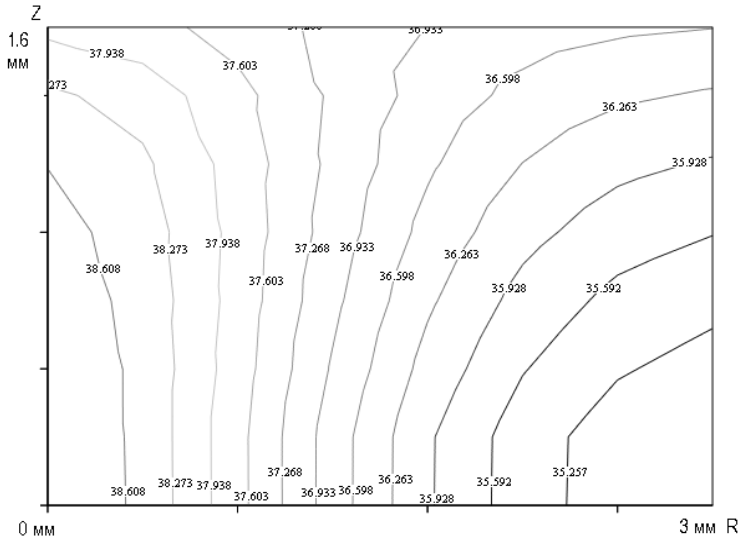


Рис. 1. Температурное поле, t=10 сек. P=25 мВт, Z-глубина, R-радиус

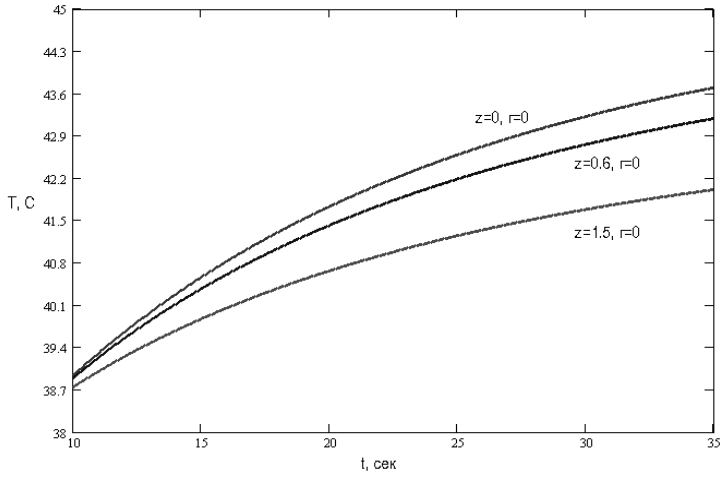


Рис. 2. Зависимость температуры от времени на разной глубине, при непрерывном воздействии
P=25 мВт, z - глубина, r – радиус.

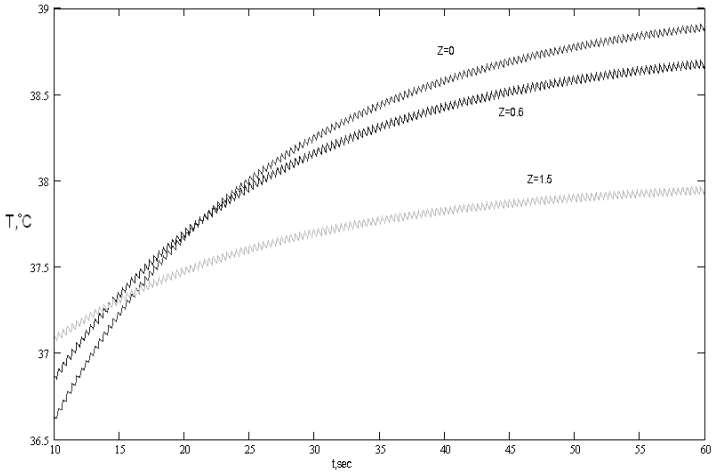


Рис. 2. Зависимость температуры от времени, при импульсном воздействии P=25 мВт, Z – глубина

1. Jacques S.,Wang L., Monte Carlo Modeling of Light Transport in Tissue. In: Welch A.J., Martin J.C. Van Gemert. Optical-thermal response of laser-irradiated tissue. *Plenum Press*, New York, **V.12**:301-357, (1995).
2. Щербаков Ю. Н., Якунин А. Н., Ярославский И. В., Тучин В. В., Моделирование тепловых процессов при взаимодействии некоагулирующего лазерного излучения с биотканью *//Опт. и спектр.,* **Т. 76**, №5. С. 845-857, (1994).
3. Сетейкин А.Ю., Модель расчета температурных полей, возникающих при воздействии лазерного излучения на многослойную биоткань.// *Оптический журнал*, **Т.72,** №7, С.42-47, (2005).
4. Roider J., Birngruber R., Solution of the Heat Conduction Equation, *In: Welch J, van Gemert MJC (eds) Plenum press, New York,* **V.12**:385-409, (1995).

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОВЫХ ОБЪЕКТОВ

Ефременко В.Г., Криштоп В.В., Литвинова М.Н., Строганов В.И.
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В работе рассмотрены различные способы визуализации инфракрасного теплового изображения. Показано, что методы нелинейной оптики перспективны для целей визуализации. Показано преимущество преобразования излучения с использованием процессов ап-конверсии с некогерентной широкополосной накачкой.

Преобразование изображения из инфракрасной области спектра в видимую является привлекательным направлением благодаря широким прикладным возможностям. Системы преобразования ИК изображения могут быть использованы для неразрушающих исследований и контроля, для диагностики различного рода заболеваний, наблюдения за тепловыми объектами с самолета и из космоса, в геологических и геофизических исследованиях, для наблюдения за распределением температурных полей морей и океанов и т.д.

Тепловизоры, позволяющие преобразовывать ИК изображение в видимое, обладают достаточно хорошими характеристиками. В основном такие устройства создаются на основе оптико-механического сканирования, при котором ИК изображение объекта перемещается сканирующей системой перед точечным приемником излучения.

Одним из недостатков тепловизора является использование охлаждаемых до температуры жидкого азота приемников ИК излучения. Другие недостатки – сложность конструкции, ограниченное быстродействие и недостаточная температурная чувствительность. Наиболее быстродействующие темпловизоры позволяют получать 24-48 кадров в секунду.

Одним из перспективных тепловизоров без оптико-механического сканирования является преобразователь ИК изображения на основе методов нелинейной оптики. В этом направлении имеются многочисленные работы как с теоретическими оценками, так и с экспериментальными результатами.

Оценки показывают, что системы преобразования ИК изображения с нелинейным кристаллом могут обладать очень высокой температурной чувствительностью, высоким быстродействием (10^{10} – 10^{12} кадров в секунду) и могут иметь достаточно малые размеры.

Среди экспериментальных работ имеются такие, в которых не только реализован метод, но и исследованы характерные особенности преобразования изображения в нелинейном кристалле.

Следует отметить, что практически во всех работах в качестве излучения накачки используется лазерное излучение. Излучение накачки, имеющее определенную частоту, смешивается в нелинейном кристалле с ИК излучением, частоту которого необходимо преобразовать в видимую область спектрального диапазона. При использовании лазерной накачки (спектр практически монохроматичен) возникают определенные трудности по преобразованию ИК излучения с очень широким спектром. Однако ряду авторов удалось, используя те или иные приемы, преобразовать немонохроматическое ИК излучение в не очень широкой полосе частот.

Трудности преобразования немонохроматического излучения, в основном, связаны с выполнением условий фазового синхронизма для взаимодействующих излучений (от ИК объекта и накачки) только для вполне определенной и очень небольшой области частот (или длин волн). То есть фазовый синхронизм имеет определенную спектральную ширину синхронизма, которая, как правило, не превышает десятков ангстрем.

С другой стороны, использование лазерного излучения в качестве накачки диктуется необходимостью иметь достаточно высокий коэффициент преобразования, который линейно зависит от интенсивности накачки и может достигать десятков процентов (а иногда близко к единице).

Таким образом, существующие системы преобразования ИК изображения на основе методов нелинейной оптики имеют достаточно хорошие характеристики, высокий коэффициент преобразования и эффективно работают при освещении объекта лазерным излучением.

Когда же необходимо преобразовать изображение самосветящихся тепловых объектов, то такие системы оказываются непригодны. Сочетание лазерная накачка – инфракрасное тепловое излучение в разработанных на данный момент системах оказывается малоэффективным.

В данном случае более целесообразным является метод, при котором немонохроматическое тепловое изображение преобразуется в видимое с накачкой от немонохроматических тепловых источников. Однако коэффициент преобразования снижается из-за малой мощности излучения нелазерных источников излучения. Это снижение, впрочем, может быть компенсировано использованием более мощных импульсных тепловых источников, работающих в режиме с частотой повторения.

Показано, что использование тепловой широкополосной накачки для преобразования теплового изображения ИК объектов может происходить с эффективностью, сравнимой с эффективностью при использовании лазерной накачки. При это устраняется спекл-структура в изображении, присущая системам с когерентной накачкой. Значительно уменьшаются габариты системы преобразования.

Возможно два варианта использования накачки:

1. Излучение от объекта и источника накачки разделены пространственно, то есть создаются различными источниками теплового излучения. В этом случае требуется специальная оптическая система для совмещения этих излучений в кристалле.
2. Излучение от объекта и источника накачки совмещены, то есть, созданы от одного источника. В экспериментальном плане такая система позволяет избавиться от влияния юстировок при совмещении пучков. Такая система позволяет изучить принципиальные моменты и особенности преобразованного теплового излучения.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ СВЕРХКОРОТКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Смирнов Д.С., Головань Л.А.*, Заботнов С.В.*, Кашкаров П.К.*, Марциновский Г.А., Остапенко И.А.*, Рябчиков Ю.В.*, Тимошенко В.Ю.*, Червяков А.В.*, Шандыбина Г.Д.
Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных Технологий, Механики и Оптики, Санкт-Петербург, Россия
*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Физический Факультет, Москва, Россия

Представлены экспериментальные результаты по исследованию возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов при воздействии на поверхность кремния фемтосекундных лазерных импульсов. Предлагается к обсуждению гипотеза о металлизации поверхности полупроводника под воздействием фемтосекундного лазерного импульса.

Изучение особенностей возбуждения и распространения поверхностных поляритонов при сверхкоротких воздействиях представляет большой самостоятельный научный и практический интерес. Практические перспективы этого направления связаны с возможностью модификации морфологии и структуры поверхности, в том числе путем формирования на его поверхности упорядоченных микроструктур. В отличие от литографических технологий подобная модификация представляет собой результат развития неустойчивостей и эффектов самоорганизации. В свою очередь такие индуцированные поверхностные структуры

несут в себе ценную информацию о возбуждении и эволюции поверхностных поляритонов.

Значительное внимание к исследованиям воздействия сверхкоротких лазерных импульсов на поверхность конденсированных сред обусловлено специфическими условиями взаимодействия света с веществом, в частности, в течение лазерного импульса имеют место только процессы фотовозбуждения и быстрые электронные процессы.

В данном докладе представлены экспериментальные результаты по исследованию возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов при воздействии на поверхность кремния фемтосекундных лазерных импульсов (длина волны 1,25мкм, длительность импульса 80фс, энергия до 250мкДж, частота следования импульсов 10Гц, излучение линейно поляризовано).

В зависимости от плотности светового потока и длительности облучения и получены поверхностные периодические микроструктуры, ориентированные либо параллельно, либо перпендикулярно проекции вектора поляризации лазерного излучения, а также нанокластеры размером 100-200нм. Облученная поверхность исследовалась методами растровой электронной микроскопии, генерации третьей гармоники, спектроскопии комбинационного рассеяния и фотолюминесценции.

Предлагается к обсуждению гипотеза о металлизации поверхности полупроводника под воздействием фемтосекундного лазерного импульса. Выполненные в работе оценки показали, что концентрация свободных электронов в результате облучения оказывается достаточной для создания отрицательной диэлектрической проницаемости на поверхности кремния. Проведен анализ дисперсии ПЭВ при экспоненциальном изменении диэлектрической проницаемости от поверхности и сравнение аналитических результатов и экспериментально полученных данных.

Работа поддержана грантом РФФИ 06-02-16960, и грантом Президента РФ на Ведущую научную школу 5967.8.2006.

1. С.В. Заботнов, Л.А. Головань, И.А. Остапенко, Ю.В. Рябчиков, А.В. Червяков, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров, В.В. Яковлев, "Фемтосекундное наноструктурирование кремниевых поверхностей", *Письма в ЖЭТФ*, **83**, №2, 76-79 (2006).
2. Г.А. Марциновский, С.М. Сарнаков, Д.С. Смирнов, Г.Д. Шандыбина, "Исследование свойств и структуры поля поверхностных электромагнитных возбуждений оптического диапазона", *Оптический журнал*, **73**, №6, 60-63 (2006).

Секция 3. Когерентные процессы взаимодействия света с веществом 115

OPTICAL SOLITONS IN NEGATIVE REFRACTIVE INDEX MATERIALS WITH QUADRATIC NONLINEARITY Maimistov A.I. *, Gabitov I.R. **,***, Kazantseva E.V. *,**** .. 115

К ТЕОРИИ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА Трифонов Е.Д., Аветисян Ю.А.* 117

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННЫЙ ТОК АТОМОВ БОЗЕ-КОНДЕНСАТА В КОЛЬЦЕВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЁТКЕ Елютин С.О., Маймистов А.И. 117

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПЛЕНКОЙ АНИЗОТРОПНЫХ ДВУХУРОВНЕВЫХ ЧАСТИЦ Устинов Н.В. 119

ПРЕДПРОБОЙНАЯ МНОГОФОТОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР В КРИСТАЛЛАХ: ЭФФЕКТЫ ПЕРЕСТРОЙКИ ЭЛЕКТРОННОГО ЗОННОГО СПЕКТРА Перлин Е.Ю., Макурина А.А. 121

РЕЗОНАНСНАЯ САМОФОКУСИРОВКА И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЧАСТОТНО- МОДУЛИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКАХ Дербов В.Л., Пластун И.Л.*, Серов В.В., Трофимов А.В.* 123

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В СИСТЕМЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ ЦЕНТРОВ Русинов А.П., Кислов Д.А. 125

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ, НАВЕДЕННОГО В ТИТАНАТЕ ВИСМУТА ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 532 НМ Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Иткин С.И., Мандель А.Е., Толстик А.Л.*, Матусевич А.Ю.*, Каргин Ю.Ф.** 127

ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В КОМПОЗИЦИОННЫХ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩИХСЯ МАТЕРИАЛАХ Миргород В.Г., Ноздреватых Б.Ф., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н. 130

МНОГОИМПУЛЬСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ФОТОННЫХ ЭХО-ПРОЦЕССОРАХ Латыпов И.З., Петрушкин С.В.*, Самарцев В.В.* 133

ФОТОННЫЕ ЭХО В СВЕРХИЗЛУЧАЮЩИХ СРЕДАХ Башаров А.М., Знаменский Н.В. 136

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОННОГО ЭХО В СРЕДЕ С УПРАВЛЯЕМЫМ ГРАДИЕНТОМ: ВОЗМОЖНОСТЬ ДОСТИЖЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ Сайдашева И.Ш., Арсланов Н.М.[*], Моисеев С.А.[*,**] 137

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ, АКТИВИРОВАННОМ КРАСИТЕЛЕМ Бондарчук А.С., Мельникова Е.А. 139

МНОГОФОТОННЫЕ МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ С УЧАСТИЕМ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В КРИСТАЛЛАХ Иванов А.В., Перлин Е.Ю. 140

ДИНАМИКА УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ДВУХПОДРЕШЕТОЧНЫХ И СО СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ Белоненко М.Б., Демушкина Е.В., Сочнев И.В. 142

НОВЫЙ КЛАСС ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В МАГНИТНЫХ ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ Фурс А.Н., Сныткова А.Ю. 144

ПОРОГИ И КИНЕТИКА ИНИЦИИРОВАНИЯ АЗИДОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ ИМПУЛЬСАМИ КОГЕРЕНТНОГО ЛАЗЕРНОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П., Яковлев А.Н. 147

ИНВЕРСИЯ ПРОВАЛА НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НА ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ Черненко А.А., Раутиан С.Г.*,**, Сапрыкин Э.Г.** 150

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ САМОПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ В РЕЖИМЕ МОДУЛЯЦИИ ДОРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА Шутов И.В., Новиков А.А. 153

ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ НА ОСНОВЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО МНОГОВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ Агишев И.Н., Толстик А.Л. .. 154

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ С УЧЁТОМ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ Илларионов А.И., Янчук О.В. 157

ВЕКТОРНАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ В ФП-ЖК МАТЕРИАЛЕ Миргород В.Г., Ноздреватых Б.Ф., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н. 159

МНОГОВОЛНОВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЧИСТЫХ И ОКРАШЕННЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЯХ Ормачеа О., Толстик А.Л. 162

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ЕГО ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В КРИСТАЛЛЕ $Bi_{12}TiO_{20}$:Zn Мандель А.Е., Кистенева М.Г., Полякова Л.Е., Шандаров С.М., Егорышева А.В.*, Каргин Ю.Ф.*, Толстик А.Л.**, Матусевич А.Ю.** 165

УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ НИЗКОИНТЕНСИВНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ СОЛИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ Мельникова Е.А., Миксюк Ю.И.*, Толстик А.Л. 168

ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ ОБРАЗЦОВ НИОБАТА ЛИТИЯ С ЛЕГИРОВАНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ ФОТОРЕФРАКТИВНЫМИ ПРИМЕСЯМИ Круглов В.Г., Гусев А.В., Карпушин П.А., Шандаров В.М., Кип Д.*, Рютер Х.* 170

СОЛИТОНОПОДОБНАЯ ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ В СРЕДЕ СИГМА- И ПИ-ПЕРЕХОДОВ НЕСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ОБЪЕКТОВ Крылов М.Б., Сазонов С.В. 172

АНОМАЛЬНЫЕ ОПТИКОМАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В СПОНТАННОМ ИСПУСКАНИИ СМЕСИ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ НЕОНА Сапрыкин Э.Г., Сорокин В.А. 174

ИОНИЗАЦИЯ ОДИНОЧНОГО ВОДОРОДОПОДОБНОГО АТОМА СИЛЬНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ: ЧАСТОТА ОТСЕЧКИ, СТАБИЛИЗАЦИЯ ИОНИЗАЦИИ, СКОРОСТЬ ИОНИЗАЦИИ Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. 177

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИМПУЛЬСА В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ Сазонов С.В., Халяпин В.А. 178

КОГЕРЕНТНОЕ ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО В ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКЕ, ДОПИРОВАННОЙ МОЛЕКУЛАМИ КРАСИТЕЛЯ Сафиуллин Г.М., Лобков В.С., Самарцев В.В., Салихов К.М., Леонтьев А.В. 181

ОПЕРАТОРНЫЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫХ БИАНИЗОТРОПНЫХ СРЕД Новицкий А.В. 184

КОГЕРЕНТНЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ПЛОТНОУПАКОВАННЫХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ Кузнецова Л.В., Зимняков Д.А., Правдин А.Б. 184

МОДУЛЯЦИЯ РЕЗОНАТОРОМ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОВ ПРАЗЕОДИМА В МАТРИЦЕ ТРЕХФТОРИСТОГО ЛАНТАНА Башаров А.М., Григорян Г.Г., Знаменский Н.В., Орлов Ю.В., Шашков А.Ю., Юкина Т.Г. 187

РАДИАЦИОННО-СБАЛАНСИРОВАННОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ Андрианов С.Н., Власова Д.Д., Петрушкин С.В. 189

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ И СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА Белоненко М.Б., Сасов А.С., Сочнев И.В. 189

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ЗНАКА КРИСТАЛЛА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ СПОСОБОМ Пикуль О.Ю., Строганов В.И. 192

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ВИДЕОРЕФЛЕКТОМЕТРИИ ДЛЯ ЗОНДИРОВАНИЯ МНОГОКРАТНО РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД С ФИБРИЛЛЯРНОЙ СТРУКТУРОЙ Ушакова О.В., Кузнецова Л.В.*, Зимняков Д.А.* 194

ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ПРОПУСКАНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАССОПЕРЕНОСА БИНАРНОЙ ЖИДКОЙ СРЕДЫ С ГРАНИЦЕЙ РАЗДЕЛА Симоненко З.Г. 197

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА НА КОМПОЗИЦИЮ ПОЛИМЕР– ПОЛУПРОВОДНИК– СОЛЬ МЕТАЛЛА Штарев Д.С. 199

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ТОНКОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ МЕТОДОМ ТЕРМОХОМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК, СТИМУЛИРОВАННОГО ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ Агафонов А.Н., Володкин Б.О. 201

ТЕПЛООБМЕН И ОХЛАЖДЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ Петрушкин С.В. 204

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В МНОГОСЛОЙНОЙ БИОТКАНИ ОБЛУЧАЕМОЙ ЛАЗЕРОМ Сетейкин А.Ю., Красников И.В. 205

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОВЫХ ОБЪЕКТОВ Ефременко В.Г., Криштоп В.В., Литвинова М.Н., Строганов В.И. 207

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ПРИ СВЕРХКОРОТКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ Смирнов Д.С., Головань Л.А.*, Заботнов С.В.*, Кашкаров П.К.*, Марциновский Г.А., Остапенко И.А.*, Рябчиков Ю.В.*, Тимошенко В.Ю.*, Червяков А.В.*, Шандыбина Г.Д. 209