

СЕКЦИЯ 3. КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Генерация когерентного континуума и оптическое цунами в световодах с изменяющейся дисперсией	
А.А. Сысолятин	4
Динамика частотно-модулированных солитоноподобных импульсов в каскаде «усилитель-модулятор-компрессор»	
А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д. И. Семенов, Д.А. Столяров.....	5
Предельно короткие импульсы вдоль полупроводниковой проволоки	
Н.Н. Конобеева, А.В. Пак, М.Б. Белоненко	8
Исследование самоиндуцированных фотонных структур в интерферометре Фабри-Перо на основе ниобата лития	
А.С. Перин, В.В. Рябченко, В.М. Шандаров	11
Сверхбыстрая фазовая релаксация в примесных твердотельных средах: численное моделирование сигналов фотонного эха	
В.В. Федянин, К.Р. Каримуллин	14
Продольно-поперечная динамика импульсов обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера	
В.А. Халяпин	17
Исследование релаксационных процессов в ансамбле квантовых точек в наноразмерных полупроводниковых пленках на основе фотонного эха	
И.И. Попов, Н.С. Вашурин, С.Э. Путилин, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов	20
Оптические колебания в двумерной решетке связанных нелинейных волноводов или резонаторов	
И.В. Савочкин, А.П. Сухоруков	22
Волноводный режим распространения света в жидкокристаллических элементах с различной топологией модуляции границы раздела мезофаз	
И.И. Оленская, О.С. Кабанова, А.Л. Толстик, Е.А. Мельникова	24
Зондовая оптическая спектроскопия на основе фотонного эха	
К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов	26
Исследование автоколебательных эффектов в среде с тепловой нелинейностью	
Л.Н. Григорьева, Г.А. Князев.....	28

Взаимодействие предельно коротких электромагнитных импульсов в силицине	
М.Б. Белоненко, Н.Н. Конобеева	32
Оптимизация электрооптического взаимодействия оптической моды шепчущей галлерей и микроволновой моды микрополоска	
Н.М. Кондратьев, М.Л. Городецкий	34
Оптические свойства фотонного эха в наноразмерных функциональных пленках для элементной базы оптоэлектроники	
Н.С. Вашурин, И.И. Попов, С.Э. Путилин	37
Нелинейная динамика векторных предельно коротких импульсов в анизотропном кристалле	
С.В. Сазонов, Н.В. Устинов	39
Синхронизация мод в двухсекционных и односекционных лазерах за счет когерентного взаимодействия света в усилителе и поглотителе	
Р.М. Архипов, М.В. Архипов.....	43
Динамическое формирование световых полей для задач лазерной манипуляции	
С.П. Котова	46
Использование 4-х канального ЖК фокусатора для формирования контурных оптических ловушек	
А.В. Коробцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский, А.М. Майорова, С.А. Самагин	47
Спектральные характеристики движущейся индуцированной решетки показателя преломления	
Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков	51
Предельнокороткие оптические импульсы в брэгговской среде с углеродными нанотрубками	
Ю.В. Невзорова, М.Б. Белоненко	54
Влияние высокочастотного электромагнитного излучения на распространение уединенных электромагнитных волн в графеновой сверхрешетке	
С.В. Крючков, Е.И. Кухарь	56
Управление пространственными солитонами при помощи локализованных нелинейных дефектов различной формы	
А.В. Маслова, Д.О. Игнатьева, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков.....	60
Исследование спектральных зависимостей коэффициента поглощения в кристаллах силленитов	
Е.С. Худякова, В.Г. Дю, М.Г. Кистенева, А.С. Акрестина, Ю.Ф. Каргин.....	63

Когерентные оптические явления в полупроводниковых наноструктурах с резидентными электронами

И.А. Акимов..... 67

Генерация терагерцевых и инфракрасных релятивистских импульсов при взаимодействии мощного лазерного излучения с наноразмерными мишенями

В.В. Кулагин, В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин..... 68

Генерация когерентного континуума и оптическое цунами в световодах с изменяющейся дисперсией

А.А. Сысолятин

Институт общей физики РАН, Москва, Вавилова 38

alexs@fo.gpi.ru

Для оптического импульса малой длительности (солитона) изменение дисперсии возмущает солитон в той же мере, что потери или усиление [1]. В целом изменение дисперсии по длине световода в соответствии с некоторой заданной функцией позволяет эффективно управлять временными и спектральными характеристиками ps/fs оптических импульсов. В световодах с заданным изменением хроматической дисперсии по длине обеспечивается генерация континуума шириной более октавы с неравномерностью несколько dB, симметричного относительно накачки и что особенно важно, устойчивого к шумам спонтанной эмиссии [2]. Устойчивость к шумам накачки чрезвычайно важна, поскольку шум даже малой амплитуды разрушает континуум. Для перспективных систем связи и современных методов нелинейной спектроскопии это обстоятельство носит принципиальный характер, поскольку задающий генератор должен гарантировать стабильный выходной оптический сигнал с как можно меньшим уровнем шумов.

Для ряда применений (метрология, прецизионные измерения оптических частот) востребован не только широкий континуум с высокой спектральной яркостью, но и отдельные компоненты генерируемого спектра должны быть коррелированы между собой определенным образом. Это особенно актуально и для систем мобильной оптической связи, и других перспективных технологий, где требуется контроль амплитуды и фазы отдельных компонент спектра. В световоде с изменяющейся дисперсией подавляются шумы спонтанной эмиссии, это обстоятельство в немалой степени и обеспечивает генерацию когерентного континуума в диапазоне 1550nm. На практике эта особенность и оказывается востребованной.

Также привлекает внимание возможность генерации нелинейных волн с аномально большой амплитудой (rogue waves). Большую практическую значимость имеет понимание и анализ процессов вызывающих образование цунами в океане. При этом механизмы абстракции, используемые традиционно в этой сфере, весьма сходны с нелинейным уравнением Шредингера с непостоянными коэффициентами [3]. Это означает, что при некотором заданном изменении волноводных параметров по длине световода (e.g. хроматической дисперсии) возникает возможность генерации в таком световоде волны с аномально большой амплитудой - "оптических цунами" [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Tajima, Opt. Lett. vol.12, pp.54-56, 1987
2. C.X.Yu, H.A.Haus et al Opt. Lett., vol.25, No.19, pp.1418-1420, 2000
3. M. Onorato, D. Proment, A. Toffoli, Phys. Rev. Lett. 107, 184502 (2011)
4. S. Wabnitz, arXiv:1301.6067v1 [physics.optics] 24 Jan 2

Динамика частотно-модулированных солитоноподобных импульсов в каскаде «усилитель-модулятор-компрессор»

А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д. И. Семенов, Д. А. Столяров
 Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия
aleksei_abramov@mail.ru

Получение коротких импульсов с большой пиковой мощностью представляется сегодня одной из наиболее важных задач лазерной физики [1,2]. Для когерентного сложения импульсов необходимо обеспечить сложение либо спектрально-ограниченных, либо частотно-модулированных (ЧМ) импульсов с линейным чирпом. Управлять шириной спектра импульса можно на стадии его усиления, оптимизируя усиление в соответствии с шириной линии усилителя. При этом важным фактором оказывается минимизация скорости ЧМ и уменьшение ширины спектра усиливаемого импульса [3,4]. Сильный линейный чирп (больше 10^{24} с^{-2}) может обеспечить максимальное сжатие импульса после его компрессии на диспергирующих элементах. Для получения параболических импульсов с линейным чирпом важно «попадание» спектра усиливаемого импульса в ширину линии усилителя. Это обеспечивает возможность их дальнейшей эффективной компрессии и получения спектрально-ограниченных импульсов с большой пиковой мощностью.

В настоящей работе для усиления ЧМ волнового пакета предлагается использовать каскадную схему, состоящую из 2-х усилителей, модулятора и компрессора. Схема такого каскада, а также изменение формы импульса после прохождения каждого элемента приведены на **рис.1**. Первыми двумя элементами

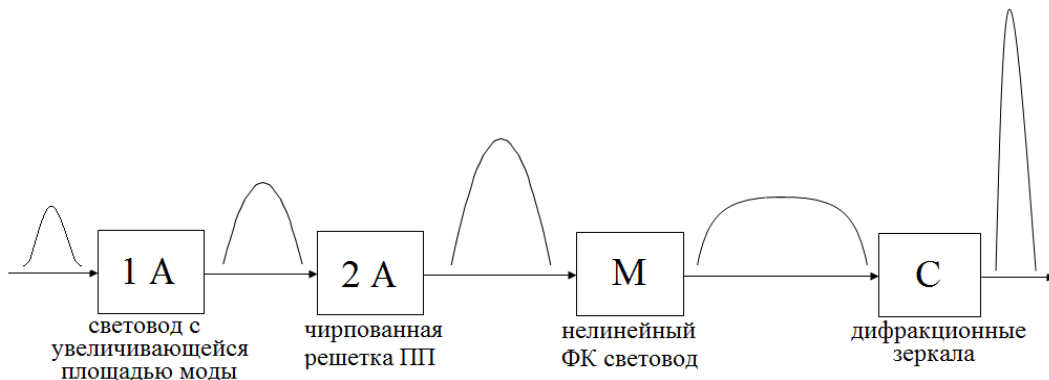


Рис. 1. Схема каскадного усиления

схемы являются усилители общей длиной L_1 (возможна реализация каскада, где два усилителя объединены в один). В первом усилителе изменяется эффективная площадь моды при относительно слабом изменении дисперсии групповых скоростей (ДГС). Во втором усиливающем элементе, где энергия импульса становится уже достаточно большой, площади моды меняются мало, но сильно изменяется ДГС. Этого можно достигнуть за счет реализации во втором усилителе чирпованной решетки показателя преломления. При этом дисперсию световода D можно изменить на одном-двух метрах от $10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ до $10^{-24} - 10^{-23} \text{ с}^2/\text{м}$, а энергию импульса можно увеличить на 5-6 порядков, не выходя за ширину линии усилителя ($\Delta\omega_1 \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$).

Важную роль при реализации предлагаемой схемы усиления играет длина образования симилиритона (т.е. длина параболизации импульса) в световоде-усилителе:

$$l_s \approx \frac{1}{z_0} \int_0^z \sqrt{L_D(z')L_{nl}(z')} dz', \quad (1)$$

где $L_D(z)$ и $L_{nl}(z)$ - характерные длины нелинейности и дисперсии соответственно. Результаты численного решения интегрального уравнения (1) (с заменой $z \rightarrow l_s$) приведены на **рис. 2** (а, б). В случае (а) в качестве варьируемого параметра выбрана начальная дисперсия D_0 при фиксированных значениях вводимой в усилитель энергии $W_0 = (1, 10, 100)$ нДж (кривые 1-3). Видно, что с ростом параметра D_0 вначале наблюдается спад величины l_s до некоторого минимального значения, после чего эта величина незначительно возрастает и затем снова резко убывает. При этом большим значениям вводимой энергии соответствует менее резкий спад величины l_s . В случае (б) варьировалось значение вводимой энергии W_0 при фиксированных значениях дисперсии на входе в световод $D_0 = (1, 10, 100) \cdot 10^{-27}$ с²/м (кривые 1-3). Видно, что с увеличением величины W_0 длина образования симиляритона монотонно спадает. При этом характерным значениям вводимой энергии $W_0 = 100$ нДж и начальной ДГС $D_0 = 10^{-26}$ с²/м отвечает длина образования $l_s \approx 10$ м.

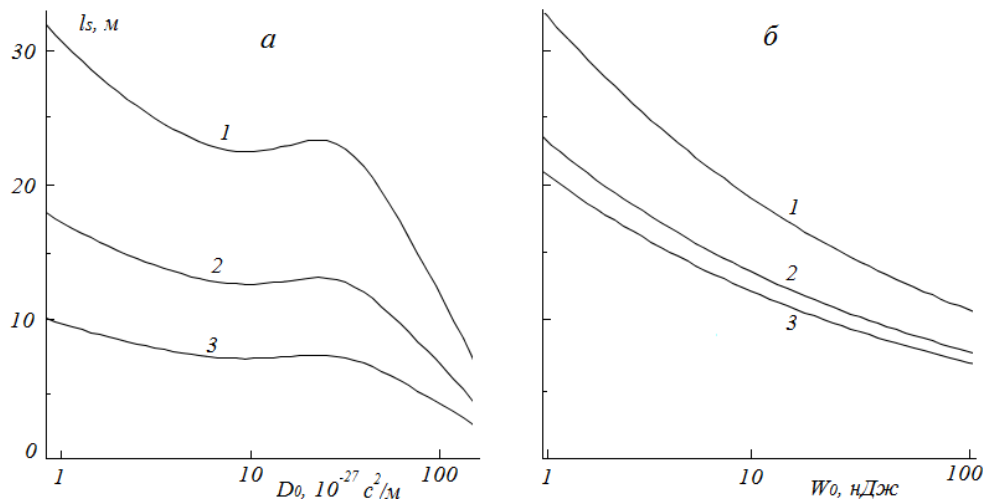


Рис. 2. Зависимость длины образования симиляритона от начальной дисперсии (а) и от вводимой в световод энергии (б).

Третьим элементом, входящим в волоконный каскад является модулятор, в котором площади моды и ДГС сильно изменяются по длине, обеспечивая тем самым модуляцию и спектральное уширение импульса. Для получения симиляритона с линейным чирпом необходимо, чтобы длина модулятора была больше длины образования симиляритона $L_2 > l_s$. Согласно (1), длина образования симиляритона l_s может быть значительно уменьшена за счет большой энергии модулируемого импульса, а также, если в качестве модулятора использовать ФК световод с увеличенной керровской нелинейностью [4]. Так как модулятор располагается за усиливающими элементами, то на его входе энергия импульса может существенно превышать 100 нДж. Таким образом, при прохождении импульса через модулятор обеспечивается сильная линейная частотная модуляция импульса параболической формы и, как следствие, его широкополосность. Данное обстоятельство делает

возможным дальнейшую компрессию импульса (временное сжатие с одновременным «гашением» chirpa). На выходе из модулятора, длина которого может быть не более 10 метров, при условии $L_2 > l_s$ величины ДГС и chirpa находятся в интервалах $D(L_2) = 10^{-27} - 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ и $\alpha(L_2) \approx 10^{24} - 10^{25} \text{ с}^{-2}$. Полагая, что длительность импульса на выходе из модулятора составляет $\tau_s \approx 20$ пс, для ширины спектра параболического импульса с линейной скоростью частотной модуляции получаем $\Delta\omega_s \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Четвертый элемент каскада – компрессор, в качестве которого может выступать пара дифракционных решеток. Компрессор обеспечивает компрессию симиляритона с линейным chirпом и получение спектрально-ограниченного импульса с пиковой мощностью значительно больше 1 МВт. Для пикосекундного импульса с энергией свыше 1 мкДж (огромной для одномодового режима), которая может быть получена на выходе из двухэлементного усилителя, длина образования симиляритона l_s будет значительно меньше 10 метров. При этом длительность сжатого импульса с хорошей степенью точности можно оценить выражением

$$\tau_{com} \approx 1/\Delta\omega(z) \approx 1/\alpha(z)\tau_s(z). \quad (2)$$

При начальной длительности усиливаемого спектрально ограниченного импульса $\tau_0 \approx 1$ пс после прохождения компрессора можно добиться его сжатия в одномодовом режиме до длительности от 100 до 10 фс. С учетом того, что энергия сжимаемого импульса в усилителе может значительно превышать 1 мкДж, пиковая мощность получаемого импульса при таких длительностях может достигать субгигаваттных значений. Условие оптимальной компрессии в этом случае имеет вид [1]:

$$k_2 = -\frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2 \Lambda^2} \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\Lambda} - \sin \Theta \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3)$$

где k_2 - дисперсия пары дифракционных решеток, расположенных на расстоянии оптимальной компрессии, Λ – период решетки, Θ – угол наклона решетки по отношению к падающему волновому пакету, λ_0 – центральная длина волны волнового пакета. В рассматриваемой однопроходной схеме возникает нежелательный эффект – пространственный сдвиг высокочастотной и низкочастотной компонент. Соответствующий недостаток можно устранить с помощью зеркала, возвращающего излучение обратно в решеточную пару. После двойного прохода пространственное смещение частотных компонент компенсируется, а эффективная длина оптического пути l_{com} увеличивается вдвое.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г. П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005.
3. Золотовский И.О., Семенцов Д.И., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Явтушенко М.С. // Квант. электроника. 2010. Т. 40. № 3. Р. 212.
4. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102. С. 651.
5. Mourou G., Tajima T., Bulanov S. // *Rev. Mod. Phys.* 2006. V. 78. P. 309.
6. Wabnitz S., Finot C. // *JOSA B*. 2008. V. 25. № 4. P. 614.
7. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика (М.: Мир, 1996)

Предельно короткие импульсы вдоль полупроводниковой проволоки

Н.Н. Конобеева¹, А.В. Пак¹, М.Б. Белоненко²

¹Волгоградский Государственный Университет, 40062, Волгоград, Россия

²Волгоградский Институт Бизнеса, 400048, Волгоград, Россия

pak.anastasia@gmail.com

Исследовано распространение электромагнитных импульсов в полупроводниковой проволоке. Эволюция электромагнитного поля и плотности заряда в образце описана с помощью системы уравнений Максвелла и уравнения непрерывности. В результате численного моделирования показана возможность устойчивого распространения электромагнитных импульсов в полупроводниковой проволоке.

Закон дисперсии электронов проводимости в углеродной проволоке имеет вид:

$$\Delta(p_x, s) = \gamma_0 \sqrt{1 + 4 \cos\left(p_s \frac{d_x}{\hbar}\right) \cos\left(\pi \frac{s}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\pi \frac{s}{m}\right)} \quad (1)$$

где квазиимпульс электрона задается как $p = \{p_s, s\}$, s — число, характеризующее квантование импульса вдоль периметра проволоки ($s = 1, 2, \dots, m$), γ_0 — интеграл перекрытия, $ds = 3b/2$. Электромагнитное поле в полупроводниковой проволоке будем описывать посредством уравнений Максвелла, из которых в выбранной нами геометрии следует уравнение:

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

где $A(x, t)$ и $j(x, t)$ — соответственно проекции векторного потенциала $A = \{A, 0, 0\}$ и плотности тока проводимости $j = \{j, 0, 0\}$ на ось Ox , ε — диэлектрическая проницаемость среды, c — скорость света в вакууме; электрическое поле определяется известным соотношением $E = -\frac{\partial A}{c \partial t}$.

Представив электронный энергетический спектр (1) в виде ряда Фурье, запишем выражение для проекции плотности тока на ось Ox в бесстолкновительном приближении:

$$j = -en \frac{d_x}{\hbar} \gamma_0 \sum_{s=1}^m G_s \sin\left(\frac{d_x}{\hbar} \left(A \frac{e}{c} + e \int_0^t \frac{\partial \varphi}{\partial x} dt \right)\right) \quad (3)$$

где e — заряд электрона, n — концентрация электронов в нанотрубке, φ — скалярный потенциал,

$$G_s = -\frac{\delta_s}{\gamma_0} \frac{\int_{-\pi}^{\pi} \cos(\xi) \exp[-\theta_s \cos(\xi)] d\xi}{\int_{-\pi}^{\pi} \exp[-\theta_s \cos(\xi)] d\xi} \quad (4)$$

Где $\theta_s = \delta_s \frac{1}{k_B T}$, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, δ_s — коэффициенты в разложении спектра (1) в ряд Фурье [19],

$$\delta_s = \frac{d_x}{\pi \hbar} \int_{-\pi \hbar / d_x}^{\pi \hbar / d_x} \Delta(\mathbf{p}_x, s) \cos\left(\frac{d_x}{\hbar} \mathbf{p}_s\right) d\mathbf{p}_x \quad (5)$$

Подставив выражение для тока проводимости (3) в уравнение (2), получаем волновое уравнение, описывающее эволюцию поля в проволоке:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} + \eta \sum_{s=1}^m G_s \sin\left[\Phi + \int_0^\tau \frac{\partial \psi}{\partial \xi} d\tau\right] = 0 \quad (6)$$

где $\Phi = \frac{Aed_x}{c\hbar}$ — проекция безразмерного векторного потенциала на ось Ox ,
 $\psi = \frac{\varphi ed_x}{c\hbar}$, $\tau = \frac{\omega_0 t}{\sqrt{\varepsilon}}$ — безразмерное время, $\xi = \frac{x\omega_0}{c}$ — безразмерная координата,
 $\eta = n/n_0$ — равновесная концентрация электронов в отсутствие электромагнитного поля.

Эволюция предельно-короткого импульса представлена на рисунке 1.

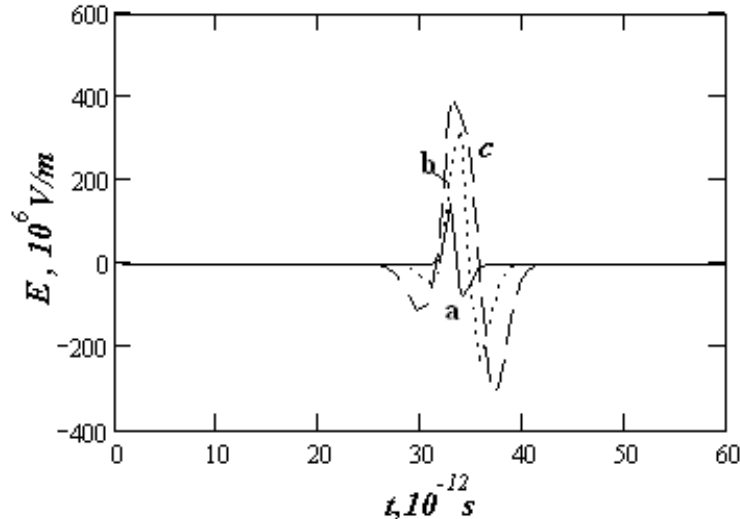


Рис.1. Зависимость напряженности электрического поля (ψ) от времени для разных точек пространства: а) $x=0.5 \cdot 10^{-5}$ м; б) $x=2.0 \cdot 10^{-5}$ м; в) $x=3.0 \cdot 10^{-5}$ м ($Q=0.2$).

Возникающее изменение формы импульса электромагнитного поля в зависимости от начальной амплитуды импульса представлено на рисунке 2.

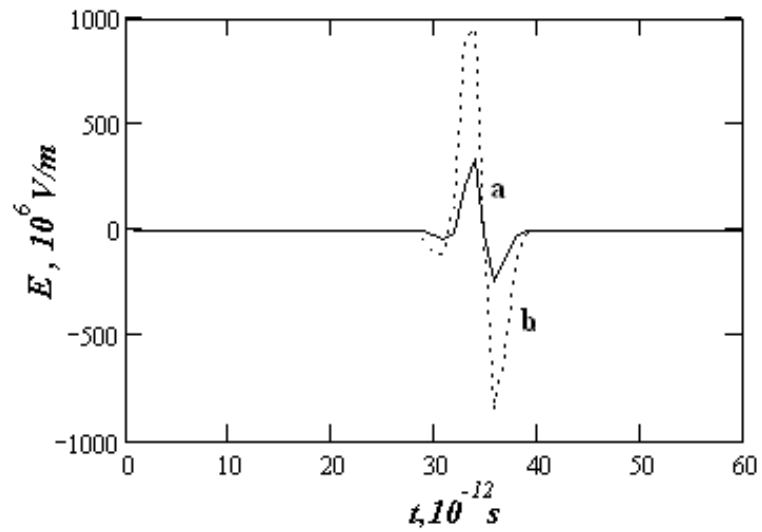


Рис.2. Зависимость напряженности электрического поля (ψ) от времени для различных значений начальной амплитуды импульса ($x=2.0 \cdot 10^{-5}$ м): а) $Q=0.2$; б) $Q=1.0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.М. Эпштейн. // ФТП. 1980. Т. 14. Р. 2422.

Исследование самоиндуцированных фотонных структур в интерферометре Фабри-Перо на основе ниобата лития

А.С. Перин, В.В. Рябченко, В.М. Шандаров

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
perin.anton@gmail.com

Нелинейно-оптические элементы на основе кристаллических материалов широко используются в современной фотонике, интегральной оптике и оптоэлектронике. Так, на основе нелинейных эталонов Фабри-Перо, продемонстрирована реализация полностью оптических бистабильных и мультистабильных элементов для оптических компьютеров [1]. Интерферометры Фабри-Перо (ИФП) на основе фоторефрактивных материалов не обладают требуемым для целей оптических вычислений быстродействием, однако позволяют реализовать эффекты обращения волнового фронта, нелинейные невзаимные и адаптивные элементы [2]. Инерционность фоторефрактивного нелинейного отклика дает возможность детального изучения временной эволюции структуры светового поля в подобных элементах, обусловленной эффектами самовоздействия этого поля без применения сложных экспериментальных методик.

Ранее экспериментально продемонстрировано формирование стационарных квазирегулярных дифракционных структур в кристаллических фоторефрактивных образцах ниобата лития (LiNbO_3) [3] при сравнительно низких световых мощностях. Целью данной работы явилось исследование характеристик подобных одномерных дифракционных структур и связи их пространственного периода с условиями экспериментов.

В экспериментах исследовался фоторефрактивный ИФП в виде плоскопараллельной пластины кристалла ниобата лития Z-среза с оптической полировкой поверхностей. Образец легирован ионами железа ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 0,05%) при выращивании кристалла. Геометрические размеры ИФП составляют $10 \times 10 \times 1,5$ мм³ вдоль осей X, Y и Z соответственно. Схема экспериментальной установки по самоиндуцированию структур представлена на рисунке 1. В качестве источника экспонирующего когерентного излучения использовался непрерывный твердотельный лазер (YAG:Nd^{3+} , длина волны света $\lambda=532$ нм, выходная мощность до 50 мВт). Экспонирующее световое поле имело практически однородное распределение интенсивности, что достигалось коллимированием излучения лазера (линзы L1 и L2) и последующим выделением однородной области пучка диафрагмой (1) с размером 3×3 мм². Поляризация света соответствовала обыкновенной волне в кристалле. В установке предусмотрено изменение угла падения света на исследуемый образец в горизонтальной плоскости с помощью поворотного столика (2).

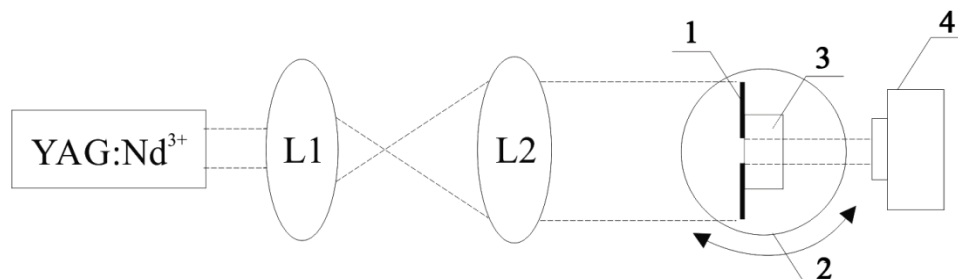


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. YAG:Nd^{3+} источник лазерного излучения, L1 и L2 – линзы, 1 – диафрагма, 2 – угловой поворотный столик, 3 – образец LiNbO_3 , 4 – анализатор лазерных пучков.

В экспериментах наблюдалось формирование одномерных практически регулярных картин распределения интенсивности светового поля на выходной плоскости ИФП либо существенное повышение контраста подобных картин, в случае отклонения направления падающего светового луча от нормали к плоскости ИФП, в результате его экспонирования в течение некоторого времени. На рисунке 2 представлены подобная картина распределения интенсивности света при нормальном падении индуцирующего светового поля (рис. 2а) и график зависимости периода формируемых структур от угла падения индуцирующего светового поля на входную грань образца (рис. 2б).

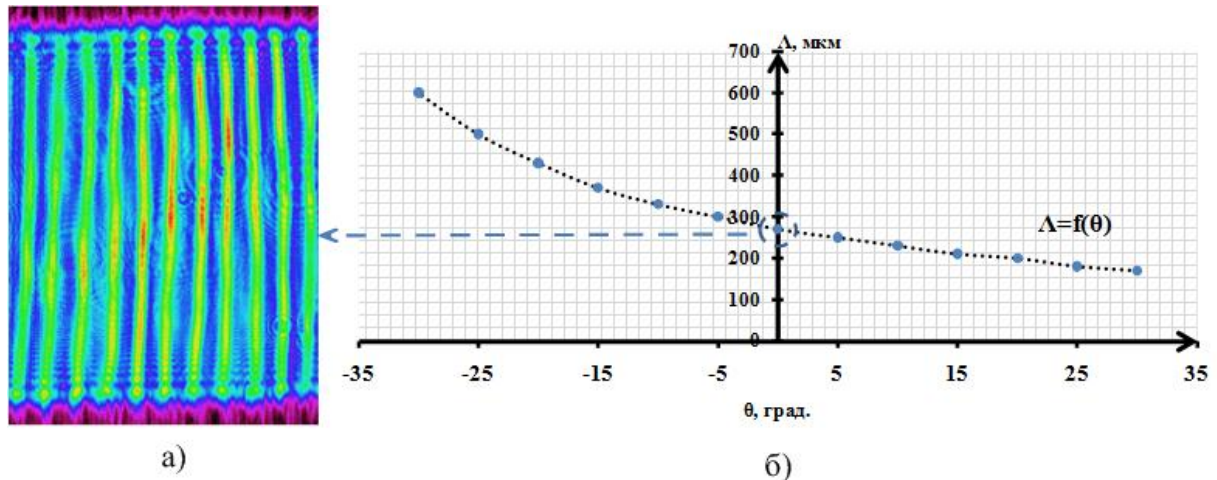


Рис. 2. (а) - распределение интенсивности света на выходной грани образца при нормальном падении индуцирующего светового поля; (б) – график зависимости периода формируемых структур от угла падения индуцирующего светового поля на входную грань образца.

Характеристики регулярных дифракционных структур, сформированных в ИФП, исследовались путем их сканирования в направлении вектора структуры световым пучком диаметром 23 μm . В эксперименте световой луч перемещался вдоль кристалла с шагом 25 μm . В каждой точке измерялась интенсивность прошедшего пучка. На рисунке 3 приведены экспериментальные зависимости интенсивности света от положения точки сканирования (рис.3, графики 1, 2) и соответствующие им картины распределения интенсивности светового поля на выходной плоскости ИФП (рис. 3, картины а, б). Картина распределения интенсивности света (а) снята после отжига кристалла и стирания в нем каких-либо наведенных ранее оптических неоднородностей. Можно видеть, что на выходной поверхности ИФП существует интерференционная картина. Однако сканирование образца указывает на отсутствие наведенных оптических неоднородностей (рис.3, график 1). В результате экспонирования кристалла световым полем с интенсивностью около 100 mВт/см^2 в течение некоторого времени, в образце формируется одномерная дифракционная структура с периодом, соответствующим существующей интерференционной картине (рис. 3, график 2 и картина б).

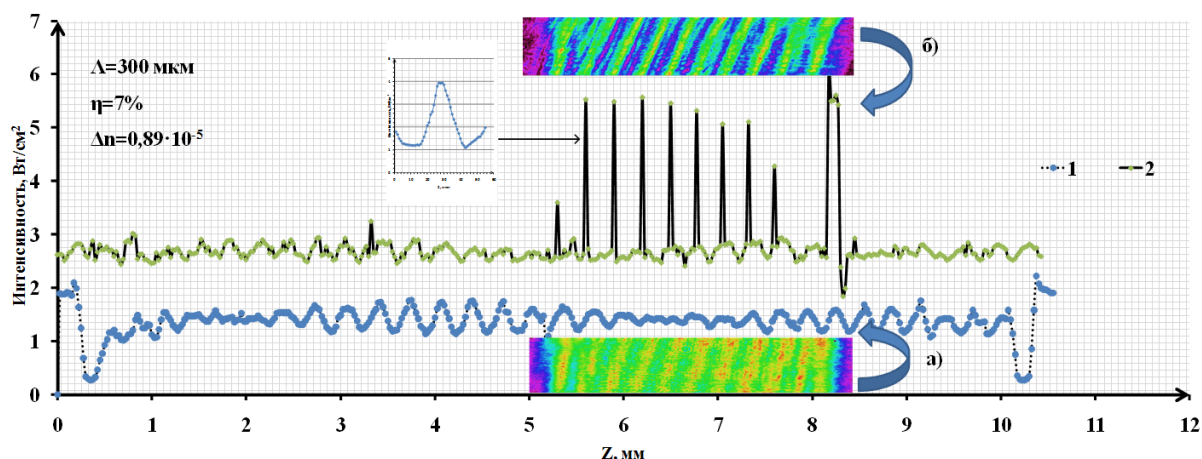


Рис. 3. Графики зависимости (1,2) интенсивности света от расстояния точки сканирования до грани образца и соответствующие им (а, б) картины распределения интенсивности светового поля на выходной плоскости ИФП: 1, а – для чистого кристалла; 2, б – для образца с записанной структурой.

При дифракции света на сформированных дифракционных структурах наблюдался режим дифракции Рамана-Ната.

Изменение показателя преломления в индуцированной структуре оценивалось по величине дифракционной эффективности. Дифракционная эффективность таких решеток для света, дифрагировавшего в ± 1 порядки, определялась как $\eta_{\pm 1} = I_{\pm 1}/I_0$, где $I_{\pm 1}$ – интенсивность света, дифрагировавшего в первый порядок, I_0 – интенсивность света, падающего на решетку.

В случае дифракции Рамана-Ната величина дифракционной эффективности для максимума порядка m может быть найдена из соотношения [4]:

$$\eta_m = J_m^2(\delta) = J_m^2\left(\frac{2\pi d \cdot \Delta n_0}{\lambda \cos \vartheta}\right), \quad (1)$$

где $J_m(\delta)$ – функция Бесселя, Δn_0 – величина изменения показателя преломления, $\cos \vartheta$ – косинус угла между направлениями распространения дифрагировавшего в ± 1 порядок пучка и пучка, прошедшего решетку. В результате, для решетки с периодом 300 мкм (рис. 3) дифракционная эффективность составила 7%, а согласно (1) величина изменения показателя преломления $\Delta n_0 = 0,89 \cdot 10^{-5}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках базовой части государственного задания № 2014/225 на выполнение работ в сфере научной деятельности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Гиббс «Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света» М.: Мир, 1988.
2. Q. Byron He et al. // Opt. Lett. 1992. Vol. 17. No. 9. pp. 664-666.
3. Perin A.S. et al. // Physics of Wave Phenomena. 2011. V. 19. N. 4. P. 1–5.
4. Ярив А., Юх. П. «Оптические волны в кристаллах» М.: Мир, 1987 с.

Сверхбыстрая фазовая релаксация в примесных твердотельных средах: численное моделирование сигналов фотонного эха

В.В. Федянин¹, К.Р. Каримуллин^{2,3}

¹Московский педагогический государственный университет

²Институт спектроскопии Российской академии наук

³Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН

kamil@isan.troitsk.ru

Методы оптической когерентной спектроскопии позволяют проводить измерение времени однородной дефазировки T_2 [1,2]. Обычно для этого исследуется зависимость интегральной по времени интенсивности сигналов фотонного эха (ФЭ) от времени задержки второго лазерного импульса относительно первого (т.н. кривая спада, которая при экспоненциальной дефазировке имеет вид $e^{-2\tau/T_2}$). Однако если в спектре поглощения образца преобладает фонное крыло, кривая спада имеет более сложный вид. Кроме того, в этой зависимости появляется характерный сдвиг максимума относительно нулевой задержки [3,4]. В данном случае, как показано в работах И.С. Осадько [1,5], в качестве параметра, характеризующего время фазовой релаксации, появляется зависящая от времени и температуры функция оптической дефазировки $\varphi(t, T)$, при этом в теоретических расчетах следует использовать бесконечномерную систему уравнений для элементов матрицы плотности. Целью настоящей работы является расчет сигналов ФЭ на основе данной теории.

Уравнения для матрицы плотности оптической системы имеют следующий вид [1]:

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{ba} &= -i\left(\Omega_{ba} - \frac{i}{2T_1}\right)\rho_{ba} + \sum_{b'}\rho_{bb'}\chi_{b'a} - \sum_{a'}\rho_{ba'}\chi_{a'a}, \\ \dot{\rho}_{ab} &= -i\left(\Omega_{ab} - \frac{i}{2T_1}\right)\rho_{ab} + \sum_{b'}\chi_{ab'}^*\rho_{b'b} - \sum_{a'}\rho_{aa'}\chi_{a'b}^*, \\ \dot{\rho}_{bb'} &= -\sum_a(\rho_{ba}\chi_{ab}^* + \chi_{ba}\rho_{ab'}) - i\left(\Omega_{bb'} - \frac{i}{T_1}\right)\rho_{bb'}, \\ \dot{\rho}_{aa'} &= \sum_b(\chi_{ab}^*\rho_{ba'} + \rho_{ab}\chi_{ba'}) + \frac{1}{T_1}\sum_{bb'}\langle a|b\rangle\rho_{bb'}\langle b'|a'\rangle - i\Omega_{aa'}\rho_{aa'},\end{aligned}\tag{1}$$

где a, b – фоновые индексы в основном и возбужденном электронных состояниях соответственно, $\Omega_{ba} = \Omega + \Omega_b - \Omega_a$, $\Omega_{bb'} = \Omega_b - \Omega_{b'}$, $\Omega_{aa'} = \Omega_a - \Omega_{a'}$, Ω – частота лазерного света, $\chi_{ab} = \frac{1}{\hbar}\langle a|\mathbf{d}|b\rangle E(\mathbf{r}, t)$. Для нахождения сигналов ФЭ требуется

определить величину дипольного момента молекулы, ответственного за появление эхо-сигнала. Импульсы лазерного возбуждения моделируются последовательностью из 10 импульсов дельта-образной формы. После интегрирования по частоте неоднородного контура получаем следующее выражение для интенсивности сигнала ФЭ:

$$\begin{aligned}I_{PE}(t) &= \left| \sum_{t_1, t_2, t_3} \{C^-(t_1, t_2, t_3) \exp[i\Omega(t_1 + t_2 - t_3) - \frac{\sigma^2}{2}(t - t_1 - t_2 + t_3)] + \right. \\ &\quad \left. + C^+(t_1, t_2, t_3) \exp[i\Omega(t_1 - t_2 + t_3) - \frac{\sigma^2}{2}(t - t_1 + t_2 - t_3)] \right|^2\end{aligned}\tag{2}$$

Здесь t_1 , t_2 и t_3 – моменты времени дельта-образных импульсов, дающих вклад в интенсивность излучения в направлении сигнала ФЭ, σ – неоднородная ширина спектральной полосы. Коэффициенты $C^-(t_1, t_2, t_3)$ и $C^+(t_1, t_2, t_3)$ выражаются через функцию дефазировки, которая в свою очередь может быть определена следующим образом:

$$\varphi(t, T) = \int_0^{\infty} \varphi(\nu)(2n(\nu) + 1) \cos \nu t \, d\nu - i \int_0^{\infty} \varphi(\nu) \sin \nu t \, d\nu, \quad (3)$$

где $n(\nu) = 1/[\exp(h\nu/kT) - 1]$, а функция взвешенной плотности фононных состояний $\varphi(\nu)$ в квазидебаяевской модели может быть взята в форме:

$$\varphi(\nu) = \varphi(0, 0) \cdot 3 \times 10^{-12} \left(\frac{\nu}{\nu_D} \right)^3 \left(1 - \frac{\nu}{\nu_D} \right)^2, \quad (4)$$

где ν_D – граничная дебаяевская частота, $\varphi(0, 0)$ – фактор Пекара-Хуанга, связанный с фактором Дебая-Валлера простым соотношением $\varphi(0, 0) = -\ln \alpha(0)$ и определяющий величину электрон-фононного взаимодействия.

На Рис. 1 представлен результат расчета сигнала двухимпульсного ФЭ (2ФЭ) при различных значениях времени задержки τ , в том числе в случае, когда импульсы лазерного света и сигналы ФЭ наблюдаются одновременно (т.е. для случая четырехволнового смешения).

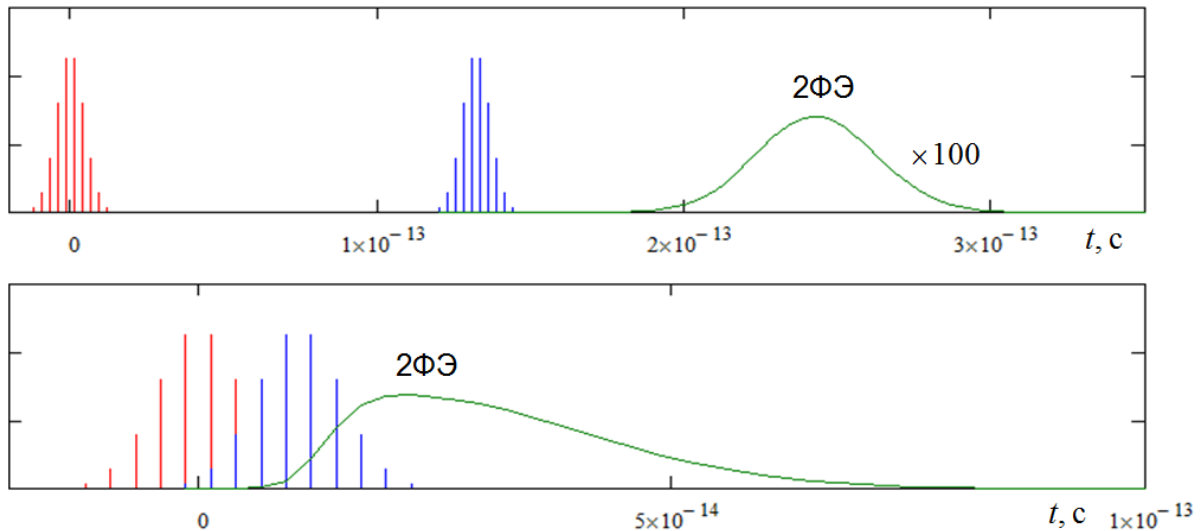


Рис. 1. Кинетика сигнала 2ФЭ при различных значениях времени задержки τ .

Были выбраны следующие значения параметров: $\varphi(0, 0) = 0.2$, $T = 300K$, $\Omega = 2.38 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $\sigma = 370 \text{ см}^{-1}$, $\nu_D = 2 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\Delta t = 26.4 \text{ фс}$. Эти же значения используются далее, если не указаны другие. Видно, что сигнал ФЭ имеет большую длительность, чем короткие возбуждающие импульсы, а его временная форма несимметрична. Большой интерес представляет собой вопрос о сдвиге максимума в зависимости интегральной интенсивности сигнала ФЭ от времени задержки τ . Как показывают численные расчеты, нарастание интенсивности сигнала ФЭ при малых временах задержки наблюдается в результате перекрывания во времени лазерных

импульсов. При этом как форма данной кривой, так и сдвиг ее максимума, существенно зависит от величины электрон-фононного взаимодействия и от температуры, как показывает Рис. 2.

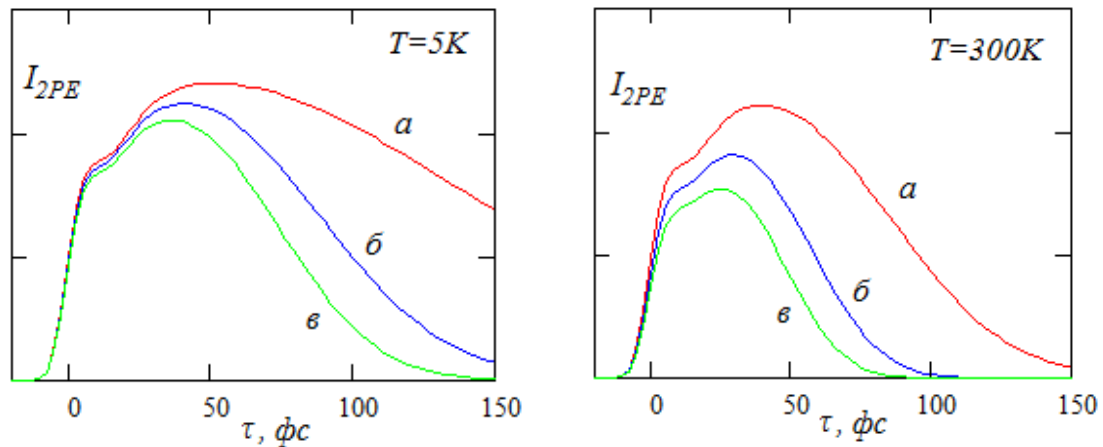


Рис. 2. Кривые спада 2ФЭ при $\varphi(0,0) = 0.1$ (а), 0.5 (б) и 1 (в).

Важным параметром, характеризующим примесную систему, является неоднородная ширина спектральной полосы молекулярного ансамбля. Примечательно, что изменение данного параметра на порядок практически не приводит к сдвигу максимума кривой спада сигнала ФЭ, хотя и оказывает большое влияние на форму и длительность эхо-сигнала.

Вид кривых спада сигналов ФЭ зависит также и от параметров, не связанных со свойствами образца. Таким параметром является длительность импульсов возбуждения Δt . С увеличением Δt наблюдается небольшой сдвиг максимума в большую сторону и переход к симметричной форме кривой, что обычно и наблюдается в экспериментах [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке грантом Президента РФ № МК-2328.2014.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Осадько И.С. "Селективная спектроскопия одиночных молекул" М.: Физматлит, 2000.
2. М.А. Kol'chenko et al. // J. Lumin. 2002. V. 98. P. 375.
3. К.Р. Каримуллин и др. // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-мат. науки. 2008. Т. 150. Кн. 2. С. 148.
4. V.S. Lobkov et al. // Las. Phys. 2007. V. 17. No 5. P. 647.
5. I.S. Osad'ko et al. // Las. Phys. 1995. V. 6. No 1. P. 175.

Продольно-поперечная динамика импульсов обобщённого нелинейного уравнения Шрёдингера

В.А. Халяпин

ФГОБУ ВПО «Калининградский государственный технический университет»
slavasxi@pochtamt.ru

В настоящей работе рассматривается динамика импульсов, распространяющихся в области прозрачности диэлектрика. Анализ динамики параметров импульса проводится на основе метода моментов.

Обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера для огибающей электромагнитного импульса ψ имеет вид

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - i\gamma\psi|\psi|^2 + \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi|\psi|^2) - \frac{i\mu}{2} \Delta_{\perp} \psi = 0. \quad (1)$$

Здесь β_2 – коэффициент групповой дисперсии, β_3 определяет дисперсию третьего порядка, γ – коэффициент при кубической нелинейности, ω_0 – центральная частота спектра импульса, $\mu = -n/2c\Omega$, n – показатель преломления среды, $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал.

1.1. Определим моменты импульса с помощью следующих выражений [1]

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} |\psi|^2 r d\tau dr, \quad (2)$$

$$T = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} |\psi|^2 \tau d\tau dr, \quad (3)$$

$$\Omega = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) r d\tau dr, \quad (4)$$

$$\tilde{C} = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} (\tau - T) \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) r d\tau dr, \quad (5)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} (t - T)^2 |\psi|^2 r d\tau dr, \quad (6)$$

$$\tilde{R}^2 = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} |\psi|^2 r^3 d\tau dr, \quad (7)$$

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) r^2 d\tau dr, \quad (8)$$

где E – энергия импульса, T – величина, пропорциональная добавке к групповой скорости, Ω – смещение центрально частоты сигнала, σ – его длительность, \tilde{C} – определяет модуляцию частоты, \tilde{R} – параметр, пропорциональный поперечному радиусу, $\tilde{\varepsilon}$ – параметр, характеризующий кривизну импульса.

Огибающую поля запишем следующим образом

$$\psi = B \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^{2n} + i \left(\varphi + \Omega(\tau - T) + C \frac{(\tau - T)^2}{2\tau_p^2} - \frac{\varepsilon r^2}{2R^2} \right) \right]. \quad (9)$$

Здесь B – амплитуда сигнал, n – положительное целое числа. Из (2)-(8) с учётом (1) и (9) получаем систему уравнений на параметры импульса

$$E = B^2 R^2 \tau_p \frac{\Gamma(1/n)}{n} = const,$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \beta_2 \Omega + \frac{\beta_3}{2} \left(\Omega^2 + \left(1 + \frac{\pi^2}{4} C^2 \right) \frac{1}{3\tau_p^2} \right) + \frac{\gamma B^2}{\omega_0 2^{1/n}},$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} = \frac{2\gamma B^2 C}{3\omega_0 \tau_p^2 2^{1/n}},$$

$$\frac{\partial \tau_p}{\partial z} = \frac{\beta_2 C}{\tau_p} + \beta_3 \frac{C\Omega}{\tau_p},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial z} = & \left(\frac{4}{\pi^2} + C^2 \right) \frac{\beta_2}{\tau_p^2} + \frac{12}{\pi^2} \beta_2 \Omega^2 + \frac{\beta_3 \Omega}{2\tau_p^2} \left(\frac{4}{\pi^2} + 3C^2 \right) + \frac{6}{\pi^2} \beta_3 \Omega^3 + \\ & + \frac{4\gamma B^2}{\pi^2 2^{1/2}} + \frac{16\gamma \Omega B^2}{\omega_0 \pi^2 2^{1/2}}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial R}{\partial z} = -\frac{\mu \varepsilon}{R},$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{n}{\Gamma(2/n)} \left[-\frac{\mu n}{R^2} - \frac{\Gamma(2/n) R^2 R'^2}{\mu} + \frac{2\gamma B^2 \Gamma((1+n)/n)}{2^{1/n} 3} - \frac{2\gamma B^2 \Omega}{2^{1/n} 3 \omega_0} [\Gamma((1+n)/n) - 2\Omega] \right].$$

Здесь $\tau_p^2 = K\sigma^2 = (12/\pi^2)\sigma^2$, $C = K\tilde{C}$, $R^2 = D\tilde{R}^2 = \tilde{R}^2 \Gamma(1/n)/\Gamma(2/n)$, $\varepsilon = D\tilde{\varepsilon}$, $\Gamma(x)$ – гамма функция. Из двух последних уравнений системы находим уравнение, определяющее динамику поперечного радиуса импульса

$$\frac{\partial^2 R}{\partial z^2} = \frac{n\mu}{\Gamma(2/n)R} \left[\frac{\mu n}{R^2} - \frac{2\gamma B^2 \Gamma((1+n)/n)}{2^{1/n} 3} - \frac{2\gamma B^2 \Omega}{2^{1/n} 3 \omega_0} [2\Omega - \Gamma((1+n)/n)] \right]. \quad (10)$$

Как видно из (10), импульс начинает расходиться благодаря дифракции, если $R''(0) > 0$. Если же нелинейность велика, то дифракционная расходимость начинает подавляться и начинается самофокусировка $R''(0) < 0$. Граничная ситуация $R''(0) = 0$ определяет пороговое условие самофокусировки. Из этого условия и (10) находим «критическую мощность» импульса [2]

$$B^2 R^2 = \frac{2^{(1-n)/n} 3 n \mu}{\gamma \left(\Gamma\left(\frac{1+n}{n}\right) \left(1 - \frac{\Omega}{\omega_0}\right) + \frac{2\Omega}{\omega_0} \right)}. \quad (11)$$

В случае гауссовых импульсов ($n=1$) из (11) находим

$$B^2 R^2 = \frac{3\mu}{\gamma} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0}\right)^{-1}. \quad (12)$$

Из (12) следует, что критическая мощность импульса уменьшается, если частота импульса сдвигается в сторону её уменьшения.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Santhanam // Opt.Comm. A. 2003. V. 222. P. 413.
2. Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко «Колебания, волны, структуры» М.: физматлит, 2003.

Исследование релаксационных процессов в ансамбле квантовых точек в наноразмерных полупроводниковых пленках на основе фотонного эха

И.И. Попов¹, Н.С. Вашурин¹, С.Э. Путилин², С.А. Степанов¹, Н.И. Сушенцов¹

¹ФГБОУ ВПО «Поволжский государственный технологический университет»

²ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

popov@volgatech.net

Сообщается о цикле экспериментальных работ по исследованию при комнатной температуре релаксационных процессов в ансамбле квантовых точек наноразмерных полупроводниковых пленок с помощью фемтосекундного фотонного эха [1]. В качестве резонансной среды использовались как однослойные, так и трехслойные полупроводниковые пленки, полученные методом магнетронного вакуумного распыления, имеющие волоконно-кристаллическую структуру с промежутками между волокнами, заполненными аморфной фазой. На поверхностных дефектах кристаллической решетки волокон, формирующихся в зоне раздела фаз кристаллит/аморфная фаза, возникают экситонные и биэкситонные переходы [2]. Зоны поверхностных дефектов на которых возникают экситонные и биэкситонные переходы обладают свойствами квантовых точек. Поскольку размеры этих дефектов неоднородны, то и свойства квантовых точек, формирующихся на их основе можно воспринимать как проявление свойств ансамбля неоднородных по размеру квантовых точек. Установлено, что при изменении угла между волновыми векторами возбуждающих лазерных импульсов имеет место смещение спектра возбуждающего лазерного излучения (использующееся в методике угловой оптической эхо-спектроскопии, предложенной в работах В.А. Зуйкова и В.В. Самарцева [3]). Это смещение позволяло в пределах набора экситонных квантовых переходов полупроводникового перехода перевести процесс формирования фотонного эха с одного экситонного/биэкситонного перехода на другой. Это приводило к тому, что при разных углах между волновыми векторами возбуждающих импульсов возбуждались разные экситонные/биэкситонные переходы, и регистрируемые при этом времена необратимой поперечной релаксации T_2 имели различные значения.

Также установлен факт увеличения времени релаксации T_2 при уменьшении размеров кристаллических волокон и, соответственно, размеров дефектов на их поверхности, что соответствует работам других исследователей [4], в которых показано, что время релаксации T_2 резонансной среды, содержащей квантовые точки, увеличивается с уменьшением размера квантовых точек.

При уменьшении размеров квантовых точек уменьшается зависимость интенсивности фотонного эха от угла между возбуждающими импульсами. Уменьшение размеров квантовых точек, возможно при уменьшении размеров поверхностных дефектов при уменьшении размеров кристаллических волокон. Это, в свою очередь, бывает возможно при уменьшении толщины пленки, что приводит к незначительному изменению количества возбуждаемых активных частиц при значительном изменении угла между волновыми векторами возбуждающих импульсов. В толстых пленках увеличение этого угла приводит к уменьшению возбуждаемых активных частиц, что приводит к уменьшению интенсивности эхо-сигнала, так как интенсивность фотонного эха пропорциональна квадрату числа этих частиц.

Также приводятся результаты регистрации биений на кривой спада интенсивности фотонного эха при возрастании временного интервала между

возбуждающими импульсами. Эти биения позволяют оценить расщепление компонент сверхтонкой структуры возбуждаемой спектральной линии полупроводникового перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Вашурин и др. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, 2013. №1. (83). С.65-69.
2. И. И. Попови и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2014. том 78. № 3. с. 309–312
3. В.А. Зуйков и др. // Оптика и спектроскопия. 84. s5. с.786-788. 1998.
4. Yasuaki Masumoto, T. Takagahara Semiconductor «Quantum Dots: Physics, Spectroscopy and Applications» Springer, 2002.

Оптические колебания в двумерной решетке связанных нелинейных волноводов или резонаторов

И.В. Савочкин, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

savochkin@physics.msu.ru

Системы туннельно-связанных нелинейных оптических волноводов вызывают интерес в связи с возможными приложениями в качестве оптических ответвителей, элементов оптических логических устройств и т.п. [1, 2]. Поэтому детальное понимание основных характеристик подобных структур является очень важной составляющей для исследования новых эффектов.

Ранее нами были изучены кольцевые системы туннельно-связанных волноводов, состоящие из малого количества элементов [3]. В данной работе рассматривается двумерная решетка связанных нелинейных оптических волноводов. На вход одного или нескольких волноводов подается возмущение и затем изучается зависимость характера распространения света от основных параметров системы и входного сигнала. Сравнивается распространение света в линейной и нелинейной системе. Исследуется эффект локализации излучения в одном или нескольких волноводах. Предлагается способ управления движением сигнала в решетке.

Изменение амплитуды волны C_n в n -м волноводе с расстоянием z описывается следующей системой уравнений [4]:

$$\frac{\partial C_n}{\partial z} = -i \sum_{m \neq n} \alpha_{mn} C_m + i \beta_n |C_n|^2 C_n \quad (1)$$

Здесь α_{mn} – коэффициент связи n -го и m -го волноводов, β_n – коэффициент нелинейности n -го волновода. Для численного решения системы (1) для любого числа волноводов была написана компьютерная программа, с помощью которой выполнено моделирование распространения света в исследуемой решетке для различных параметров сигнала на входе.

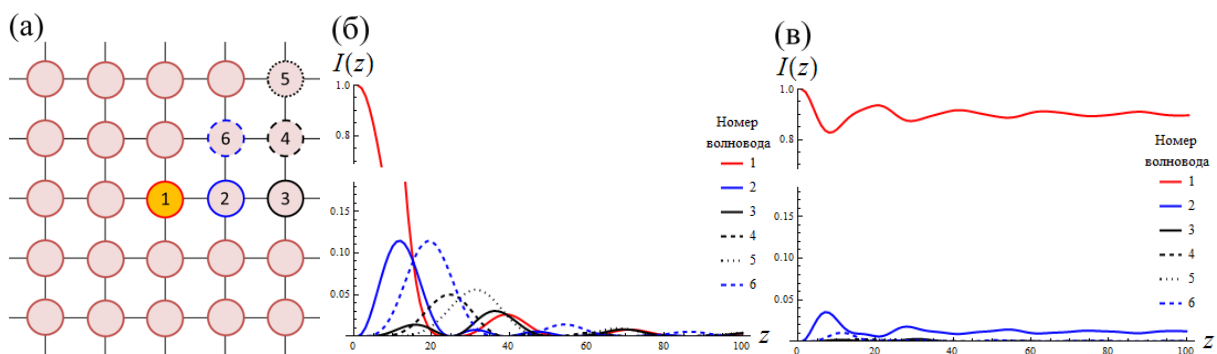


Рис. 1. (а) Схема нумерации волноводов в решетке. (б, в) Зависимость интенсивности I излучения в шести выбранных волноводах при различном коэффициенте нелинейности волноводов: б) $\beta = 0$; в) $\beta = 0,5$.

На рисунке 1 (а) изображена схема поперечного сечения исследуемой решетки волноводов. Кружками обозначены волноводы, либо аналогичные связанные осцилляторы, которые описываются теми же уравнениями. Соседние волноводы связаны между собой, то есть располагаются достаточно близко друг к другу, что излучение одного проникает в другой. Сигнал подается на вход первого (центрального)

волновода. На рисунках 1 (б) и (в) представлены графики зависимости интенсивности от расстояния z для шести волноводов, пронумерованных на рисунке 1 (а). Так как решетка обладает симметрией, данных шести волноводов достаточно для того, чтобы показать, как энергия перетекает из центрального волновода в соседние. Если все волноводы данной решетки являются нелинейными, то при достаточной интенсивности входящего излучения наблюдается эффект локализации – сигнал “запирается” в центральном волноводе (рис. 1 (в)), в то время как слабый сигнал будет расширяться вследствие дискретной дифракции так же, как в решетке без нелинейности (рис. 1 (б)).

Можно задать такое возмущение на входе нескольких волноводов, что при распространении вдоль волноводов этот сигнал будет смещаться по решетке в выбранном направлении. Комплексная амплитуда излучения на входе выбранных девяти (внутри рамки на рис. 2 (а)) волноводов задается формулой

$$C_i(0) = e^{-r_i} \cdot e^{ir_i\Delta\varphi}, \quad (2)$$

где r_i – расстояние между i -м и центральным волноводами в условных единицах, $\Delta\varphi$ – фазовый сдвиг. Данное распределение амплитуды и фазы выбрано на основании аналогии с пучком Эйри [5].

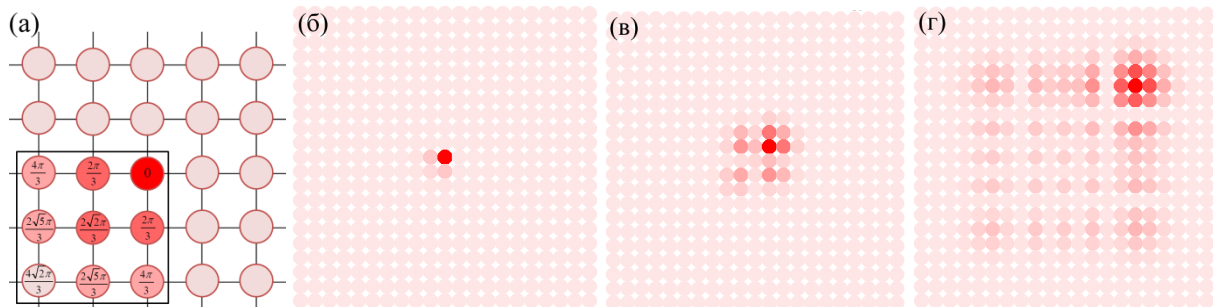


Рис. 2. (а) Схема распределения амплитуды и фазы на входе решетки. (б, в, г) Распределение интенсивности, нормированной на максимальную, в различных сечениях решетки: б) $z = 0$; в) $z = 25$; г) $z = 70$.

На рисунке 2 (а) наглядно показана схема распределения амплитуды (цветом) и фазы (числом) на входе решетки. Заметим, что основная энергия сосредоточена в центральном волноводе. На рисунках 2 (б), (в) и (г) представлены результаты численного моделирования. Цветом обозначена интенсивность излучения в волноводе. Видно, что при таком входном сигнале максимум интенсивности смещается вверх-вправо по решетке, при этом из-за дискретной дифракции сигнал расплывается по многим волноводам, но, что важно, он всегда имеет четко выраженный максимум. Меняя распределение фаз излучения на входе волноводов, можно менять направление “движения” сигнала, и вследствие этого изменится волновод, в котором сигнал окажется на выходе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 14-02-01012 А.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Pertsch et al. // Opt. Lett. 2004. V. 29. No 5. P. 468.
2. J.M. Moison et al. // Opt. Lett. 2009. V. 34. No 16. P. 2462.
3. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков “Теория волн” М.: Наука, 1990.
4. A.P. Sukhorukov, I.V. Savochkin. // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 478, No. 012010.
5. S. Wang et al. // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. No 023802.

Волноводный режим распространения света в жидкокристаллических элементах с различной топологией модуляции границы раздела мезофаз

И.И. Оленская, О.С. Кабанова, А.Л. Толстик, Е.А. Мельникова

Белорусский государственный университет

Irochek_Olenskaya@tut.by

Одной из причин пристального внимания ученых к жидким кристаллам (ЖК) является широкое практическое применение, которое они находят во многих областях техники. Наряду с традиционными сферами использования ЖК элементов (индикаторы, модуляторы света) в последнее время анализируются пути создания управляемых волноводных структур.

Целью настоящей работы является создание электрически управляемых жидкокристаллических элементов с различной топологией модуляции границы раздела мезофаз и реализация на их основе режимов волноводного распространения и управления световыми пучками.

В ходе выполнения эксперимента разработаны два способа создания волноводных ЖК структур. В первом случае имеем начальную планарную перпендикулярную ориентацию директора ЖК в смежных областях. Приложенное напряжение приводит к переориентации директора и сглаживанию модуляции анизотропии показателя преломления. Во втором случае модуляция анизотропии показателя преломления индуцируется внешним электрическим полем.

Таким образом, в ячейке с планарной пространственно модулированной анизотропией показателя преломления при отсутствии внешнего электрического поля в пределах ЖК слоя имеется набор периодически чередующихся областей с ортогональной планарной ориентацией директора n молекул ЖК. Принцип формирования управляемых ЖК волноводов основан на реализации эффекта полного внутреннего отражения от электрически контролируемой границы раздела двух областей ЖК с различными топологиями ориентации директора. [1] Входящее в ЖК ячейку лазерное излучение горизонтально поляризовано. В тех областях ЖК слоя, где направление директора ЖК молекул n совпадает с направлением поляризации возбуждающего излучения, формируется необыкновенная волна, показатель преломления для которой $n_e = 1,67$. В тех областях ЖК слоя, где направление директора ЖК молекул отлично от направления поляризации входящего луча, возбуждается обыкновенная волна ($n_o = 1,49$). При подключении внешнего электрического поля к данной структуре в результате перехода Фредерикса промодулированная планарная ориентация заменяется однородной гомеотропной. [2] Горизонтально поляризованное лазерное излучение в этом случае будет обыкновенной волной в пределах всего слоя ЖК, что обусловит «выключение» волноводного режима.

Принцип работы изготовленной ЖК ячейки представлен на рисунке 1а, 1б.

Во втором варианте в ЖК ячейке с волноводными элементами с параллельной начальной топологией ЖК при выключенном внешнем поле директор ориентирован однородно планарно во всем объеме ЖК слоя. При подаче напряжения, вследствие перехода Фредерикса, директор ЖК ориентируется вдоль силовых линий электрического поля (гомеотропная ориентация), пространственное распределение которых в объеме ЖК определяется топологией структурированного электрода. В тех местах ЖК элемента, где нет электрода, направление директора остается планарным. Таким образом, в объеме ЖК создается модуляция ориентации директора, которая

приводит к образованию волноводных каналов для линейно поляризованного света в ЖК элементе. Топология электродов представлена на рисунке 1в.

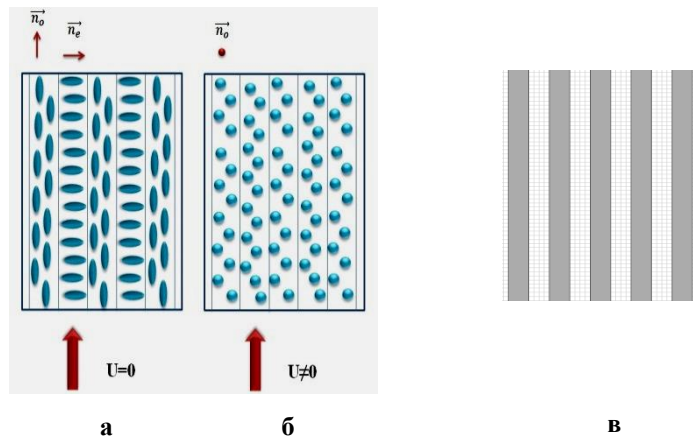


Рис.1. Формирование набора волноводов в тонком слое нематического ЖК; **а, б** - в ЖК ячейке с начальной планарной перпендикулярной ориентацией директора ЖК в смежных областях; **в** - топология электродов в ЖК ячейке с параллельной начальной ориентацией ЖК

Картина распространения лазерного излучения в созданных ЖК элементах представлена на рисунке 2. Линейно поляризованное излучение *He-Ne* лазера с помощью микрообъектива вводилось в торец ЖК элемента.

Так, для ЖК ячейки, созданной первым методом, при нулевом напряжении реализуется волноводный режим распространения горизонтально поляризованного лазерного излучения (рис. 2а). При увеличении внешнего поля происходит нарушение волноводного режима распространения и входящий луч рассеивается (рис. 2а; $U = 3$ В и 5 В).

Для ЖК ячейки, созданной вторым способом, при выключенном внешнем поле (рис. 2б) свет, введенный в ЖК ячейку, рассеивается на неоднородностях ЖК. При включении электрического поля в объеме ЖК возбуждаются волноводные каналы, по которым распространяется излучение лазера (рис. 2б; $U = 3$ В и 5 В).

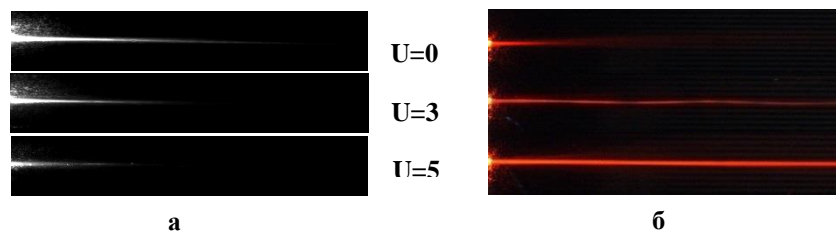


Рис. 2. Распространение лазерного излучения; **а** - в ЖК ячейке созданной первым способом; **б** - в ЖК ячейке, созданной вторым способом.

Таким образом, в настоящей работе отработаны технологии изготовления ЖК элементов с различной топологией модуляции границы раздела и показана возможность создания электрически управляемых волноводных структур.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Комар и др. Письма в ЖТФ 37, 15 (2011).
2. Блинов, Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. Москва : Наука, 1978.

Зондовая оптическая спектроскопия на основе фотонного эха

К.Р. Каримуллин^{1,2}, А.В. Наумов^{1,3}

¹Институт спектроскопии РАН;

²Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН;

³Московский педагогический государственный университет

kamil@isan.troitsk.ru

Методы оптической спектроскопии примесного центра широко применяются для исследования фотофизических свойств, оптической дефазировки и динамических процессов в различных средах. При изучении прозрачных твердотельных материалов в качестве примесных центров используются специально подобранные хромофорные, поглощающие свет в некотором диапазоне спектра, молекулы, играющие роль чувствительных спектральных зондов [1].

Оптические спектры хромофоров определяются переходами электронов во внешней электронной оболочке, весьма чувствительной к характеристикам ближнего локального окружения, причем наибольшей чувствительностью обладают узкие бесфононные линии (БФЛ) молекул [2]. Конфигурационные изменения в ближнем локальном окружении хромофоров, происходящие с высокой скоростью, а также фононные возбуждения этого окружения, проявляются посредством однородного уширения (оптической дефазировки) спектральных линий примесных центров. Такие процессы, как переходы атомов и молекул в двухуровневых потенциалах, обладающие большими характерными временами, приводят к малым изменениям частот индивидуальных спектральных переходов (спектральной диффузии). Таким образом, спектры примесных молекул содержат информацию о внутренней (микроскопической) динамике матрицы. Хромофорные молекулы являются практически идеальными пробными объектами, поскольку они не искажают эту динамику и обладают безынерционностью, что позволяет отслеживать сверхбыстрые изменения в локальном окружении примесного центра.

Наряду с большими возможностями оптическая спектроскопия примесного центра имеет ряд проблем. Во-первых, примесные молекулы – зонды могут вносить сильные возмущения в структуру и динамику матрицы. Существует проблема подбора таких молекул, которые бы не искажали внутреннюю динамику исследуемой матрицы [3,4]. Во-вторых, каждый зонд находится в несколько отличающихся условиях, которые определяются его локальным окружением. По этой причине частоты переходов различных хромофорных молекул будут иметь значительное распределение. Следовательно, спектры разных примесных центров будут сдвинуты относительно друг друга по частоте, а результирующий спектр ансамбля хромофоров будет подвержен неоднородному уширению.

Методы селективной лазерной спектроскопии, в частности, техника фотонного эха (ФЭ), позволяют устранить неоднородное уширение и дают возможность прямого измерения однородной ширины линии электронного перехода, то есть ширины, вызванной динамическими возмущениями энергетических уровней, которые присущи в равной степени всем примесным центрам с близкими по величине частотами 0-0 переходов.

Анализ температурного уширения линии спектрального перехода позволяет оценивать вклад тех или иных механизмов в ширину линии, последовательно активизирующихся с ростом температуры. Так, например, исследование температурных зависимостей ширины БФЛ, полученных в экспериментах по ФЭ для

ряда примесных аморфных систем, позволило четко разделить температурные области, в которых преобладают различные механизмы дефазировки [5].

Техника высокого давления позволяет получать более детальную информацию о внутреннем строении и свойствах среды (например, изучать динамику свободного объема в полимерах) [6,7]. Весьма интересным является исследование полиморфных фазовых переходов в молекулярных кристаллах, вызываемых давлением, где методы селективной спектроскопии дают уникальные возможности для изучения роли резких структурных изменений во внутренней динамике систем, идентичных в других проявлениях. Высокое давление приводит к существенному изменению параметров, характеризующих низкоэнергетические возбуждения, присущие аморфным средам, и определяющих их структуру и свойства, что может быть использовано для получения информации о микроскопической природе релаксационных процессов.

В докладе представлен обзор исследований низкотемпературной оптической дефазировки в примесных твердотельных средах, допированных флуоресцирующими молекулами, а также сравнительный анализ данных, полученных разными методами селективной лазерной спектроскопии, включая возбуждение тонкоструктурных спектров флуоресценции, выжигание спектральных провалов, фотонное эхо и спектроскопию одиночных молекул.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами Президента РФ № МК-2328.2014.2 и № НШ-134.2014.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Наумов и др. // УФН. 2009. Т. 179. № 3. С. 322.
2. А.В. Наумов // УФН. 2013. Т. 183. № 6. С. 633.
3. I.Yu. Eremchev et al. // Mol. Phys. 2009. V. 107. No 18. P. 1943.
4. K.R. Karimullin et al. // J. Lumin. 2014. DOI: 10.1016/j.jlumin.2014.01.069.
5. Yu.G. Vainer et al. // Phys. Stat. Sol. B. 2004. V. 241. No 15. P. 3480.
6. V. Hizhnyakov V. et al. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 11296.
7. К.Р. Каримуллин и др. // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-мат. науки. 2010. Т. 152. Кн. 2. С. 98.

Исследование автоколебательных эффектов в среде с тепловой нелинейностью

Л.Н. Григорьева, Г.А. Князев

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
ln.grigorjeva@physics.msu.ru, g.knyazev@mail.ru

В последнее время большой интерес уделяется разработке и исследованию оптических и оптоэлектронных устройств, охваченных цепью обратной связи. Данные устройства применяются в системах модуляции, стабилизации и обработки оптических сигналов [1-3]. Как правило, автоколебательная система состоит из оптоэлектронного модулятора и электронной системы обратной связи, определяющей параметры автоколебательных процессов в системе. В данной работе рассматривается оптическая автоколебательная система, построенная на основе нелинейно-оптического дефлектора использующего тепловую нелинейность и системы модуляции оптического излучения, которая может являться как оптоэлектронной, так и являться полностью оптической, базирующейся на эффекте полного отражения оптического пучка в нелинейной среде. При этом характеристики автоколебаний определяются параметрами нелинейной среды и не зависят от типа обратной связи.

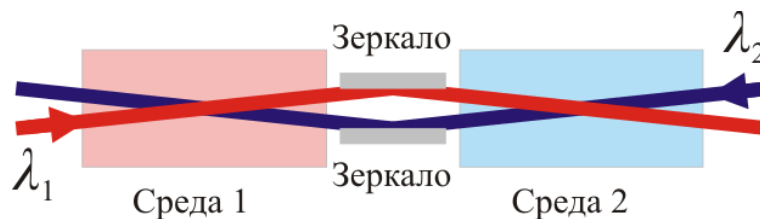


Рис. 1. Схема оптической автоколебательной системы, использующей две ячейки с тепловой нелинейностью показателя преломления

В частности, были изучены автоколебательные процессы в системе состоящей из двух нелинейно-оптических ячеек с материалом, обладающем тепловой нелинейностью. На рис. 1 показана схема данной автоколебательной системы. В для реализации автоколебаний требуется использовать два оптических пучка с различными длинами волн. Необходимо, чтобы оптические пучки с длинами волн λ_1 и λ_2 были приблизительно одинаковой мощности. При этом за счет использования нелинейных материалов, показатель поглощения которых зависит от длины волны света, можно добиться того, чтобы пучок с длиной волны λ_1 был бы пучком накачки для среды 2 и являлся сигнальным пучком для среды 1. В то же самое время пучок с длиной волны λ_2 — наоборот, будет нагревать среду 1, меняя ее показатель преломления и не будет влиять на оптические свойства среды 2. Таким образом, первый пучок проходит через среду 1, не влияя на ее свойства, и попадает в среду 2, в которой он испытывает поглощение и нагревает ее, создавая неоднородность показателя преломления. Пучок 2 из-за наличия индуцированной неоднородности показателя преломления в среде 2 отклоняется, в результате чего угол между оптическими пучками в среде 1 становится близким к критическому, что приводит к отклонению пучка 1 как в первой так и во второй среде. Изменение траектории пучка 1 приводит к ослаблению его влияния на пучок 2. В связи с тем, что отклик среды с тепловой нелинейностью является нелокальным и инерционным в среде происходят автоколебания. Периодически изменяются углы отклонения оптических пучков, а также наблюдаются осцилляции в поле температуры.

В том случае, если время релаксации тепловых возмущений в одном из материалов существенно больше, чем во втором, то параметры автоколебаний будут зависеть лишь только от свойств первой среды, а вторая ячейка будет играть роль цепи обратной связи. В том случае, если отклик второй ячейки линейный — обратная связь будет происходить по линейному закону, однако за счет применения системы линз и диафрагм можно осуществить обратную связь, модулирующую пучок накачки по закону близкому к дискретному. В результате численного моделирования были рассчитаны фазовые траектории (рис. 2а) и временные диаграммы автоколебаний (рис. 2б). Красным цветом показаны характеристики системы с линейным законом обратной связи, синие кривые соответствуют дискретной модуляции интенсивности накачки. Можно видеть, что в случае линейной обратной связи автоколебания происходят с весьма малой амплитудой. Анализ показывает, что для существования автоколебаний необходимо наличие нелинейности в системе обратной связи, поэтому в случае линейной обратной связи колебания происходят вблизи положения, соответствующего отключенной накачке. Этот факт иллюстрирует экспоненциально убывающий участок предельного цикла на фазовой траектории (красная кривая на рисунке 2а).

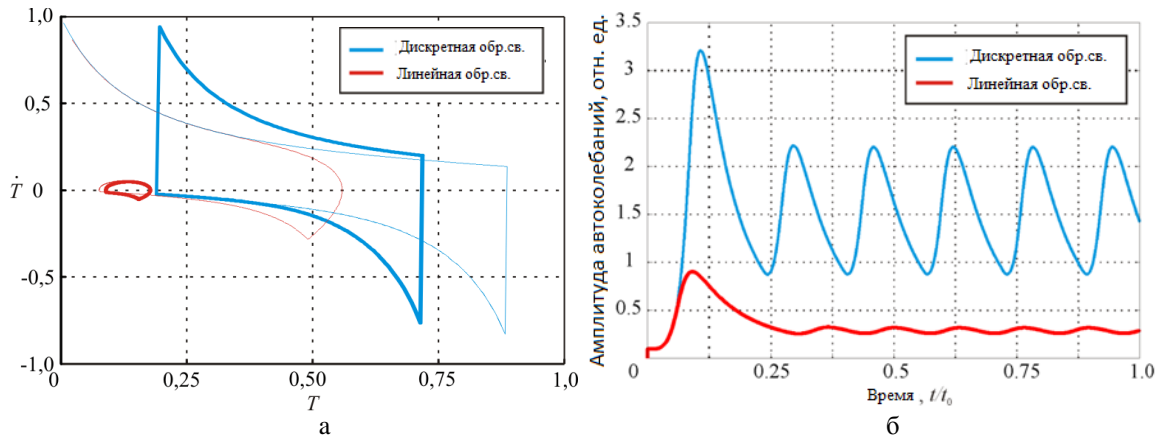


Рис. 2. Фазовые траектории автоколебаний (а) и зависимость интенсивности сигнала на входе в систему обратной связи от времени (б)

Для варианта автоколебательной системы с дискретной обратной связью было получено аналитическое выражение, позволяющее определить период и скважность автоколебаний. Задача рассматривалась в предположении, что поведение автоколебательной системы описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i D_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} = -i\alpha(T - T_0)A_1 - \delta A_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} = -i\alpha(T - T_0)A_2, \quad (2)$$

$$\rho_p \frac{\partial T}{\partial x} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \delta |A_1|^2, \quad (3)$$

$$T(0, t) = T(d, t) = T_0, \quad T(x, 0) = T_0, \quad (4)$$

$$A_1(x, 0, t) = \begin{cases} 0, & \text{если } d \geq l_0 \\ A_0 e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\sigma^2}}, & \text{если } d < l_0 \end{cases} \quad (5)$$

где $A_j(x, z, t) = \sqrt{c_0 n_j} E_j(x, z, t)$ – нормированная амплитуда электрического поля волны накачки ($j = 1$) и сигнальной волны ($j = 2$), c_0 – скорость света, n_i – показатель преломления для волны накачки и сигнальной волны, $T(x, z, t)$ – возмущение температуры в среде, T_0 – температура границ среды, d – ширина нелинейной среды вдоль оси x , $D_j = (2k_j)^{-1}$ – коэффициенты дифракции, k_j – волновые числа, χ – коэффициент теплопроводности, $a_j = \frac{k_j}{n_j} \frac{dn_j}{dT}$ – коэффициенты тепловой нелинейности, l – длина нелинейной среды. Выражение (5) является условием обратной связи, где I_0 – пороговый уровень срабатывания системы обратной связи, σ – диаметр сигнального пучка, $d(t) = \int_{x_1}^{x_2} A_2^2(x, l, t) dx$ – мощность управляющего оптического сигнала на входе в систему обратной связи.

Для проведения анализа были сделаны следующие предположения. При расчетах предполагалось, что дифракционное расплывание оптических пучков несущественно, также не учитывалось расплывание, вызванное нелинейной дефокусировкой пучков. Углы между пучками считались малыми, пространственное изменение градиента температуры на пути сигнального пучка несущественным, а распределение температуры считалось близким к стационарному. Эти предположения позволили считать, что траектория сигнального пучка определяется линейной комбинацией таких параметров как координаты сигнального пучка на входе и на выходе нелинейной среды x_0 и x_1 соответственно, начальный угол между оптическими пучками θ_0 и чувствительность системы обратной связи K : $x_{eff} = x_1 - x_0 + \theta_0 l + K$. Также предполагалось, что расстояние между пучками достаточно велико, чтобы аппроксимировать сигнальный пучок δ -функцией. Для случая двумерной задачи, что соответствует взаимодействию оптических пучков в узком слое нелинейной среды, ограниченному теплоизолированными стенками было получено следующее выражение для градиента температуры:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n 2A_{01}^2}{\pi(2n+1)a^2} \cos\left(\pi(2n+1)\frac{x}{d}\right) \begin{cases} \frac{e^{-n^2 \delta'} - e^{-n^2(t'_0/\gamma + \delta')}}{1 - e^{-n^2 t'_0}}, & \text{если } A_1(\delta') = 0 \\ 1 - \frac{e^{-n^2 \delta'} - e^{-n^2(t'_0(1-1/\gamma) + \delta')}}{1 - e^{-n^2 t'_0}}, & \text{если } A_1(\delta') = 1 \end{cases}, \quad (6)$$

где A_{01} – амплитуда волны накачки, $a^2 = \chi / (\rho c_v)$, а t_0 и γ – период и скважность автоколебаний. В выражении (6) временные интервалы нормированы на время релаксации тепловых возмущений в среде $t_{rel} = \rho c_v / (\pi^2 d^2 \chi)$.

В том случае, если необходимо учитывать распространение тепла в трех измерениях, формула (6) примет иной вид:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2A_{01}^2}{a^2 \sqrt{\mu_n}} J_0\left(\sqrt{\mu_n} \frac{1}{2}\right) J_1\left(\sqrt{\mu_n} \frac{x}{d}\right) \begin{cases} \frac{e^{-\frac{\mu_n}{\pi^2} \delta'} - e^{-\frac{\mu_n}{\pi^2}(t'_0/\gamma + \delta')}}{1 - e^{-\frac{\mu_n}{\pi^2} t'_0}}, & \text{если } A_1(\delta') = 0 \\ 1 - \frac{e^{-\frac{\mu_n}{\pi^2} \delta'} - e^{-\frac{\mu_n}{\pi^2}(t'_0(1-1/\gamma) + \delta')}}{1 - e^{-\frac{\mu_n}{\pi^2} t'_0}}, & \text{если } A_1(\delta') = 1 \end{cases}, \quad (7)$$

где μ_n – корни уравнения $J_0(\mu_n x/d) = 0$, J_0 и J_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядка.

На основе выражений (6) и (7) были получены условия существования автоколебаний:

$$\frac{\partial T(x_0, \delta t = t_0 / \gamma)}{\partial x} - \frac{\partial T(x_0, \delta t = 0)}{\partial x} = 0, \quad (8)$$

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=x_0} = \frac{2}{l^2} \left(\frac{dn}{dT} \right)^{-1} x_{eff}. \quad (9)$$

Решение выражений (8) и (9) с учетом (6) или (7) позволило построить зависимости периода и скважности автоколебаний от эффективного параметра x_{eff} . На рисунке 3 показаны рассчитанные зависимости. Период автоколебаний показан желтой и красной кривыми, а скважность показана зеленым и синим цветом. Красная и зеленая кривые соответствуют двумерной задаче, а синяя и желтая кривые являются решением трехмерной задачи.

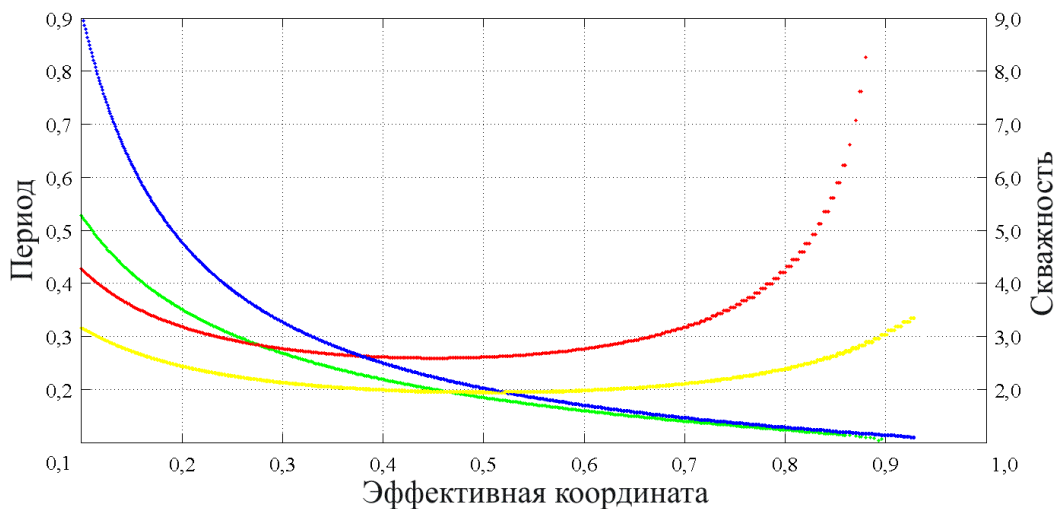


Рис. 4. Зависимость периода и скважности автоколебаний от эффективного параметра определяющего характеристики взаимодействия оптических пучков x_{eff} .

Из рисунка 4 видно, что в середине диапазона значений величины x_{eff} период автоколебаний мало изменяется и может быть аппроксимирован константой. Следует отметить, что именно для средних значений эффективной координаты наиболее просто реализовать автоколебания, возбуждение автоколебаний на краях диапазона требует весьма высокую чувствительность системы обратной связи, и в случае оптической обратной связи оказывается практически мало возможным. Таким образом можно утверждать, что период автоколебаний определяется свойствами нелинейной среды и мало зависит от внешних параметров системы. Данная особенность позволяет предположить возможность применения данной системы для создания пассивных устройств стабилизации характеристик лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №14-02-01012-а, 12-02-01119-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Розанов “Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах” М.: Наука, 1997.
2. V.I. Balakshy, Y.I. Kuznetsov // *Proc. SPIE, Photonics, Devices, and Systems V.* 2011. V. 8306. P. 83060W–1.
3. A.N. Rubinov, I.M. Korda and E.A. Zinkevich // *Quantum Electron.* 2002. V. 32. No 4. P. 319.

Взаимодействие предельно коротких электромагнитных импульсов в силицине

М.Б. Белоненко¹, Н.Н. Конобеева²

¹Волгоградский институт бизнеса

²Волгоградский государственный университет

mbelonenko@yandex.ru

В ходе настоящей работы рассмотрена задача о распространении и взаимодействии двух предельно коротких оптических импульсов в силицине [1]. Электроны описывались на основании длинноволнового эффективного гамильтониана в случае низких температур. Выявлена зависимость от скорости и амплитуды предельно короткого импульса.

В длинноволновом приближении гамильтониан для силицина можно записать в виде [2, 3]:

$$H = v(\xi k_x \sigma_x + k_y \sigma_y) - 0.5 \xi \Delta_{SO} \tau_z \sigma_z + 0.5 \Delta_z \sigma_z \quad (1)$$

где ξ - \pm знак долины для двух дираковских точек, v - скорость дираковских электронов, $\mathbf{p} = (k_x, k_y)$ - квазиимпульс электронов, Δ_{SO} - величина спин-орбитальной щели для силицина, Δ_z - потенциал на одном узле решетки, причем $\Delta_z = E_z d$, E_z - электрическое поле, d - расстояние между двумя подрешеточными плоскостями, σ_i, τ_i - матрицы Паули.

В матричной форме гамильтониан имеет вид:

$$\hat{H}_{\sigma\xi} = \begin{pmatrix} -0.5 \sigma \xi \Delta_{SO} + 0.5 \Delta_z & v(\xi k_x - i k_y) \\ v(\xi k_x + i k_y) & 0.5 \sigma \xi \Delta_{SO} - 0.5 \Delta_z \end{pmatrix} \quad (2)$$

где σ - спин электрона (спин «вверх» и «вниз»).

Из формулы (2) легко получить собственные числа:

$$\varepsilon_{\sigma\xi} = \pm \sqrt{v^2 k^2 + \frac{1}{4} (\Delta_z - \sigma \xi \Delta_{SO})^2} \quad (3)$$

Плотность тока в случае низких температур, когда вклад дает лишь небольшая область в импульсном пространстве вблизи уровня Ферми может быть записана в виде:

$$\mathbf{j} = e \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} dp_x dp_y v_y \left(p - \frac{e}{c} A(x, t) \right) \quad (4)$$

Область интегрирования по импульсам в (4) определим из условия равенства числа частиц:

$$\int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} dp_x dp_y = \int_{ZB} dp_x dp_y \langle a_{p_x, p_y}^+ a_{p_x, p_y} \rangle \quad (5)$$

интегрирование справа ведется по первой зоне Бриллюэна [4].

При этом волновое уравнение на распространение предельно короткого импульса можно записать как:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \Phi(A) = 0 \quad (6)$$

а $\Phi(A)$ определяется интегрированием в (5).

Начальный профиль каждого импульса выбирался в гауссовой форме, а, именно, в виде предельно короткого импульса состоящего из одного колебания, что соответственно задает следующее условие на A :

$$A_i(x,t) = B_i \exp(-(x - v_i t)^2 / \gamma_i) \quad (7)$$

$$\gamma_i = (1 - v_i^2)^{1/2}, i = 1, 2$$

где B_i - амплитуда, а v_i - начальная скорость i -го предельно короткого импульса на входе в образец.

Амплитуда импульсов и их скорости выбирались одинаковыми. Значения энергетических параметров выражались в единицах Δ .

Получено волновое уравнение для электромагнитного поля, распространяющегося в силицине. Возникающая эволюция электромагнитного поля при его распространении по образцу представлена на рисунке.

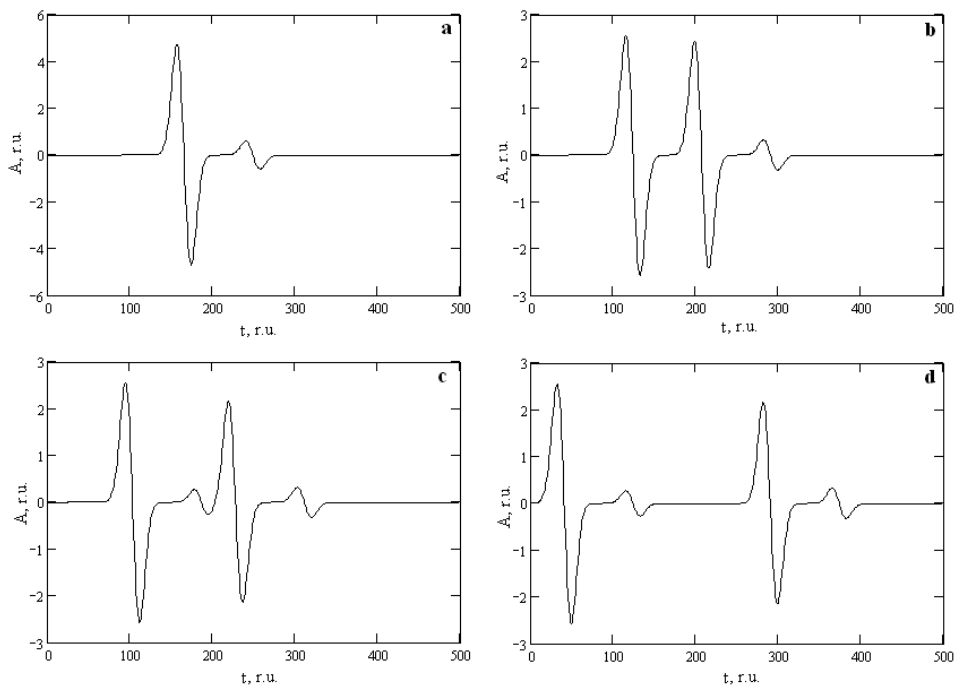


Рис. Зависимость вектор-потенциала от времени (в единицах 10^{-13} s) для разных точек пространства ($v_1 = -v_2 = 0.85c$, $B_1 = 0.5$ r.u., $B_2 = 4.0$ r.u.): а) $x = 3.0 \cdot 10^{-8}$ m; б) $x = 5 \cdot 10^{-6}$ m; в) $x = 7.5 \cdot 10^{-6}$ m, д) $x = 1.5 \cdot 10^{-5}$ m.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 12-02-31654).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Padova et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 261905.
2. M. Ezawa // New J. Phys. 2012. V. 14. P. 033003.
3. M. Ezawa // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 055502.
4. Н.Н. Конобева, М.Б. Белоненко // ПЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 12. С. 87-94.

Оптимизация электрооптического взаимодействия оптической моды шепчущей галереи и микроволновой моды микрополоска

Н.М. Кондратьев¹, М.Л. Городецкий²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова

²Российский Квантовый центр Сколково

noxobar@mail.ru, michael.gorodetskiy@gmail.com

В последнее время большое внимание уделяется устройствам оптической обработки и передачи информации. Такие устройства обещают множество преимуществ перед электронными аналогами. Оптические линии связи позволяют передавать больше информации, имеют меньшие потери и не восприимчивы к помехам и наводкам со стороны других приборов. Размеры и стоимость оптических устройств также меньше. Для успешного развития подобных технологий необходимы высокочувствительные электрооптические модуляторы и приёмники

Оптические микрорезонаторы с модами типа шепчущей галереи (ММШГ), впервые продемонстрированные на кафедре физики колебаний физического факультета МГУ в 1989 году в группе член-корр. РАН В. Б. Брагинского [1], сочетают с большой добротностью (порядка 10^8) малые размеры и высокую концентрацию оптического поля [2]. В 2000 году в ММШГ из нелинейного материала было продемонстрировано взаимодействие микроволнового и светового поля [3, 4]. Если ММШГ выполнен из электрооптического материала, то приложение внешнего поля приведёт к изменению показателя преломления и сдвигу резонансной частоты. Эффективное резонансное взаимодействие между многими оптическими МШГ и микроволновой модой достигалось за счет специальной формы СВЧ резонатора и давало выигрыш за счет двойного резонанса. На основе такого взаимодействия был предложен и реализован новый вид электрооптического модулятора, а также фотонного приемника микроволнового излучения [5, 6, 7, 8, 9]. Схема устройства, разработанная в ранних работах, и в целом повторяющаяся в дальнейшем представлена на рис. 1. Резонатор помещен на металлическую подложку с радиочастотным полосковым элементом связи и призмой оптической связи. На резонатор нанесен металлический электрод в виде полукольца, являющийся полуволновым СВЧ полосковым резонатором с частотой резонанса равной ОСД оптического резонатора.

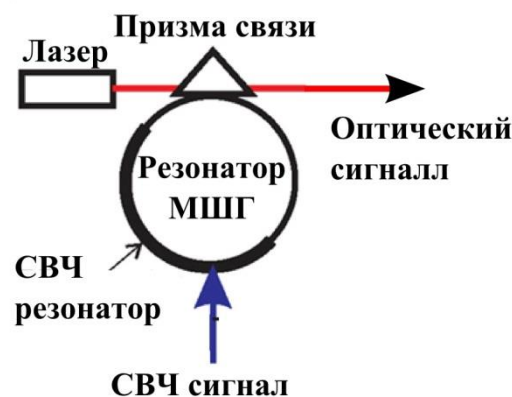


Рис. 1 Схема модулятора на резонаторе из ниобата лития (LiNbO₃).

Схема на рисунке 1 не единственная. Можно предложить множество различных конфигураций СВЧ резонаторов для которых можно ожидать хорошее перекрытие мод и эффективное электрооптическое взаимодействие [10].

Для оценки эффективности взаимодействия проще всего использовать сдвиг частоты моды. Эта величина выражается через интегралы перекрытия оптической и радиочастотной мод:

$$\frac{\delta f_m}{f_m} = \frac{\int (E_p^{WGM})^* \varepsilon_{pi} r_{ijk} E_k^{RF} \varepsilon_{jq} E_q^{WGM} dV}{\int (E_j^{WGM})^* \varepsilon_{jk} E_k^{WGM} dV}, \quad (1)$$

где δf_m - сдвиг частоты оптической моды под номером m , f_m - её исходная частота, E_j^{WGM} - j -компонента её формы (распределения поля), ε_{jk} - тензор диэлектрической проницаемости, r_{ijk} - тензор электрооптического эффекта, E_j^{RF} - j -компонента формы радио моды. Интегрирование ведётся по области с электрооптическим материалом (ММШГ) и по всем индексам в правой части ведётся суммирование. Используя эту величину можно искать оптимальную конфигурацию резонаторов. В [10] мы проводили анализ для металлических радиочастотных резонаторов и статических полей микрополосков. В данной работе производится рассмотрение различных резонансных мод микрополосков различной длины и толщины.

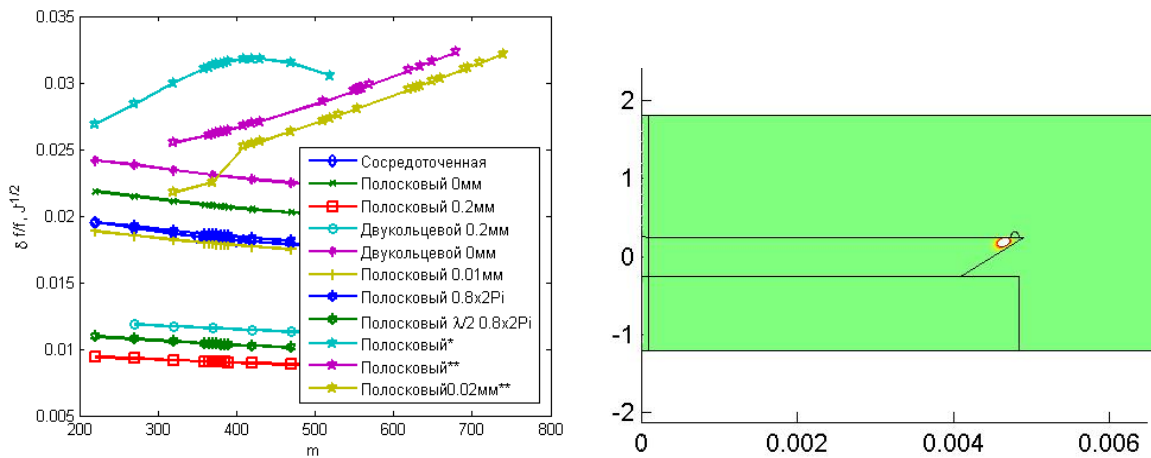


Рис. 2 Сдвиги частот МШГ в зависимости от её азимутального числа (слева) и мода шепчущей галереи в скошенной геометрии (справа)

На рисунке 2 слева показаны сдвиги частоты МШГ в зависимости от её азимутального числа для разных конфигураций радиочастотной части. Число в мм для микрополоска означает его толщину. Микрополоски со знаком * означают расчёт для скошенного ММШГ (рис. 2 справа) и микрополоска на расстоянии моды с $m=420$ от центра, а со знаком ** – для крайнего правого положения. На рисунке 3 показаны зависимости сдвигов частоты от длины и толщины микрополоска для разных азимутальных чисел.

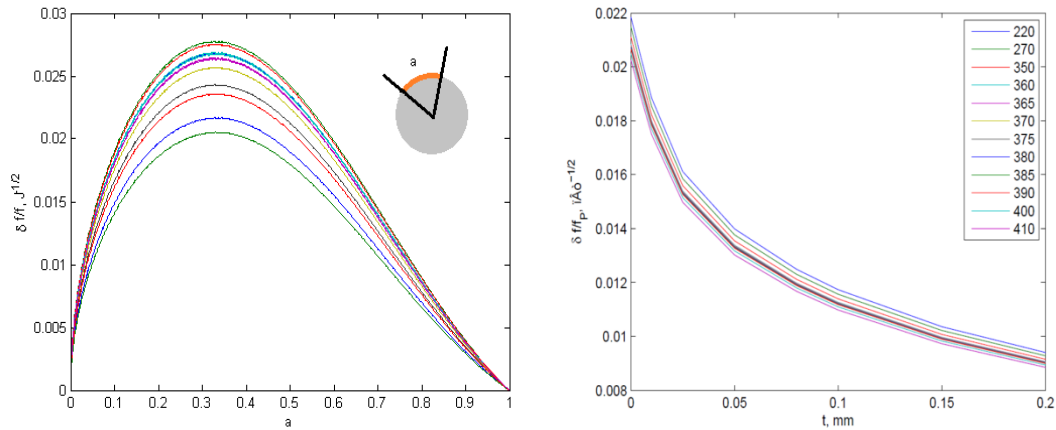


Рис. 3 Сдвиги частот МШГ в зависимости от длины (слева) и толщины (справа) микрополоска.

Таким образом показано, что скошенная геометрия ММШГ позволяет добиться лучшего электрооптического взаимодействия за счёт приближения МШГ к электродумикрополоска. При этом как длину микрополоска необходимо оптимизировать под азимутальное число (число полуволн) радиочастотной моды, а положение – под азимутальное число оптической моды.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky and V. S. Ilchenko // *Phys. Lett. A*.1989. V. 137, pp. 393-397.
2. М. Л. Городецкий, Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью, Москва: Физматлит, 2011.
- 3 V. S. Ilchenko, X. S. Yao and L. Maleki // *Proc. of SPIE. Laser Resonators III* 2000.
- 4 V. S. Ilchenko and L. Maleki // *Proc. of SPIE. Laser Resonators III*: 2001.
- 5 V. S. Ilchenko et. al. // *Proc. of SPIE. Laser Resonators and Beam Control V*. 2002.
- 6 D. A. Cohen, M. Hossein-Zadeh and A. F. J. Levi // *Electronics Letters*. 2001. V. 37. P. 300.
- 7 L. Maleki, A. F. J. Levi, S. Yao and V. S. Ilchenko // USA Patent US 6473218 B1. 2002.
- 8 V. S. Ilchenko et al. // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2002. V. 14. P. 1602.
- 9 V. S. Ilchenko et al. // *Journal of the Optical Society of America B*. 2003. V. 20. P. 333.
- 10 Н.М. Кондратьев, М.Л. Городецкий // *Изв. РАН. Серия физическая*. 2013 том 77. № 12. с. 1740.

Оптические свойства фотонного эха в наноразмерных функциональных пленках для элементной базы оптоэлектроники

Н.С. Вашурин¹, И.И. Попов¹, С.Э. Путилин²

¹ФГБОУ ВПО «Поволжский государственный технологический университет»

²ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

popov@volgatech.net

Сообщается об экспериментальном исследовании оптических свойств фотонного эха формируемого в наноразмерных функциональных пленках для элементной базы оптоэлектроники [1]. Исследуемые пленки изготавливались методом магнетронного вакуумного распыления. Они имели волоконную кристаллическую структуру. Максимальный диаметр волокон лежал в диапазоне от 50 до 200 нм. Высота волокон (толщина пленок) находилась в диапазоне от 100 до 2400 нм. Промежутки между волокнами были заполнены аморфной фазой (Рис.1). Дефекты кристаллической структуры волокон, возникающие на их поверхности на границе раздела кристалл/аморфная фаза, приводили к возникновению экситонных и биэкситонных квантовых переходов внутри запрещенной зоны полупроводникового перехода [2]. Путем возбуждения в таких пленках сигналов фемтосекундного фотонного эха и его исследования оценивалось качество поверхности кристаллических волокон, составляющих исследуемую пленку.

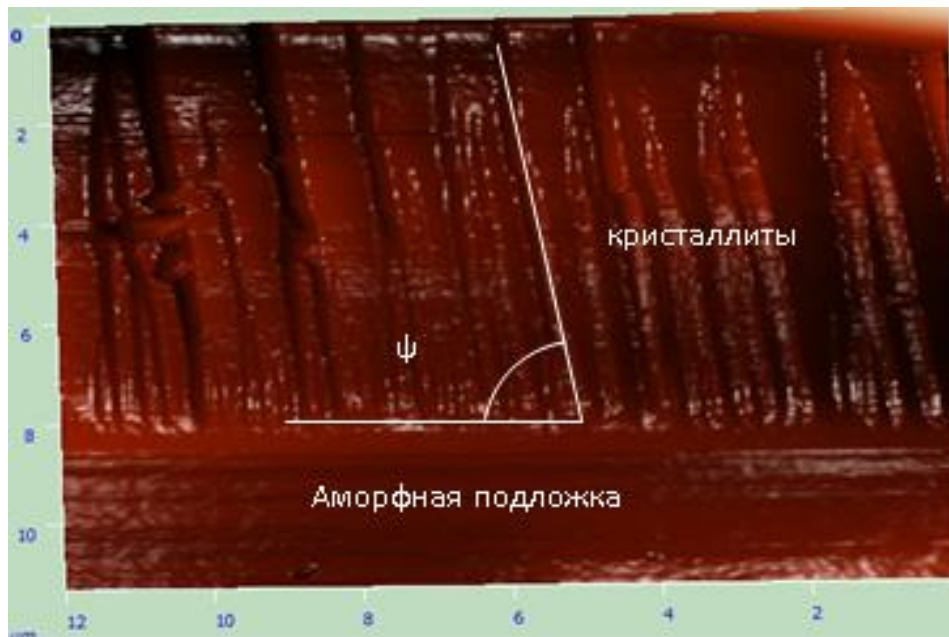


Рис. 1. Изображение скола наноразмерной пленки, полученной методом вакуумно-магнетронного распыления, показывающей расположение кристаллических волокон и аморфную фазу, заполняющую пространство между ними.

Оптические свойства однослойных и многослойных тонких полупроводниковых пленок наноразмерной толщины показаны на образцах, имеющих отличающийся тип проводимости. Приводятся результаты экспериментального исследования влияния диффузии зарядов на полупроводниковом переходе. Этот процесс регистрировался как при наличии однородного электрического поля, так и без него. Оценивается возможность использования полученных результатов при создании элементной базы оптоэлектроники на квантовых точках. Примером таких микроэлектронных и оптоэлектронных приборов могут быть нанодиоды и нанотранзисторы.

Сообщаются условия и особенности выполненных экспериментов по наблюдению фемтосекундного фотонного эха в исследуемых тонких полупроводниковых пленках.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Мороз и др. // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2012. № 2. С. 64-72.
2. И. И. Попов и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2014. том 78. № 3. с. 309–312

Нелинейная динамика векторных предельно коротких импульсов в анизотропном кристалле

С.В. Сазонов¹, Н.В. Устинов²

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

²Калининградский филиал Московского государственного университета путей сообщения «МИИТ»
sazonov.sergey@gmail.com

За последнее десятилетие нелинейная оптика предельно коротких импульсов (ПКИ) окончательно выделилась в отдельную ветвь физической науки [1]. Под ПКИ понимают электромагнитные сигналы, содержащие порядка одного периода колебаний поля. Абсолютная длительность ПКИ лежит в широком интервале времен от пико- до фемтосекунд, захватывая к настоящему времени уже аттосекундный диапазон.

Приближение медленно меняющихся огибающих, хорошо зарекомендовавшее себя в оптике квазимонохроматических импульсов, неприменимо при теоретическом описании взаимодействия ПКИ с веществом. Здесь приходится решать уравнения не для огибающих электрического поля импульсов и поляризационных откликов среды, а непосредственно для самих этих величин. Из-за своей короткой длительности ПКИ являются широкополосными сигналами, т.е. их спектральная ширина сравнима по величине с центральной частотой спектра. Поэтому, взаимодействуя с атомами и молекулами среды, они способны возбуждать в ней сразу большое множество степеней свободы. По этой причине материальные уравнения в своем исходном квантово-механическом виде оказываются весьма сложными, и их приходится упрощать, руководствуясь различными дополнительными предположениями и физической интуицией.

Уже на протяжении многих лет нелинейная оптика импульсов различных длительностей является источником уравнений и систем, представляющих интерес с точки зрения исследования их математической структуры. Очень важным здесь является вопрос интегрируемости в рамках метода обратной задачи рассеяния (МОЗР) [2, 3] и, как следствие, порождения солитонных решений. Это касается как квазимонохроматических импульсов, так и ПКИ. Соответствующие исследования в отношении последних приобретают сегодня особую актуальность. В числе прочего это связано с явно наметившейся тенденцией создания в лабораторных условиях импульсов все более коротких длительностей. Проявление солитонных свойств у импульсов способствует использованию их в системах волоконно-оптической связи. Сокращение же длительности импульсов увеличивает пропускную способность таких информационных систем.

Распространение ПКИ в оптически изотропном диэлектрике описывается нелинейным волновым уравнением [4–6]

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z \partial \tau} + aE + b \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (E^3) = 0, \quad (1)$$

где E — электрическое поле импульса, a и b — положительные постоянные, определяемые свойствами среды. Это уравнение является частным случаем уравнения, полученного в [7], когда не учитывается инерционность электронного поляризационного отклика среды.

Уравнение (1) интегрируемо с помощью МОЗР [8–10] и связано посредством замены переменных с уравнением синус–Гордона, одним из наиболее известных в нелинейной оптике интегрируемых уравнений [3]. Это означает, что оно допускает

представление в виде условия совместности переопределенной системы линейных уравнений (пары Лакса) и имеет многосолитонные решения в виде так называемых пиконов (многопетлевых солитонов).

Настоящий доклад посвящен нахождению интегрируемого обобщения нелинейного волнового уравнения (1), которое описывает распространение ПКИ в оптически двуосном кристалле, в условиях эффекта конической рефракции. Такое обобщение включает в себя два аспекта. Во-первых, электрическое поле импульса в анизотропном кристалле, в отличие от изотропной среды, имеет векторный характер. Во-вторых, в изотропной среде низшая степень нелинейности является кубической, в то время как в анизотропном кристалле такая нелинейность квадратичная.

Обозначим диэлектрические оси двуосного кристалла как X , Y и Z . Соответствующие главные показатели преломления равны n_x , n_y и n_z . Без потери общности будем считать, что $n_x < n_y < n_z$. Тогда оптические оси первого и второго рода лежат в плоскости (X, Z) [11]. Пусть волновые нормали компонент импульса параллельны оси z , являющейся одной из двух оптических осей второго рода и образующей с осью Z угол $\varphi = \arctg \sqrt{(n_y^2/n_x^2 - 1)/(1 - n_y^2/n_z^2)}$. В таком случае фазовая скорость компоненты волны, поляризованной вдоль диэлектрической оси Y , равна фазовой скорости волны, поляризованной вдоль оси x , образующей прямой угол с осью z . Обозначим электрические поля этих компонент и продольной составляющей соответственно как E_y , E_x и E_z . Тогда для поперечных компонент справедливы волновые уравнения

$$\frac{\partial^2 E_{y,x}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{y,x}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (P_{y,x}^{(e)} + P_{y,x}^{(i)}), \quad (2)$$

где c — скорость света в вакууме, а продольную составляющую найдем, приравняв к нулю продольную компоненту вектора электрической индукции [11]:

$$E_z = -4\pi (P_z^{(e)} + P_z^{(i)}). \quad (3)$$

Здесь $P_y^{(e)}$, $P_x^{(e)}$ и $P_z^{(e)}$ — соответствующие декартовы компоненты электронного поляризационного отклика, а $P_y^{(i)}$, $P_x^{(i)}$ и $P_z^{(i)}$ — ионные поляризационные компоненты.

Так как спектр ПКИ не захватывает частоты электронных переходов, то пренебрежем инерционностью электронного отклика. Кроме того, обычно продольная компонента E_z много меньше поперечных компонент. Поэтому учтем ее только в линейном приближении. Приняв также во внимание симметрию при отражении в плоскости (X, Z) , получим следующие выражения для компонент электронного поляризационного отклика:

$$\begin{aligned} P_x^{(e)} &= \chi_{xx} E_x + \chi_{xz} E_z + \chi_{xxx}^{(2)} E_x^2 + \chi_{xyy}^{(2)} E_y^2, \\ P_y^{(e)} &= \chi_{yy} E_y + 2\chi_{xyy}^{(2)} E_x E_y, \\ P_z^{(e)} &= \chi_{zz} E_z + \chi_{xz} E_x, \end{aligned} \quad (4)$$

где χ_{yy} , χ_{xx} , χ_{zz} , χ_{xz} и $\chi_{xxx}^{(2)}$, $\chi_{xyy}^{(2)}$ — компоненты тензора линейной и нелинейной безынерционных восприимчивостей соответственно.

Из-за массивности ионов пренебрежем нелинейностью их поляризационного отклика на электрическое поле импульса. По этой же причине кристаллическая анизотропия практически не влияет на колебания ионов относительно положения равновесия в узлах решетки. Так как частота их колебаний много меньше центральной частоты спектра ПКИ, то запишем

$$\frac{\partial^2 P_{x,y}^{(i)}}{\partial t^2} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_{x,y}, \quad (5)$$

где ω_p — ионная плазменная частота. В этих же условиях будем иметь $P_z^{(i)} \ll P_z^{(e)}$.

При распространении импульса вдоль оптической оси z второго рода скорости v_y и v_x , определяемые выражениями

$$v_y = \frac{c}{n_y}, \quad v_x = c \left(1 + 4\pi \frac{\chi_{xx} + 4\pi(\chi_{xx}\chi_{zz} - \chi_{xz}^2)}{1 + 4\pi\chi_{zz}} \right)^{-1/2},$$

где $n_y = \sqrt{1 + 4\pi\chi_{yy}}$, совпадают. Подставим выражения (3), (4) и (5) в уравнения (2). Учитывая наложенные на спектр ПКИ условия, после использования приближения однонаправленного распространения [3] получим систему нелинейных волновых уравнений

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z \partial \tau} + \sigma E_y + 2\alpha \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (E_x E_y) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z \partial \tau} + \sigma E_x + \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (\alpha E_y^2 + \beta E_x^2) = 0, \quad (7)$$

где $\tau = t - n_y z / c$ — «локальное» время, $\sigma = \omega_p^2 / 2cn_y$, $\alpha = 2\pi\chi_{xyy}^{(2)} / cn_y$, $\beta = 2\pi\chi_{xxx}^{(2)} / cn_y$. Эта система описывает нелинейную динамику двухкомпонентных ПКИ в анизотропной среде.

Из уравнений (6), (7) видно, что, если на входе в кристалл компонента E_y отсутствует, то она не будет порождена и в дальнейшем. Тогда, положив $E_y = 0$, будем иметь скалярный случай:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z \partial \tau} + \sigma E_x + \beta \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (E_x^2) = 0. \quad (8)$$

Отличие этого уравнения от уравнения (1) состоит в степени нелинейности третьего слагаемого в левой части. Анизотропной среде соответствует не кубическая нелинейность, а квадратичная нелинейность из-за отсутствия симметрии по знаку поля.

Волновые уравнения вида (8) возникают также в векторном случае. При выполнении условия $\chi_{xxx}^{(2)} = \chi_{xyy}^{(2)}$ (или $\beta = \alpha$) можно ввести новые переменные $E_{\pm} = E_x \pm E_y$. Тогда система (6), (7) распадется на два волновых уравнения вида (8).

В работе [12] было показано, что уравнение, отличающееся от (8) только обозначениями, описывает распространение поверхностных волн малой амплитуды на глубокой воде и связано с помощью замены переменных с уравнением Цицейки [13]. Последнее уравнение является интегрируемым с помощью МОЗР [14–16]. Это означает, что уравнение (8) тоже интегрируемо.

Хотя этот вопрос оставался до сих пор открытым, уравнение (8) должно иметь представление в виде условия совместности переопределенной линейной системы (пары Лакса) матричной размерности 3×3 . Действительно, определим матрицы $\hat{L}(\lambda)$ и $\hat{A}(\lambda)$ следующим образом:

$$\hat{L}(\lambda) = \begin{pmatrix} -2\beta \frac{\partial E_x}{\partial \tau} & \frac{\sigma \lambda}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma \lambda}{3} \\ \lambda & 0 & 2\beta \frac{\partial E_x}{\partial \tau} \end{pmatrix} - 2\beta E_x \hat{A}(\lambda), \quad \hat{A}(\lambda) = -\frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 2\beta \frac{\partial^2 E_x}{\partial \tau^2} + \frac{\sigma}{3} \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix},$$

где λ — спектральный параметр. Тогда условие совместности пары Лакса

$$\frac{\partial \hat{L}(\lambda)}{\partial \tau} - \frac{\partial \hat{A}(\lambda)}{\partial z} + [\hat{L}(\lambda), \hat{A}(\lambda)] = 0$$

сводится к уравнению (8). Такое представление рассматриваемого уравнения позволило построить его многосолитонные решения (многопетлевые солитоны или пиконы) с помощью алгебраических методов теории солитонов

Таким образом, в ходе проведенного исследования выведена система нелинейных волновых уравнений, описывающих распространение векторных ПКИ в анизотропной среде. Частный случай полученной системы является интегрируемым в рамках МОЗР. Найдена пара Лакса, соответствующая этому частному случаю, что позволило построить для него многопетлевые солитонные решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Krausz and M. Ivanov // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. P. 163.
2. В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский “Теория солитонов: Метод обратной задачи” М.: Наука, 1980.
3. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис “Солитоны и нелинейные волновые уравнения” М.: Мир, 1988.
4. Д.В. Каргашов, А.В. Ким, С.А. Скобелев // *Письма в ЖЭТФ.* 2003. Т. 78. С. 722.
5. T. Schäfer and C.E. Wayne // *Physica D.* 2004. V. 196. P. 90.
6. Y. Chung, C.K.R.T. Jones, T. Schäfer, C.E. Wayne // *Nonlinearity.* 2005. V. 18. P. 1351.
7. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // *ЖЭТФ.* 1997. Т. 111. С. 404.
8. M.L. Rabelo // *Stud. Appl. Math.* 1989. V. 81. P. 221.
9. R. Beals, M. Rabelo, K. Tenenblat // *Stud. Appl. Math.* 1989. V. 81. P. 125.
10. A. Sakovich and S. Sakovich // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2005. V. 74. P. 239; *J. Phys. A.: Math. Gen.* 2006. V. 39. L. 361.
11. Д.В. Сивухин “Общий курс физики” Т. 4. Оптика, М.: Наука, 1980.
12. R.A. Kraenkel, H. Leblond, M.A. Manna // *J. Phys. A: Math. Theor.* 2014. V. 47. P. 025208 (17pp).
13. G. Tzitzéca // *C. R. Acad. Sci. Paris.* 1907. V. 144. P. 1257.
14. R.K. Dodd and R.K. Bullough // *Proc. Roy. Soc. London A.* 1976. V. 351. P. 499.
15. А.В. Жибер, А.Б. Шабат // *ДАН СССР.* 1979. Т. 247. С. 1103.
16. А.В. Михайлов // *Письма в ЖЭТФ.* 1979. Т. 30. С. 443.

Синхронизация мод в двухсекционных и односекционных лазерах за счет когерентного взаимодействия света в усилителе и поглотителе

Р.М. Архипов^{1,2}, М.В. Архипов²

¹Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics, Leibniz Institute in Forschungsverbund Berlin e.V., Berlin, Germany

²Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, Россия
arkhipov@wias-berlin.de

Лазеры с синхронизацией мод (СМ) активно используются в наши дни для генерации коротких световых импульсов с частотой повторения от несколько десятков МГц до сотен ГГц [1-5]. В лазерах с СМ время фазовой памяти внутрирезонаторных сред T_2 (время релаксации поляризации) как правило меньше длительности импульса лазерного излучения, поэтому, при теоретическом рассмотрении поляризация среды адиабатически исключается [6-7]. Такое приближение упрощает теоретические модели и облегчает проведение расчетов. В так называемой неадиабатической теории лазеров, где учитывают конечное время релаксации поляризации сред, то есть учитывают когерентный характер взаимодействия света с веществом усилителя и поглотителя, имеются определенные трудности. Согласно [7], этот раздел теории лазеров не очень убедительно подтвержден экспериментом и математические тонкости здесь, пока явно преуваляют над физическими результатами. С практической точки зрения, режимы синхронизации мод, которые возникают вследствие когерентного характера взаимодействия поля с веществом, интересны тем, что создают импульсы, длительность которых короче длительности релаксации поляризации среды. Спектр излучения оказывается шире спектра усиления лазерной среды.

Эффекты когерентного взаимодействия поля с различными средами активно изучаются со времени появления первых лазеров [8-13] вплоть до наших дней [14-21]. Так, возможность возникновения так называемых « π импульсов» в лазерной генерации была впервые предсказана в работе [8]. В этой работе экспериментально исследовались режимы синхронизации мод в односекционном He-Ne лазере. Авторы работы предположили, что возникающие при самосинхронизации мод импульсы являются « π импульсами». Режимы синхронизации мод в односекционных газовых лазерах были исследованы теоретически и экспериментально, например, в работе [9].

Другим проявлением когерентного взаимодействия света с веществом, является эффект самоиндуцированной прозрачности (self-induced transparency) (СИП) [10-13]. Этот эффект заключается в том, что импульс света в поглощающей среде может распространяться без потерь (т. н. « 2π импульс») за счет того, что энергия, первоначально взятая из поля на переднем фронте импульса, возвращается обратно в импульс.

В работе [17] была рассмотрена интересная идея реализации когерентной синхронизации мод (КСМ) в двухсекционном лазере с однонаправленной генерацией, использующая как эффект СИП в поглотителе, сопровождающийся появлением « 2π импульс», так и эффект формирования « π импульса» излучения в усиливающей среде. Теоретически было показано, если резонатор лазера заполнен однородной смесью частиц двух сред : поглощающей и усиливающей, то, когда реализуется когерентное взаимодействие света с веществом, лазерный импульс является « π импульсом» в усиливающей компоненте среды и « 2π импульсом» СИП в поглощающей компоненте. Дальнейшее развитие теории КСМ было проведено в работах [18, 19], в которых была предложена структура квантово-каскадного лазера для экспериментального

наблюдения КСМ. Однако, упоминавшиеся теоретические исследования, проведенные в этих работах, базировались на предположении, что смесь из частиц усиливающей и поглощающей среды равномерно распределена в оптическом резонаторе. Это не так для реальных двухсекционных лазерных систем с ПСМ. В двухсекционных лазерах на квантовых ямах и точках, активно исследуемых в настоящее время, усиливающая среда и поглощающая среда разнесены в пространстве [1-3].

В настоящей работе мы проводим более детальный анализ возможности появления режима КСМ в двухсекционных и односекционных лазерах, учитывая когерентный характер взаимодействия света с веществом в оптическом резонаторе. При этом мы рассматриваем случаи, когда обе среды имеют конечную длину в пространстве и размещены в кольцевом или линейном резонаторе.

Для исследования КСМ были выполнены численные эксперименты с использованием системы уравнений Максвелла-Блоха, описывающих распространение света в двухуровневой протяженной усиливающей и поглощающей средах [11-14, 20, 21]:

$$\frac{\partial A^{\pm}(z,t)}{\partial t} \pm c \cdot \frac{\partial A^{\pm}(z,t)}{\partial z} = 4 \cdot \pi \cdot \omega \cdot d_{12} \cdot N_0 \cdot P^{\pm}(z,t). \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} P^{\pm}(z,t) = -\frac{P^{\pm}(z,t)}{T_2} + \frac{d_{12}}{2\hbar} \cdot \Delta\rho(z,t) \cdot A^{\pm}(z,t). \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta\rho(z,t) = -\frac{(\Delta\rho(z,t) - \Delta\rho_0(z))}{T_1} - \frac{2d_{12}}{\hbar} \cdot (A^{+}(z,t) \cdot P^{+}(z,t) + A^{-}(z,t) \cdot P^{-}(z,t)). \quad (3)$$

Уравнения (1)-(3) описывают поведение медленных огибающих электрического поля, поляризации $P^{\pm}(z,t)$ и разности заселенностей $\Delta\rho(z,t)$ между нижним и верхним энергетическим уровнями вещества. Уравнения записаны в виде, который учитывает распространение двух встречных волн $A^{+}(z,t)$ и $A^{-}(z,t)$ в резонаторе. В зависимости от координаты z в уравнения входят параметры усилителя или поглотителя – дипольный момент перехода d_{12} , концентрация двухуровневых частиц N_0 , время релаксации заселенностей T_1 и время релаксации поляризации T_2 , равновесная разность заселенностей $\Delta\rho_0$, а также несущая частота поля ω . При однонаправленном режиме генерации из уравнений надо убрать одну из волн. Двухнаправленный режим генерации в кольцевом или линейном резонаторе реализуется путем соответствующего изменения граничных условий.

Система уравнений (1) - (3) позволяет промоделировать лазер с протяженными средами и учесть нелинейные когерентные эффекты при взаимодействии света с веществом усилителя и поглотителя.

Данная система уравнений использовалась для изучения эффекта сверхизлучения в полупроводниковом лазере в работе [14]. Мы применяли ее ранее для численного моделирования экспериментов по “конденсации” спектра в работе [21] и генерации без инверсии в двухуровневой протяженной среде в работе [20].

Численные расчеты, проведенные на основе системы уравнений (1)-(3) показывают, что в односекционном и двухсекционном лазере возникают импульсы КСМ. При этом, длительность импульсов генерации может быть значительно меньше, чем время фазовой релаксации поляризации. Как показывают наши расчеты, площадь импульса в поглощающей среде, не обязательно должна равняться 2π , а в усиливающей π .

Расчеты также показывают, что режим КСМ может сохраняться также при отсутствии поглощающей среды в резонаторе. В этом случае площадь импульса также

близка к π . Этот режим зависит от соотношения между длиной среды и длиной резонатора и является устойчивым по отношению к внешним возмущениям.

Также при КСМ в односекционном лазере возможна генерация 0π -подобных импульсов. При этом в резонаторе наблюдается два π -подобных импульса, с огибающими различающимися по знаку.

С увеличением мощности генерации и при уменьшении времени релаксации поляризации численные эксперименты показывают, что в этом случае возможно возникновение двух, трех, четырех π -подобных импульсов в резонаторе, что приводит к соответствующему увеличению частоты следования импульсов в два, три, четыре раза.

Нами было также проведено исследование зависимости параметров импульсов лазерного излучения (пиковая мощность, длительность и энергия) в режиме КСМ от параметров лазерных сред. Оказалось, что режим КСМ может происходить в более широком диапазоне лазерных параметров, нежели это следует из работы [17]. Так, численные эксперименты для двухсекционного лазера показывают, что, например, длительность импульсов КСМ зависит от соотношения между дипольными моментами перехода усиливающей и поглощающей среды и может изменяться на порядок с увеличением дипольного момента поглощающей среды. Также при росте дипольного момента поглотителя относительно усилителя длительность сокращается.

Данная работа выполнена при поддержке европейского проекта EU FP ITN PROPNET (Grant No. 264687). Автор благодарят с. н.с. физического факультета СПбГУ к.ф.-м. н. И.А. Чехонина за полезные обсуждения результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bimberg, M. Grudmann, N. N. Ledentsov. Quantum dot heterostructures Wiley, 1999.
2. E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, E.A. Avrutin, "Ultrafast lasers based on quantum dot structures", WILEY-VCH, 2011.
3. E.U. Rafailov et al. // Nat. Phot. 1. 2007. P. 395.
4. П.Г. Крюков // Квант. Электроника, 2001, Т.31. С.95.
5. П.Г. Крюков // УФН. 2013, Т.183. С.897.
6. H.A. Haus // IEEE Journ of Selected Topics in Quantum Electronics. 2000. V.6. P.1173.
7. Я.И. Ханин "Основы динамики лазеров" М.: Наука. Физматлит. 1999.
8. A.G. Fox et al. // Phys. Rev. Lett. V.18. 1967. P. 826.
9. M. Fe H.Tarroja et al. // JOSA B. 1989. V. 6(8). P. 1564.
10. S. L. McCall et al. // Phys. Rev. 1969. V.183, P. 457.
11. П.Г. Крюков, В.С. Летохов // УФН. 1969. Т.99. С.169.
12. И.А. Полуэтков et al. // УФН. 1974. Т.114. С.97.
13. Л. Аллен, Дж. Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978.
14. П.П. Васильев // Квант. Эл. 1999. Т.29. №1. С.4.
15. H. Choi et al. // Nat. Phot. 2010. V.4. P.706.
16. O. Karni et al. // Opt. Express. 2013. V. 21, P. 26786.
17. V. V. Kozlov // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 1607.
18. S.Menyuk et al. // Phys. Rev. Lett., 2009. V. 102. P. 23903.
19. M. A. Talukder et al. // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. P. 063841.
20. М.В. Архипов et al. // Опт. и Спектр. 2013. Т. 114. №6. С. 912.
21. Р.М. Архипов et al. // "Приборостроение". 2012. №. 7. С.42.

Динамическое формирование световых полей для задач лазерной манипуляции

С.П. Котова

Самарский филиал ФИАН

kotova@fian.smr.ru

Методы лазерной манипуляции микроскопическими и наноразмерными объектами представляют большой интерес для биологии, медицины, микромеханических технологий и продолжают интенсивно развиваться. Функциональные возможности оптических пинцетов во многом определяются пространственной структурой оптических ловушек и их динамической перестройкой.

В лекции представлен обзор различных типов ловушек, включая одиночные и массивы, со сложной пространственной конфигурацией, с наличием углового момента, с неоднородной поляризацией, для манипуляции в плоскости и объеме. Проанализированы различные области применений и сформулированы требования к параметрам световых полей, рассмотрены их особенности, способы создания и изменения параметров во времени.

Для динамического управления параметрами ловушек наиболее часто используются пространственные модуляторы на основе жидких кристаллов, осуществляющие фазовую модуляцию светового поля. Они широко применяются для создания и перестройки массивов ловушек разнообразной формы, для формирования световых ловушек сложных конфигураций, в том числе, с вихревой компонентой [1, 2]. Так называемые, вихревые оптические ловушки позволяют в реальном времени вращать микроскопические объекты, перемещать их по заданным траекториям, деформировать. В лекции подробно рассмотрен вопрос формирования вихревых ловушек в виде заданной кривой на основе оптики спиральных пучков света [3]. Представлены экспериментальные результаты по генерации таких ловушек с помощью многоэлементного фазового пространственного модулятора HOLOEYE NEO-1080P, рабочая частота которого составляет 60 Гц.

В качестве недорогой, технологически простой и компактной альтернативы многоэлементным жидкокристаллическим пространственным модуляторам света для решения ряда практических задач может быть использован разработанный в СФ ФИАН 4-х канальный жидкокристаллический фокусатор [4]. С его помощью были реализованы точечные и кольцеобразные оптические ловушки с контролируемым положением в плоскости манипуляции, а также ловушки в виде отрезка с заданной ориентацией. Характерное время переключения составляет доли секунды.

Проанализированы требования к быстродействию жидкокристаллических модуляторов для управления параметрами ловушек и возможности его увеличения.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Dholakia and T. Čižmár// Nature Photonics, 2011, V. 5, No 6. P. 335.
2. M. Padgett and R. Bowman // Nature Potonics, 2011, V. 5, No 6. P. 343.
3. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников «Современная оптика гауссовых пучков», ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2010.
4. S.P. Kotova , V.V. Patlan, and S.A. Samagin// Quantum Electronic, 2011, V. 41, No 1. P. 58.

Использование 4-х канального ЖК фокусатора для формирования контурных оптических ловушек

А.В. Коробцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский, А.М. Майорова, С.А. Самагин
Самарский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
kotova@fian.smr.ru

Представлены результаты экспериментов по использованию жидкокристаллического перестраиваемого фокусатора для формирования и динамического управления, так называемыми, контурными световыми ловушками, а также для манипулирования микрообъектами различной природы сформированными ловушками.

Интерес к оптическим ловушкам в виде световых контуров с выраженным минимумом интенсивности в центре связан с возможностью захвата непрозрачных объектов, либо объектов с показателем преломления меньше, чем у окружающей среды, а также задачей минимизации воздействия излучения на захватываемые прозрачные объекты. Эти особенности интересны для биомедицинских исследований, в задачах микрокромеханики и микроинженерии. С точки зрения применения рассматриваемых ловушек в указанных областях представляется актуальным создание компактных и недорогих систем оптической манипуляции, в которых динамическое управление пространственной структурой ловушек осуществляется технологически простыми способами. Такую возможность предоставляет предложенный и разработанный в Самарском филиале ФИАН 4-х канальный перестраиваемый ЖК фокусатор света [1, 2]. У данного ЖК модулятора меньше управляющих контактов (всего 4) по сравнению с коммерческими пространственно-временными ЖК модуляторами, что снижает его возможности по формированию световых полей. Однако он обладает достаточными функциональными возможностями, хорошей энергетической эффективностью и более широким рабочим спектральным диапазоном, имеет существенно более простую конструкцию, систему управления и, соответственно, становится значительно дешевле.

Используемый жидкокристаллический фокусатор представляет собой устройство, реализованное на основе скрещенных подложек цилиндрических модальных ЖК линз, объединённых в одну конструкцию (см. рисунок 1).

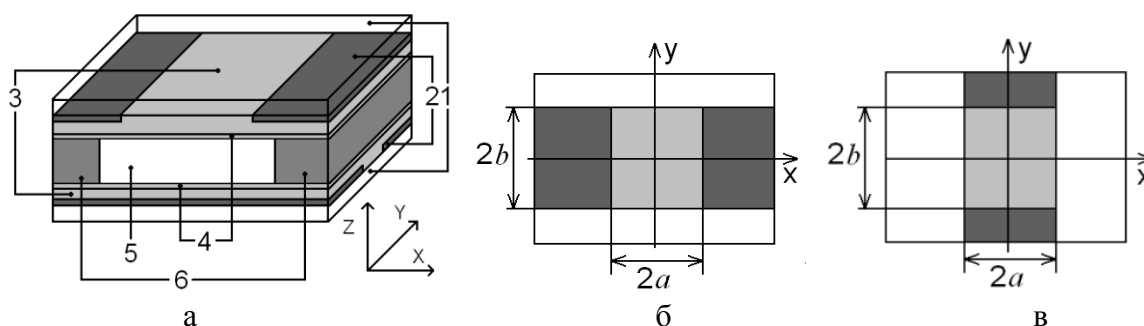


Рис. 1. Схема ЖК фокусатора (а): 1 – стеклянные подложки, 2 - контактные электроды, 3 - высокоомный проводящий слой, 4 - ориентирующее покрытие, 5 - слой ЖК, 6 - прокладки. Геометрия контактов для верхней (б) и нижней (в) подложек.

Слой нематического ЖК заключён между двумя стеклянными подложками, на которые нанесены прозрачные высокоомные покрытия (поверхностное сопротивление

может быть от 100 кОм/□ и до единиц МОм/□) и низкоомные непрозрачные полосковые контакты. Подложки располагаются таким образом, чтобы их контактные электроды были перпендикулярны друг другу. Полученное устройство имеет прямоугольную апертуру. Толщина слоя ЖК задаётся прокладками, а первоначальная планарная ориентация - нанесёнными на подложки ориентирующими покрытиями. Подробно принцип действия устройства, его математическая модель и основные режимы работы описаны в [1-3]. В частности, было показано, что в режиме работы с малым модальным параметром влияние частоты на распределение напряжения становится пренебрежимо малым, и управление распределением напряжения осуществляется посредством амплитуды и фазы потенциалов. При этом эквипотенциальные линии распределения напряжения могут быть только эллиптического и параболического типа. Распределения напряжения с линиями в виде эллипсов, окружностей и параллельных прямых формируют фазовые профили в виде эллиптического, кругового конусов и поверхности цилиндрической линзы. Изменяя амплитуду и/или фазу приложенных к контактам потенциалов, можно управлять положением центров основания кругового и эллиптического конусов, а также ориентацией осей эллиптического конуса и его эксцентриситетом. Такие фазовые задержки позволяют реализовать точечные оптические ловушки с контролируемым положением в плоскости манипуляции [4], ловушки в виде отрезка с заданной ориентацией [4], а также ловушки в форме кольца.

В экспериментах по формированию световых полей использовались образцы перестраиваемого ЖК фокусатора с квадратными апертурами со сторонами 1, 2 и 5 мм. Спектральный диапазон, в котором может происходить модуляция света, определяется типом используемого ЖК и, в нашем случае, включает в себя видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. Эксперименты проводились на различных длинах волн He-Ne (633 нм), твердотельного (532 нм) и полупроводниковых лазеров (650 и 870 нм). На рисунках 2 и 3 показаны картины световых полей в виде кольца, полученные при использовании в качестве источника излучения полупроводниковых лазеров. Диапазон амплитуд управляющих напряжений составляет от 0 до 12,5 В, частота 500 Гц. Продемонстрирована возможность управления положением светового кольца в пределах апертуры и его размерами посредством изменения соответствующим образом потенциалов на контактах ЖК фокусатора (см. рис. 2), а также возможность управления формой ловушки за счет изменения параметров управляющего напряжения. Так, на рисунке 3 демонстрируется преобразование кольцевой ловушки в эллиптическую, а затем в с-образную ловушку. Такое управление формой ловушки может быть полезным для захвата поглощающих микробиологических объектов.

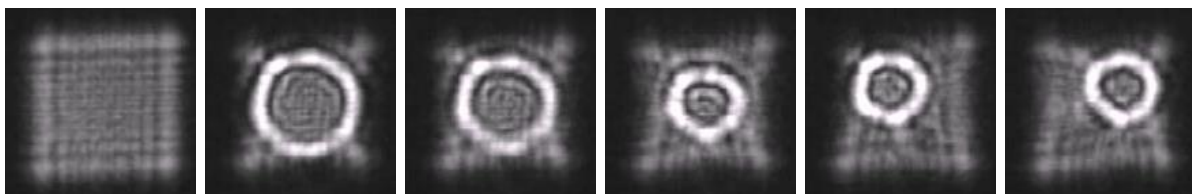


Рис. 2. Управляемая оптическая ловушка в форме кольца. Длина волны 870 нм.

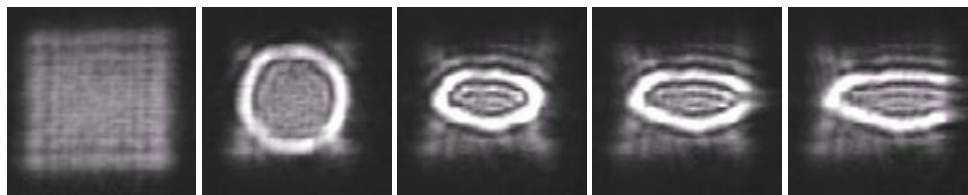


Рис. 3. Перестраиваемая ловушка. Длина волны 650 нм. При изменении параметров управляющих сигналов кольцевая ловушка трансформируется в эллиптическую, а затем в с-образную ловушку.

Для проведения экспериментов по манипуляции ЖК фокусатор встраивался в схему оптического пинцета. Для формирования ловушек использовался твердотельный лазер с диодной накачкой с длиной волны излучения 0,53 мкм. Лазерный пучок направлялся через согласующий коллиматор на ЖК-фокусатор, который формировал в заданной плоскости требуемое распределение светового поля. Далее пучок заводился в 100x объектив модернизированного биологического микроскопа XSP-104, в результате в плоскости манипуляции воспроизводилось уменьшенное распределение интенсивности. Под кюветой с микрообъектами был расположен осветитель, необходимый для визуализации эксперимента. Запись и отображение эксперимента происходило на ПЗС-камеру (DCM-130), подключенную к компьютеру. Управление фокусатором осуществлялось через графический интерфейс пользователя, позволяющего задавать амплитуду и фазу управляющего напряжения на каждом из контактов. Эксперименты по манипуляции взвешенными в воде сферами латекса с характерными диаметрами 1,2 и 3,2 мкм посредством точечной оптической ловушки и ловушки в виде светового отрезка, сформированными ЖК фокусатором, были описаны нами ранее [4]. С помощью световых ловушек в форме колец, сформированных 4-х канальным перестраиваемым ЖК фокусатором, были проведены эксперименты по захвату и удержанию поглощающих микрообъектов, в качестве которых использовались взвешенные в воде частицы оксида алюминия Al_2O_3 субмикронных размеров, а также их конгломераты. Удержание микрочастиц осуществлялось при перемещении подложки, при этом захваченная частица оставалась внутри светового кольца (см. рисунок 4).



Рис.4 Захват кольцевой ловушкой частицы Al_2O_3 : а – частица рядом с ловушкой, б – частица удерживается ловушкой.

Проведены эксперименты по одновременному захвату непрозрачной частицы в центре кольца (минимумом интенсивности) и прозрачной частицы световым контуром (максимумом интенсивности).

Таким образом, продемонстрированы возможности использования 4-х канального ЖК модулятора для оптического захвата и динамического манипулирования непрозрачными частицами, что актуально в биомедицинских задачах и задачах микромеханики, а также для формирования универсальных ловушек для одновременного захвата прозрачных и непрозрачных частиц.

Отметим особенности предлагаемого устройства для формирования оптических

ловушек. Модулятор работает в режиме пропускания (хотя при необходимости может быть реализован и режим отражения), что позволяет конструктивно упростить схему встраивания его в манипулятор. Эксперименты проводились при плотностях мощности излучения, падающей на фокусатор, до 30 Вт/см^2 . Это значительно превышает предельную допустимую мощность для многоэлементных ЖК ПВМС, например, для HOLO EYE 1080 (паспортное значение 2 Вт/см^2). Диапазон световых волн, на которых может происходить модуляция света, определяется типом используемого ЖК и, в нашем случае, включает в себя видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра.

Важной особенностью ЖК фокусатора является то, что распределение напряжения в области апертуры формируется посредством сплошного электрода, в отличие от многоэлементных ЖК ПВМС, где используется дискретный набор управляющих электродов. В результате изменение потенциалов на контактных электродах приводит к плавному изменению распределения напряжения на апертуре фокусатора, благодаря чему, как отмечалось выше, шаг перемещения и угол поворота распределений теоретически могут быть бесконечно малыми. На практике эти значения ограничиваются дискретностью управляющих напряжений, подаваемых с блока управления, и могут быть улучшены за счет уменьшения степени дискретности. С другой стороны, благодаря использованию сплошного электрода ЖК фокусатором формируется гладкий непрерывный профиль фазовой задержки. Это также отличает рассматриваемое устройство от многопиксельных ЖК ПВМС, где используется дифракционный метод формирования волнового фронта. Дифракционные методы являются существенно более чувствительными к точности задания фазового распределения на определенной длине волны.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Фундаментальные аспекты физики и технологии полупроводниковых лазеров, как основных элементов фотоники и квантовой электроники» и РФФИ (проект № 14-02-31376 мол_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Котова, В.В. Патлань, С.А. Самагин // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 1. С. 58.
2. С.П. Котова, В.В. Патлань, С.А. Самагин // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. № 1. С. 64.
3. S. Kotova, V. Patlan, S. Samagin // Journal of Optics. 2013. V. 15. No. 3. P. 035706.
4. A. Korobtsov et al. // Journal of Optics. 2014. V. 16. No. 3. P. 035704.

Спектральные характеристики движущейся индуцированной решетки показателя преломления

Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков

МГУ имени М.В. Ломоносова

voytova@physics.msu.ru

В нелинейной среде неоднородность показателя преломления для слабого сигнального излучения создается, используя мощное излучение на опорной частоте [1-4]. Периодическая последовательность импульсов накачки индуцирует для сигнального импульса движущуюся решетку показателя преломления. При распространении сигнала в такой структуре ранее были описаны эффекты дискретной дисперсии, захвата в параметрический солитон, подавления решеточного расплывания [5].

Рассмотрим взаимодействие двух оптических импульсов на частотах ω_1 (накачка) и ω_2 (сигнал) в среде с керровской нелинейностью. Импульс накачки, представляющий собой периодическую последовательность коротких субимпульсов, индуцирует в среде решетку показателя преломления, распространяющуюся с групповой скоростью импульса накачки. Форма и глубина модуляции показателя преломления в решетке определяется профилем и интенсивностью опорного импульса. Далее в среду с некоторой начальной временной задержкой подается сигнальный импульс. Групповая скорость сигнального импульса превышает скорость распространения опорного импульса, таким образом, сигнал догоняет накачку, и «чувствует» индуцированную решетку. Высокоинтенсивная накачка в расчетах представлялась в виде нескольких субимпульсов прямоугольной формы, сигнальный импульс слабой интенсивности имел гауссов профиль.

При рассмотрении взаимодействия короткого оптического импульса с движущейся нелинейно индуцированной решеткой показателя преломления удобно использовать модель «встречных волн». При этом сигнальный импульс представляется в виде суммы части импульса, опережающей накачку («прошедший импульс»), и части импульса, отстающей от накачки («отраженный импульс»):

$$E_{sign}(z, t) = A_1(t - zu_1^{-1})e^{i(\omega_1 t - k(\omega_1)z)} + A_2(t - zu_2^{-1})e^{i(\omega_2 t - k(\omega_2)z)} + c.c. \quad (1)$$

Здесь A_1 и A_2 - медленно меняющиеся комплексные амплитуды прошедшей и отраженной частей сигнального импульса, которые в системе отсчета, связанной с импульсом накачки с амплитудой A_3 , распространяются во встречных направлениях. Частоты взаимодействующих импульсов удовлетворяют соотношению $\omega_{pump} = \omega_1 - \omega_2$. Динамика такого взаимодействия в первом порядке теории дисперсии описывается системой связанных уравнений:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + v_1 \frac{\partial A_1}{\partial \tau} = -\frac{i\chi_2 A_3}{\epsilon_1} k_1 A_2 e^{-i\Delta k z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + v_2 \frac{\partial A_2}{\partial \tau} = -\frac{i\chi_2 A_3^*}{\epsilon_2} k_2 A_1 e^{i\Delta k z}, \quad (3)$$

где $v_i = u_i^{-1} - u_{pump}^{-1}$ - расстройки обратных групповых скоростей, $\Delta k = k(\omega_{pump}) - (k(\omega_1) - k(\omega_2))$ - расстройка волновых векторов.

Система уравнений (2-3) решалась численно, варьировались различные параметры: профиль и длительность импульса накачки, количество импульсов в

решетке, расстояние между импульсами решетки, расстройка групповых скоростей, величина нормированного на интенсивность накачки коэффициента нелинейности.

Рассмотрим взаимодействие сигнального импульса с решеткой накачки из 30 субимпульсов в случае большой расстройки групповых скоростей и малой глубины модуляции показателя преломления. При данных параметрах возможно частичное отражение сигнала наряду с прохождением части энергии через решетку.

Отраженный импульс после взаимодействия с решеткой испытывает искажения формы профиля, однако наибольшая часть энергии формируется в гауссов импульс, длительность которого превышает длительность сигнала на входе в среду. Характерные изменения в спектре отраженной части показаны на рисунке 1. Форма профиля прошедшего импульса существенно искажается, в процессе отражений и переотражений, происходящих по мере распространения вдоль индуцированной решетки, формируется последовательность импульсов. В частотном спектре данное искажение формы профиля соответствует провалу в спектральной характеристике на несущей частоте. Зависимости показаны на рисунке 2.

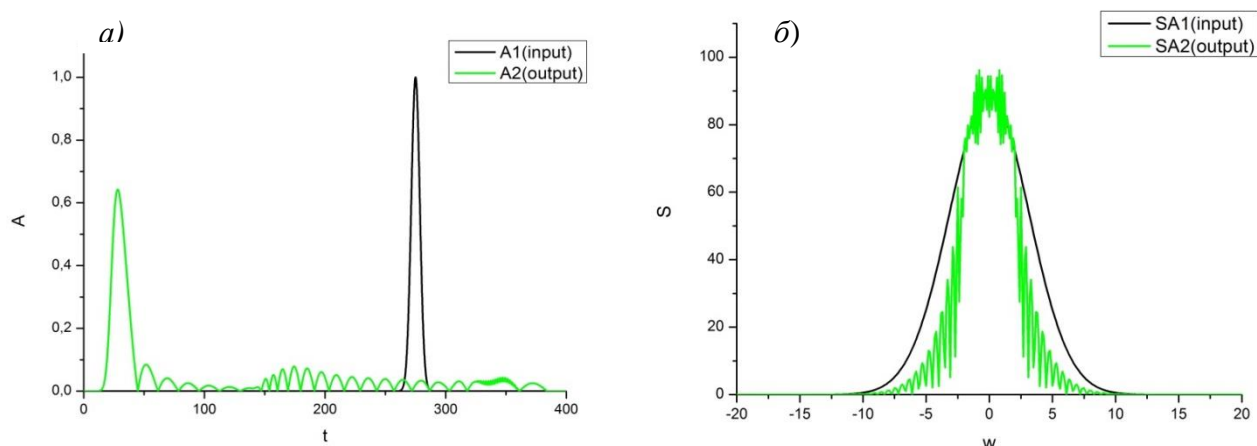


Рис. 1. Огибающие (а) и частотные спектры (б) сигнального импульса до взаимодействия (черная кривая) и отраженной части сигнального импульса после взаимодействия (зеленая кривая).

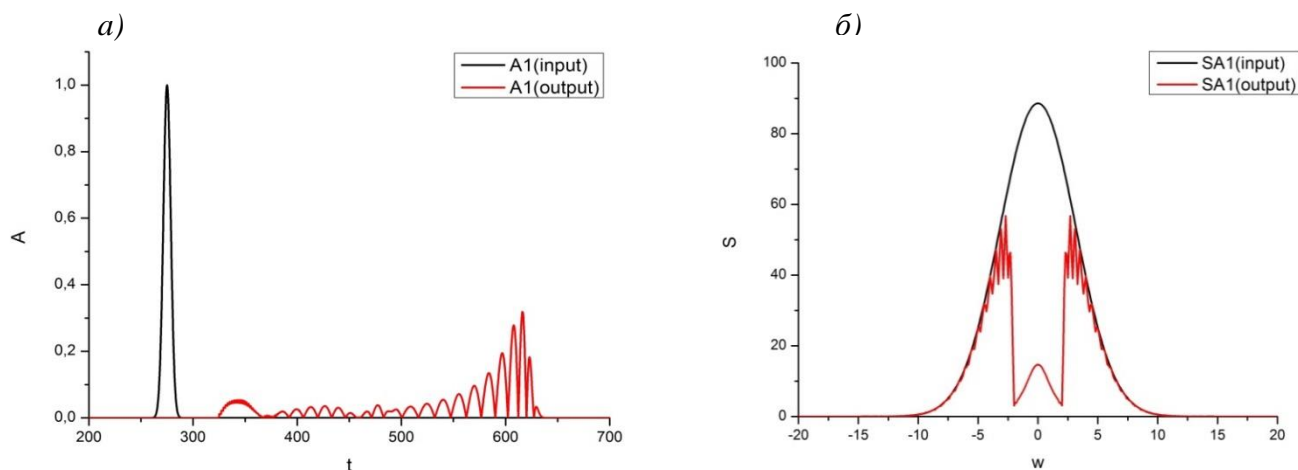


Рис. 2. Огибающие (а) и частотные спектры (б) сигнального импульса до взаимодействия (черная кривая) и прошедшей части сигнального импульса после взаимодействия (красная кривая).

Спектральные характеристики взаимодействующих импульсов были проанализированы при варьировании различных параметров, как самих импульсов, так и нелинейной среды. Так, на рисунке 3 показаны полученные спектры пропускания для сигнальных импульсов различных длительностей. Характерной особенностью является

наличие у функции пропускания минимума во всем диапазоне рассматриваемых параметров, что соответствует преимущественному отражению решеткой спектральных компонент на несущей частоте.

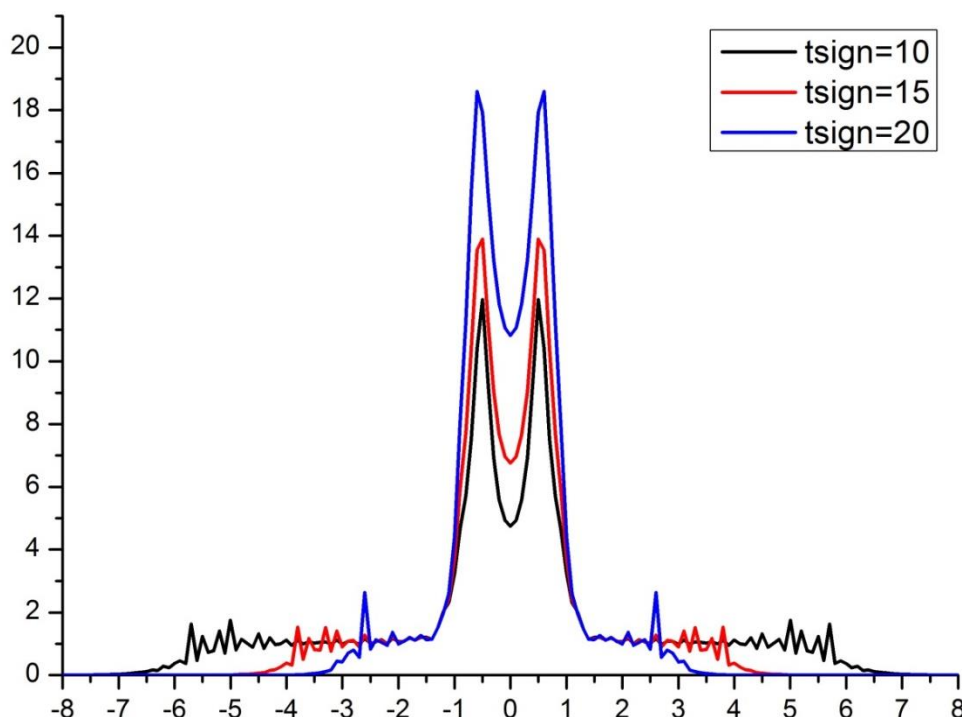


Рис. 3. Спектральная пропускная способность индуцированной решетки показателя преломления для различных параметров длительности сигнального импульса.

Проведенные оценки показывают, что для сигнального импульса на частоте порядка 3ТГц, длительность которого составляет 10^{-11} с, при взаимодействии с решеткой, индуцированной короткими импульсами накачки (порядка $4 \cdot 10^{-13}$ с, коэффициент отражения оказывается около 75%.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. I. Stegeman et al. // Opt. Quantum Electron. 1996. N 28(12). P 1691.
2. T. Pertsch, R. et al. // Opt. Lett. 2005. N30(2). P. 177.
3. В. Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Phys. Rev. A. 2010. N 82(3). P. 033809.
4. А.П. Сухоруков и др.// Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. №76(3). С. 305.
5. Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. №74(12). С. 1704.

Предельнокороткие оптические импульсы в брэгговской среде с углеродными нанотрубками

Ю.В. Невзорова¹, М.Б. Белоненко²

¹Волгоградский Государственный Университет

²Волгоградский институт бизнеса
nevzorkina@yandex.ru

Одной из основных целей современной оптики является создание оптических приборов, в которых светом можно управлять с помощью света. Это обстоятельство приводит к тому, что в настоящее время высок интерес к исследованию распространения электромагнитных импульсов в системах с переменным показателем преломления. В частности одна световая волна может создавать периодическое изменение показателя преломления в среде, в которой будет распространяться другая волна. В таких системах могут формироваться так называемые Брэгговские (щелевые) солитоны, которые представляют собой определенные комбинации встречных волн, объединяющихся таким образом, что движутся вместе с уменьшенной скоростью. Они могут формироваться в нелинейных средах показатель преломления которых слабо меняется периодическим образом в зависимости от длины. В качестве брэгговской решетки может рассматриваться система углеродных нанотрубок (УНТ), в которой показатель преломления периодичен по направлению, совпадающему с направлением распространения света, а его модуляция слаба.[1]

В настоящей работе исследовалась динамика распространения брэгговских солитонов в системе УНТ.

Исследование электронной структуры УНТ, как правило, проводится в приближении сильной связи в рамках анализа динамики π -электронов. Дисперсионное соотношение для УНТ типа (m,0) имеет вид:

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

где $\gamma = 2.7 \text{ eV}$, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.152 \text{ nm}$ – расстояние между соседними атомами углерода. Квазиимпульс \mathbf{p} задается как (p_z, s) , $s = 1, 2 \dots m$

При построении модели распространения ультракороткого оптического импульса в системе нанотрубок, будем описывать электромагнитное поле импульса на основании уравнений Максвелла, в калибровке Кулона:

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

Дифракционное расплывание лазерного пучка в направлениях, перпендикулярных оси распространения, не учитывается. Вектор-потенциал имеет вид $\mathbf{A} = (0, 0, A_z(x, t))$.

В рамках квантово-механической модели в приближении времен релаксации эволюция ансамбля частиц описывается кинетическим уравнением Больцмана. Время релаксации можно оценить как $3 \cdot 10^{-13} \text{ c}$. Эффектами, связанные с неоднородностью электромагнитного поля вдоль оси нанотрубки было пренебрежено. Это оправдано и тем предположением, что волновой фронт лазерного импульса плоский.

В рамках полуклассической модели, используемой нами, также не учитываются межзонные переходы, это ограничивает частоту лазерных импульсов, которая лежит в ближней инфракрасной области. Уравнение Больцмана было решено методом характеристик.

Таким образом, эффективное уравнение может быть представлено в виде:

$$(1 + \alpha \cos(\beta x)) \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} + \frac{q}{\pi \hbar \tau} \sum_m c_m \sin\left(\frac{m a q}{c} A_z(t)\right) = 0 \quad (3)$$

где c_m – коэффициенты разложения, α , β – параметры периодической решетки. Поскольку с ростом m коэффициенты c_m убывают, то можно получить двойное уравнение sin-Gordona, исследуя которое можно сказать, что характер распада одиночного импульса сильно зависит от его скорости. С увеличением скорости импульсы взаимодействуют более упруго и меньшая часть их энергии уходит в колебательные моды. Основной результат работы представлен ниже на рис. 1

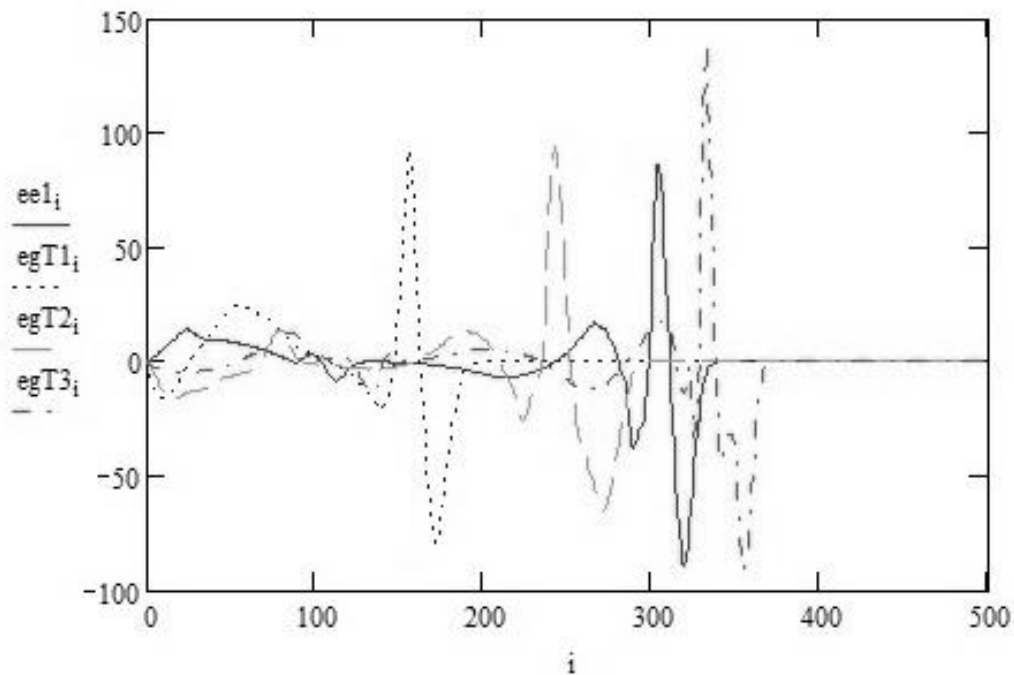


Рис. 1. Эволюция предельнокоротких оптических импульсов в момент времени T без брэгговской решетки; с ней; а также в моменты времени $2T$ и $3T$, при наличии решетки. По оси абсцисс отложено время в отн.ед., по оси ординат амплитуда в отн.ед..

Как следует из проведенных расчетов, решетка замедляет предельнокороткие импульсы, что достаточно исследовано в физике брэгговских сред. Также решетка показателей преломления приводит к стабилизации формы предельнокороткого импульса и препятствует его развалу вследствие интерференционных эффектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. “Оптические солитоны. От световодов к фотонным кристаллам” М.: Физматлит, 2005.
2. М.Б. Белоненко и др.// ФТТ, 2008, т. 50, в. 2, с.367

Влияние высокочастотного электромагнитного излучения на распространение уединенных электромагнитных волн в графеновой сверхрешетке

С.В. Крючков^{1,2}, Е.И. Кухарь¹

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет, Лаборатория физики низкоразмерных систем

²Волгоградский государственный технический университет
<http://edu.vspu.ru/physlablds>, eikuhar@yandex.ru

Известно, что структуры со сверхрешеточным (СР) потенциалом являются подходящими средами для формирования электромагнитных (ЭМ) солитонов [1]. Низкое значение длительности ЭМ импульса по сравнению со временем релаксации является одним из условий наблюдения солитонов. Высокая подвижность носителей заряда в графене [2] позволяет надеяться, что ЭМ солитоны будут обнаружены в СР на основе графена (ГСР). Электронный спектр ГСР исследован в [3-6].

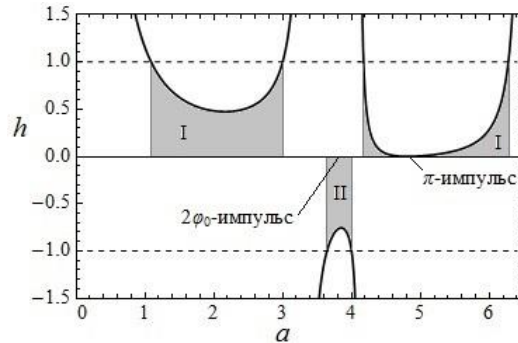


Рис. 1. Зависимость параметра h от амплитуды ВЧ поля

Высокочастотное (ВЧ) излучение может привести к стабилизации формы уединенных ЭМ волн [7]. Влияние ВЧ излучения на электронные состояния в графене изучены в [8-10].

Пусть ЭМ волна с амплитудой электрического поля E_0^{HF} и с частотой ω падает на ГСР, расположенную в плоскости xu (Oy – ось ГСР). В плоскости ГСР векторный потенциал волны имеет вид ($c = 1$):

$$\vec{A}^{\text{HF}} = \left(0, -\frac{E_0^{\text{HF}}}{\omega} \sin \omega t, 0 \right). \quad (1)$$

Для определения квазиэнергии электрона ГСР в переменном поле (1) используем явное выражение электронного спектра ГСР [9-11]. Линеаризованное уравнение Шредингера (аналог уравнения Дирака для графена) имеет вид ($\hbar = 1$):

$$i\partial_t \psi = \left[v_F \sigma_x \hat{p}_x + \sqrt{2} \Delta_1 \sigma_y \sin(\hat{\pi}_y d/2) + \sigma_z \Delta \right] \psi, \quad (2)$$

где v_F – скорость на поверхности Ферми, $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули, d – период ГСР, $\hat{\pi}_y = \hat{p}_y + eA_y^{\text{HF}}$, (\hat{p}_x, \hat{p}_y) – операторы импульса, параметры Δ и Δ_1 задаются в

процессе изготовления ГСР. Отметим, что, используя (2) при $E_0^{\text{HF}} = 0$, можно получить результат [9-11].

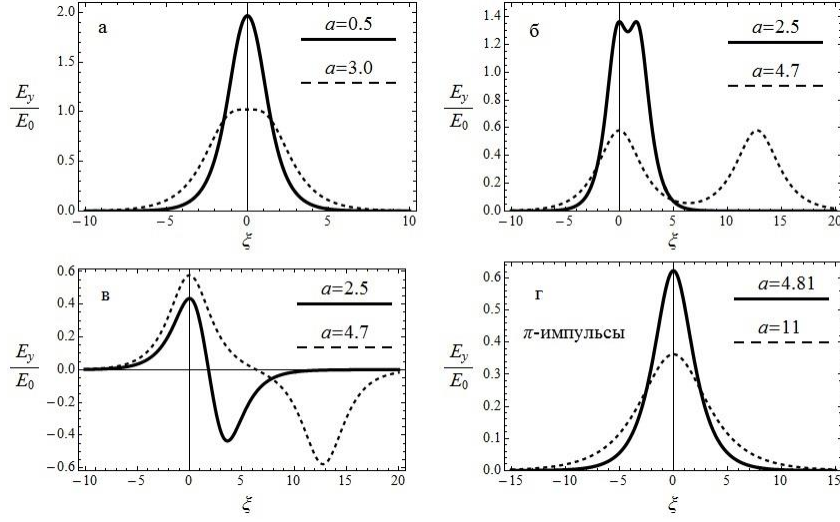


Рис. 2. Форма уединенных ЭМ волн

Спинор ψ удовлетворяет теореме Флоке: $\psi(t) = u(t) \exp(-i\varepsilon t)$. Здесь компоненты $u(t)$ – периодические с периодом $2\pi/\omega$ функции, ε – квазиэнергия. После подстановки $\psi(t)$ в (2) и усреднения по периоду ВЧ поля, получим квазиэнергию:

$$\varepsilon = \sqrt{\Delta^2 + p_x^2 v_F^2 + \Delta_1^2 (1 + Q_\gamma(a) - D(a) \cos p_y d - \gamma G(a) \cos 2p_y d)}, \quad (3)$$

где обозначено $a = edE_0^{\text{HF}}/\omega$, $\gamma = (\Delta_1/\omega)^2$,

$$D(a) = J_0(a) + \frac{a^2}{8} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k+1)^2} \left[J_k\left(\frac{a}{2}\right) + J_{k+2}\left(\frac{a}{2}\right) \right]^2, \quad (4)$$

$$G(a) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} J_k^2(a)}{k^2}, \quad (5)$$

$$Q_\gamma(a) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k+1)^2} \left(\gamma J_{k+1}^2(a) - \frac{a^2}{8} \left[J_k\left(\frac{a}{2}\right) + J_{k+2}\left(\frac{a}{2}\right) \right]^2 \right), \quad (6)$$

$J_n(x)$ – функция Бесселя целого порядка.

Пусть в ГСР распространяется ЭМ волна, поле которой описывается потенциалом $\vec{A} = (0, A, 0)$. Можно показать, что если выполняются следующие условия: $n_0 v_F^2/\Delta \ll \theta \ll \Delta$, $\Delta_1 \ll \Delta$ (n_0 – концентрация свободных носителей заряда, θ – температура), то потенциал \mathbf{A} удовлетворяет уравнению:

$$\partial_t^2 \varphi - \partial_x^2 \varphi + \omega_{\text{pl}}^2 (D(a) \sin \varphi + 2\gamma G(a) \sin 2\varphi) = 0, \quad (7)$$

где $\varphi = edA$, ω_{p1} – плазменная частота в ГСР. Ниже представлены решения (7), соответствующие уединенным ЭМ волнам.

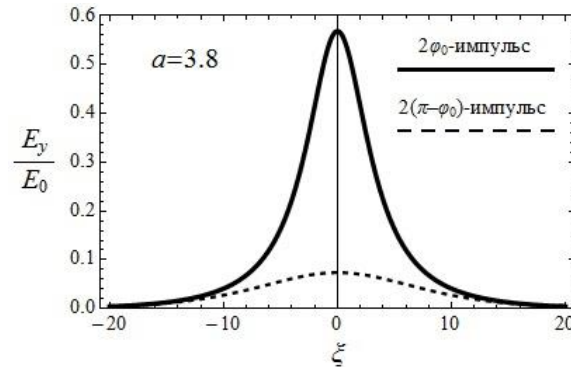


Рис. 3. Форма $2\varphi_0$ -импульса и $2(\pi-\varphi_0)$ -импульса.

Тип уединенной ЭМ волны зависит от значения параметра $h = D(a)/4\gamma G(a)$ (рис. 1), что отличает ГСР от полупроводниковой СР. Если $|h| > 1$, то в ГСР распространяется 2π -импульс (рис. 2а):

$$\varphi = \pi + 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\operatorname{sh}(\xi \sqrt{(1+\lambda)D(a)})}{\sqrt{1+\lambda}} \right], \quad (8)$$

где $\lambda = 1/h$, $\xi = (x-vt)/L$, v – скорость импульса, L – ширина импульса. Если $0 < h < 1$ (область I на рис. 1), то в ГСР возможны два типа уединенных волн: 2π -импульс (рис. 2б):

$$\varphi = \pi - 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{1-h} \operatorname{ch}(2\xi \sqrt{\gamma G(a)(1+h)}) - \operatorname{sh}(2\xi \sqrt{\gamma G(a)(1+h)})}{\sqrt{1+h}} \right], \quad (9)$$

и 0π -импульс (рис. 2в):

$$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \left[\frac{\sqrt{1+h} \operatorname{ch}(2\xi \sqrt{\gamma G(a)(1-h)}) - \operatorname{sh}(2\xi \sqrt{\gamma G(a)(1-h)})}{\sqrt{1-h}} \right]. \quad (10)$$

Если $h = 0$, то в ГСР формируется π -импульс (рис. 2г).

В случае $-1 < h < 0$ (область II на рис. 1) возможны ЭМ импульсы, площади которых зависят от амплитуды ВЧ поля (рис. 3):

$$\varphi = -2 \operatorname{arctg} \left[\sqrt{\frac{1-|h|}{1+|h|}} \operatorname{cth}(\xi \sqrt{\gamma |G(a)(1-h^2)|}) \right], \quad (11)$$

$$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \left[\sqrt{\frac{1-|h|}{1+|h|}} \operatorname{th}(\xi \sqrt{\gamma |G(a)(1-h^2)|}) \right]. \quad (12)$$

Площади импульсов (11) и (12) равны соответственно $2\varphi_0$ и $2(\pi - \varphi_0)$, где $\varphi_0 = \arccos|h|$. Зависимость площади импульсов (11) и (12) от параметра a показана на рис. 4.

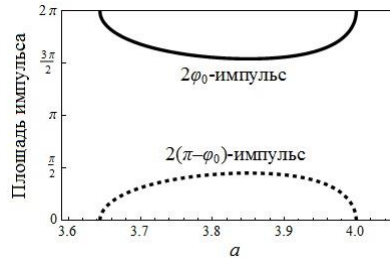


Рис. 4. Зависимость площади уединенных ЭМ волн от амплитуды ВЧ поля

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 р_поволжье_a, и выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания №2014/411 (код проекта: 522).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов “Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками” М.: Наука, 1989.
2. R.R. Nair, P. Blake, A.N. Grigorenko, K.S. Novoselov, T.J. Booth, T. Stauber, N.M.R. Peres, A.K. Geim // Science. 2008. V. 320. P. 1308.
3. П.В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. № 6. С. 515.
4. M. Barbier, P. Vasilopoulos, F.M. Peeters // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 075438.
5. S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar’ // Physica E. 2012. V. 46. P. 25.
6. M. Killi, S. Wu, A. Paramekanti // Int. J. Mod Phys B. 2012. V. 26. P. 1242007.
7. Ф.Г. Басс, С.В. Крючков, А.И. Шаповалов // ФТП. 1995. Т. 29. В. 1. С. 19.
8. H.L. Calvo, H.M. Pastawski, S. Roche, L.E.F. Foa Torres // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 232103.
9. S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar’, D.V. Zav’yalov // Laser Physics. 2013. V. 23. P. 065902.
10. S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar’, O.S. Nikitina // Physics of wave phenomena. 2014. V. 22. P. 25.

Управление пространственными солитонами при помощи локализованных нелинейных дефектов различной формы

А.В. Маслова¹, Д.О. Игнатъева^{1,2}, В.Е. Лобанов¹, А.П. Сухоруков¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

²Российский квантовый центр

masanna93@yandex.ru

Создание новых методов управления динамикой солитонов является важной задачей современной фотоники, так как открывает возможность применения солитонов в телекоммуникационных системах в качестве носителей информации [1], управления светом при помощи света, создания оптических переключателей и в ряде других задач нелинейной оптики [2-3]. Одним из способов контроля динамики солитона является модуляция линейных или нелинейных свойств среды, которая может осуществляться периодическим образом [4] или в виде локализованного дефекта [5-6].

В данной работе рассмотрен способ управления динамикой пространственного солитона в кубично-нелинейной среде посредством локальной модуляции нелинейности, причем ширина нелинейного дефекта сопоставима с шириной солитона. Эволюция амплитуды солитона в такой среде может быть описана при помощи нелинейного уравнения Шредингера:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + (1 + \chi(x, z)) |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где кубичная нелинейность имеет локальную неоднородность $\chi(x, z)$ в виде канала:

$$\chi(x, z) = \chi_0 F \left(\frac{x+d-\alpha z}{w} \right), \quad (2)$$

параметр χ_0 отвечает за глубину модуляции, d – начальное расстояние, α – тангенс угла между солитоном и дефектом, w – ширина нелинейного дефекта. Функция F отвечает за форму дефекта. Считается, что начальное расстояние d сравнительно велико, так, что при $z = 0$ форма солитона практически не отличается от формы солитона в кубично-нелинейной изотропной среде:

$$A(x, z = 0) = a \operatorname{sech}(\alpha x). \quad (3)$$

Ранее было показано [7], что в нелинейной среде с положительной модуляцией нелинейности $\chi_0 > 0$ наблюдается изменение направления распространения солитона в зависимости от его амплитуды, начального угла и параметров дефекта. При этом может наблюдаться как плавная перестройка угла наклона солитона, так и его захват нелинейным дефектом.

В данной работе проведен анализ динамики солитона для различных форм нелинейного дефекта F , в том числе рассмотрен дефект гауссовой формы:

$$F = \exp \left(-\frac{(x+d-\alpha z)^2}{w^2} \right), \quad (4)$$

дефект в виде прямоугольного канала:

$$F = \begin{cases} 1, & |x + d - \alpha z| \leq w \\ 0, & |x + d - \alpha z| > w \end{cases}, \quad (5)$$

в виде гиперболического секанса:

$$F = \operatorname{sech} \left(-\frac{x+d-\alpha z}{w} \right), \quad (6)$$

в виде двух близко расположенных каналов гауссовой формы:

$$F = \frac{(x+d-az)^2}{w^2} \exp\left(-\frac{(x+d-az)^2}{w^2}\right). \quad (7)$$

На рис. 1 представлены результаты расчетов угла отклонения солитона в зависимости от модуляции нелинейности для указанных форм нелинейного дефекта. Безразмерный угол, под которым расположен нелинейный дефект по отношению к направлению распространения солитона, во всех случаях составляет 0,3, амплитуда солитона $a = 1$.

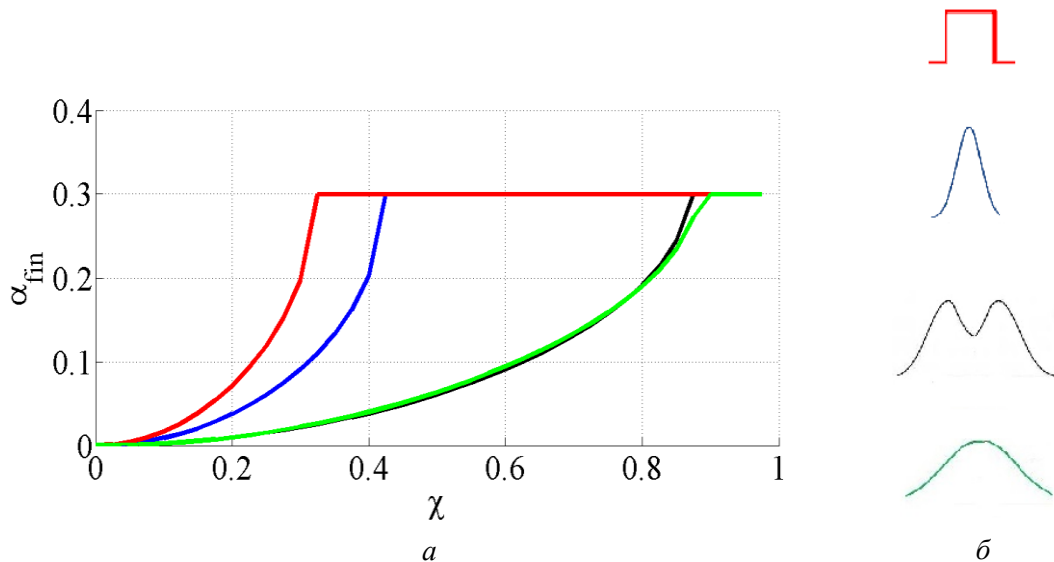


Рис. 1. (а) Угол отклонения солитона в зависимости от величины модуляции нелинейности. (б) Различные формы нелинейного дефекта: прямоугольная (красная кривая), гауссова (синяя кривая) формы, а также дефекты в виде двух близко расположенных каналов (черная кривая) и гиперболического секанса (зеленая кривая).

При значениях модуляции нелинейности ниже некоторого порогового значения происходит отклонение солитона, причем угол отклонения плавно изменяется с увеличением глубины модуляции нелинейности. Выше порогового значения наблюдается захват солитона нелинейным дефектом, при котором солитон распространяется вдоль дефекта.

Из рис. 1 видно, что в случае ступеньки солитон захватывается дефектом быстрее, нежели в остальных случаях. Нелинейность в гауссовой форме занимает промежуточное положение, в то время как тяжелее всего происходит захват солитона при нелинейности, описываемой двумя близко расположенными каналами или в виде гиперболического секанса. Таким образом, для управления солитоном наиболее предпочтительна форма нелинейного дефекта, описываемого ступенчатой функцией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y.S. Kivshar, G.P. Agraval, "Optical solitons: from fibers to photonic crystals", Academic Press, London, 2003.
2. J.R. Taylor, ed. "Optical solitons: theory and experiment", Cambridge University Press, New York, 1992.
3. N.N. Akhmediev, A. Ankiewicz, eds. "Solitons: nonlinear pulses and beams", Chapman and Hall, London, 1997.

4. B.A. Malomed, “Soliton Management in Periodic Systems”, Springer, New York, 2006.
5. M.T. Primatarowa, K.T. Stoychev, R.S. Kamburova // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 72. No. 3.
6. M.T. Primatarowa, R.S. Kamburova, K.T. Stoychev // Journal of optoelectronics and advanced materials. 2007. Vol. 9. No. 1. P. 152.
7. Д.О. Игнатъева, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Сборник трудов «Фотонное эхо и когерентная спектроскопия». 2013. С.95

Исследование спектральных зависимостей коэффициента поглощения в кристаллах силленитов

Е.С. Худякова¹, В.Г. Дю¹, М.Г. Кистенева¹, А.С. Акрестина¹, Ю.Ф. Каргин²

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), г. Томск

²Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, г. Москва

lenoliya@rambler.ru

Кристаллы класса силленитов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) благодаря наличию в них фоторефрактивного эффекта и хорошей фоточувствительности используются в качестве среды для записи голограмм и оптической обработки информации [1]. Характер и величина термо- и фотоиндуцированных изменений оптического поглощения в кристаллах BSO, BGO и BTO во многом определяется дефектными центрами в этих кристаллах, связанных с нарушением структуры или стехиометрии [2, 3]. Для одной части данных центров возможны внутрицентровые переходы [4], а для другой, представляющей глубокие доноры нескольких типов, характерными являются процессы фотовозбуждения электронов в зону проводимости [5]. Спектры примесного оптического поглощения в этом случае будут определяться структурой энергетических уровней указанных центров в запрещенной зоне кристалла; концентрацией дефектов, допускающих внутрицентровые переходы, а также заполнением электронами глубоких доноров различных типов [4, 5].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и численной аппроксимации фото- и термоиндуцированных изменений спектров оптического поглощения в диапазоне 486 – 1100 нм в нелегированных кристаллах германата (BGO) и силиката (BSO) висмута и в легированном алюминием кристалле титаната висмута (BTO:Al), вызванных засветкой лазерным излучением с длинами волн 532 нм и 655 нм, а также отжигом в воздушной атмосфере при температурах от 200 до 370 °С.

В экспериментах использовались нелегированные кристаллы германата (BGO, толщина $d_1 = 6,9$ мм) и силиката (BSO, $d_2 = 8$ мм) висмута, а также легированный алюминием кристалл титаната висмута BTO:Al ($d_3 = 6,6$ мм). Фотоиндуцированные изменения в спектре оптического поглощения исследованных образцов наводились непрерывным лазерным излучением с длинами волн 532 нм и 655 нм и с экспозицией до 160 и 140 Дж/см², соответственно. Для исследования термоиндуцированных изменений в спектре оптического поглощения образцы подвергались отжигу в воздушной атмосфере при температурах от 200 до 370 °С продолжительностью от 30 до 60 минут.

Получено, что для кристаллов BSO и BTO:Al температурный отжиг приводит к уменьшению поглощения, а засветка зеленым излучением – к его увеличению. Засветка излучением с длиной волны 655 нм для неотожженных кристаллов BSO и BTO:Al приводила к уменьшению коэффициента поглощения во всем исследованном диапазоне и к уменьшению наведенных изменений в образцах, подвергавшихся температурному отжигу. Мы не наблюдали изменений в спектре оптического поглощения в диапазоне 486 – 1000 нм в кристалле BGO, подвергнутом облучению лазерным излучением с длинами волн 532 нм и 655 нм и отжигу в воздушной атмосфере.

Было показано, что для кристаллов BSO и BTO:Al, подвергнутых описанным воздействиям, можно выделить спектры, соответствующие минимальному и

максимальному значениям коэффициентов поглощения $k_{min}(\lambda)$ и $k_{max}(\lambda)$, представленные точками на рис. 1 (а, б) для каждого из исследуемых образцов.

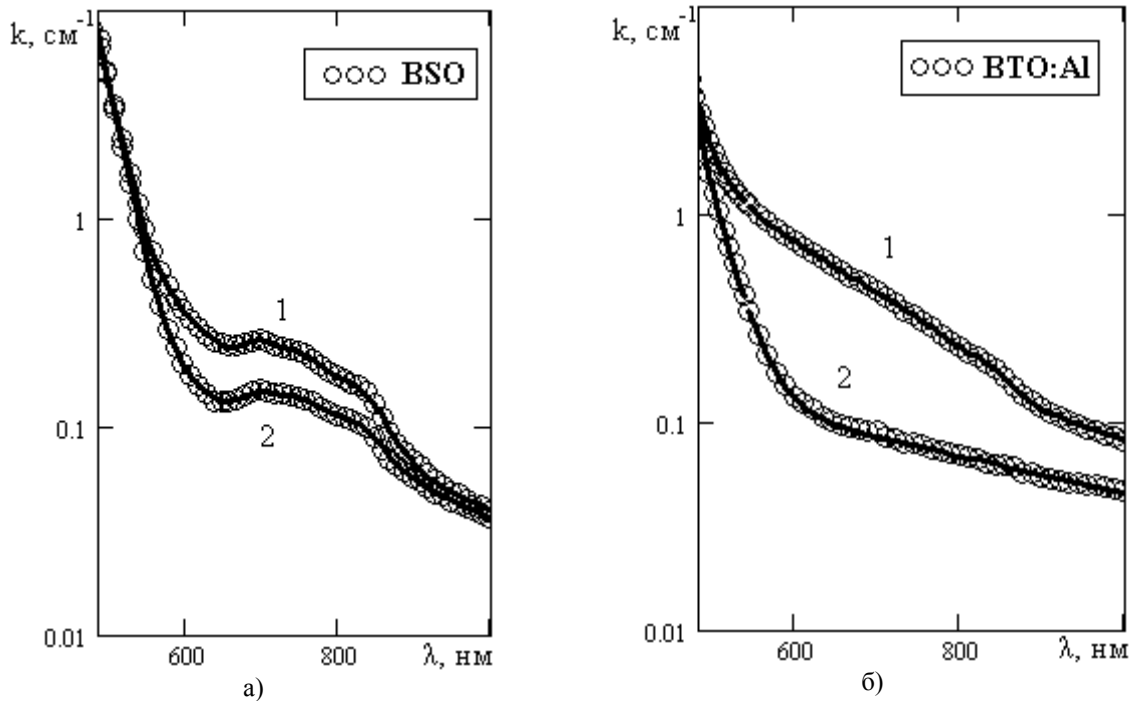


Рис. 1. Спектральные зависимости оптического поглощения в кристаллах BSO (а) и BTO:Al (б), в состояниях с максимальными (1) минимальными (2) значениями коэффициента поглощения. Точки – эксперимент, сплошные кривые – теория.

Спектральные зависимости изменений в оптическом поглощении $\Delta k(\lambda)$ в кристаллах BSO и BTO:Al, полученные вычитанием кривых 1 и 2, представленные точками на рис. 2.

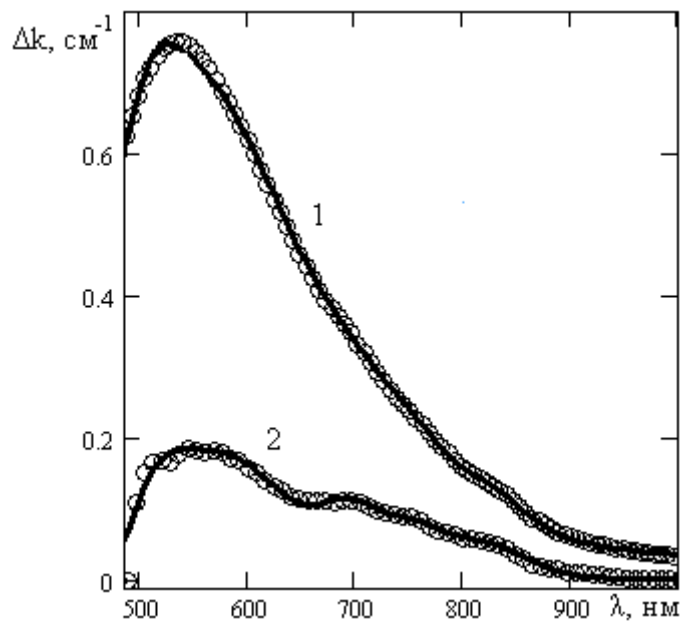


Рис. 2. Спектральные зависимости изменений в оптическом поглощении для кристаллов BTO:Al (1) и BSO (2). Точки – эксперимент, сплошные кривые – теория.

Представленные на рис. 2, спектральные зависимости изменений в оптическом поглощении демонстрируют резонансный характер. В спектре для кристалла BTO:Al

наблюдается широкая полоса с максимумом на длине волны 542 нм. Изменение в поглощении на этой длине волны составило $\sim 0,76 \text{ см}^{-1}$ при значении коэффициента поглощения, соответствующему максимальному состоянию $\sim 1,14 \text{ см}^{-1}$. В спектре изменений оптического поглощения для образца силиката висмута можно выделить четыре полосы с экстремумами при $\lambda_m = 556, 700, 756$ и 827 нм. Максимальные изменения оптического поглощения для этого кристалла, зафиксированные на длинах волн 556 и 700 нм, составили $\sim 0,19$ и $\sim 0,12 \text{ см}^{-1}$, при значениях коэффициента поглощения для состояния с максимальным поглощением, составляющим $\sim 1,00$ и $\sim 0,43 \text{ см}^{-1}$, соответственно.

В рамках модели примесного поглощения [4, 5], учитывающей вклад как процессов фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации, так и внутрицентровых переходов с гауссовым видом частотных зависимостей, была проведена аппроксимация полученных экспериментальных данных. Результаты численной аппроксимации экспериментальных спектральных зависимостей оптического поглощения показаны на рис. 1 и 2 сплошными кривыми.

При аппроксимации $k(\lambda)$ были учтены пять внутрицентровых переходов для кристаллов BSO и ВТО:Al и три перехода для BGO с гауссовскими спектральными характеристиками с максимумами при энергиях, приведенных в таблице 1.

Таблица 1. Энергия кванта (в эВ) в пиках поглощения для внутрицентровых переходов в кристаллах BGO, BSO и ВТО:Al

BGO	1,510	1,642	1,770	–	–
BSO	1,510	1,635	1,765	2,156	2,414
ВТО:Al	1,513	1,632	1,774	2,170	2,450

Для переходов электронов в зону проводимости были учтены четыре донорных центра со средними значениями энергии ионизации в кристаллах BSO, BGO и ВТО:Al, приведенными в таблице 2.

Таблица 2. Средняя энергия ионизации донорных центров (в эВ) в кристаллах BGO, BSO и ВТО:Al

BGO	1,070	1,603	1,908	2,740
BSO	1,170	1,600	1,954	2,710
ВТО:Al	1,080	1,600	1,900	2,750

Согласно численной аппроксимации, состояние с минимальным поглощением для образцов BSO и ВТО:Al, наблюдаемое после термического отжига в воздушной атмосфере при температурах от 200 до 370 °С, достигается, во-первых, за счет уменьшения заполнения электронами донорных центров с энергией ионизации 1,17, 1,6 и 1,954 эВ для BSO и 1,08, 1,6 и 1,9 эВ для ВТО:Al. Другую причину просветления кристаллов BSO и ВТО:Al в результате отжига можно связать с уменьшением концентрации дефектных центров, для которых имеют место внутрицентровые переходы. В кристалле ВТО:Al после отжига наблюдается только исчезновение полос поглощения с параметрами 1,513, 1,632 и 2,17 эВ, а для кристалла BSO уменьшается вклад внутрицентровых переходов для всех полос поглощения, принимаемых во внимание.

Из таблицы 1 и 2 видно, что как средние значения энергий кванта для трех внутрицентровых переходов (1,51; 1,63 и 1,77 эВ), так и средние значения энергий ионизации глубоких центров являются близкими по величине во всех исследованных

образцах кристаллов BGO, BSO и ВТО:Al. Это свидетельствует об одинаковой природе центров, обуславливающих такие процессы поглощения, и позволяет предположить, что они являются собственными структурными дефектами силленитов, связанными с ионами висмута. Некоторые предположения о природе таких центров высказаны, например, в работах [3, 6].

Таким образом, экспериментально получено, что для кристаллов BSO и ВТО:Al достигаются состояния с минимальными и максимальными значениями коэффициентов поглощения путем некоторых комбинаций лазерной засветки излучением с длинами волн 532 и 655 нм и отжига в воздушной атмосфере при температурах от 200 до 370 °С. Наблюдаемые при этом изменения в спектрах оптического поглощения имеют резонансный характер. Для кристалла BGO такие воздействия не приводят к видимым изменениям спектральных зависимостей коэффициента поглощения. Из результатов численной аппроксимации найдено, что вклад в примесное поглощение дают эффекты двух типов: внутрицентровые переходы и процессы фотовозбуждения электронов с глубоких донорных центров в зону проводимости. Определены энергетические параметры, характеризующие рассматриваемые дефектные центры; получено, что для некоторых из них их значения оказываются близкими по величине для всех исследованных образцов кристаллов BGO, BSO и ВТО:Al. Это может свидетельствовать об их связи с собственными структурными дефектами силленитов, относящимися к ионам висмута.

Работа выполнена в рамках задания Минобрнауки РФ № 2014/225 (проект № 2491). Авторы благодарят С.М. Шандарова за полезные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.П.Петров и др. «Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике» СПб.: Наука. 1992.
2. В.К. Малиновский и др. «Фотоиндуцированные явления в силленитах» Новосибирск: Наука. 1990.
3. Ю.Ф. Каргин и др. «Кристаллы $Bi_{12}M_xO_{20\pm\delta}$ со структурой силленита. Синтез, строение, свойства» М.: ИОНХ РАН, 2004.
4. M.G. Kisteneva et al. // Journal of Holography and Speckle. 2009. 5. P. 280.
5. А.Л.Толстик и др. // Квантовая электроника. 2007. 37. №11, С. 1027.
6. R. Oberschmid // Phys. Status Solidi A. 1985. № 89, P. 263.

Когерентные оптические явления в полупроводниковых наноструктурах с резидентными электронами

Илья А. Акимов^{1,2}

¹*Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Germany*

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*

Экситоны – связанное состояние электрона и дырки в полупроводнике - является элементарным оптически активным возбуждением. За счет большого радиуса Бора (около 5-10 nm в CdTe, GaAs) экситоны обладают большой силой осциллятора. Это позволяет реализовать сверхбыстрый оптический контроль экситонной заселенности и спиновых состояний на временах короче 1 пс при помощи резонансного возбуждения фемтосекундными оптическими импульсами. Однако в объемных полупроводниках наличие энергетического континуума, а также сильного взаимодействия между экситонами (многочастичные явления) приводят к очень короткому времени оптической когерентности (порядка нескольких пикосекунд). В полупроводниковых наноструктурах, размеры которых соизмеримы с экситонным радиусом Бора, эффекты размерного квантования приводят к дискретному энергетическому спектру, а локализация носителей к ослаблению спин-орбитального взаимодействия. В результате наблюдается существенное удлинение времен когерентности и спиновой релаксации по сравнению со свободными экситонами. Примером таких наноструктур являются полупроводниковые квантовые ямы и квантовые точки.

В умеренно легированных полупроводниковых наноструктурах возможна ситуация, когда в островках локализации находятся одиночные резидентные электроны. Примером является электрон, локализованный на доноре или флуктуациях ширины и химического состава квантовой ямы. В этом случае оптическое возбуждение приводит к возникновению заряженных экситонных комплексов, энергетический спектр и спиновые состояния которых существенно отличаются от нейтральных экситонных (один электрон и одна дырка). Более того, оптическое возбуждение трионов (экситон + резидентный электрон) в полупроводниковых наноструктурах позволяет управлять спинами резидентных электронов. Это может осуществляться при помощи некогерентных процессов при нерезонансном оптическом возбуждении, а также когерентных эффектов при резонансном возбуждении трионов оптическими импульсами.

В докладе представлены результаты исследования когерентной динамики заселенности и спина локализованных трионов после резонансного возбуждения пикосекундными оптическими импульсами. Основное внимание уделено изучению спонтанного (двух-импульсного) и стимулированного (трех-импульсного) фотонного эха. В поперечном магнитном поле прецессия спинов резидентных электронов приводит к преобразованию оптической когерентности между оптически разрешенными и запрещенными состояниями. Это вызывает осцилляции сигнала фотонного эха на Ларморовой частоте. Показано, что в магнитном поле короткоживущая оптическая когерентность может быть преобразована в долгоживущую спиновую когерентность. Это позволяет наблюдать стимулированное фотонное эхо на субмикросекундных временах (около 0.1 мкс) превышающих время жизни оптического возбуждения (трионов) более чем на три порядка величины (около 50 пс).

Генерация терагерцевых и инфракрасных релятивистских импульсов при взаимодействии мощного лазерного излучения с наноразмерными мишенями

В.В. Кулагин^{1,2}, В.Н. Корниенко¹, В.А. Черепенин¹

¹ГАИШ МГУ, Университетский просп. 13, Москва

²ИРЭ РАН, Моховая 11, Москва)

victorvkulagin@yandex.ru

Существенное разделение зарядов в мишени может возникать, если на нее падает сверхмощный лазерный импульс с достаточно большой амплитудой [1,2]. Если при этом фронт импульса (или сам импульс) достаточно короткий (несколько периодов лазерного излучения), то процесс будет сильно нестационарным. В этом случае могут формироваться сгустки электронов практически твердотельной плотности, которые достигают релятивистских скоростей за времена, значительно меньшие периода лазерного импульса, а их смещение по отношению к ионам мишени может быть существенно больше длины волны лазера. В ходе ускорения электронных сгустков и релаксации системы после прохождения лазерного импульса может генерироваться мощное излучение. При этом характеристики излучения могут существенно различаться в зависимости от выбранных параметров системы – амплитуды и длительности лазерного импульса, формы мишени, начальной плотности электронов в ней и т. д. Возможна как генерация одиночных импульсов (в том числе и однополярных) с длительностью от долей периода лазерного поля до десятков периодов, так и генерация цуга периодического излучения, частота и длительность которого зависит от параметров системы. Из-за большого возможного заряда электронных сгустков могут быть получены релятивистские амплитуды импульсов, что может иметь существенное значение для их использования в различных экспериментах и приложениях.

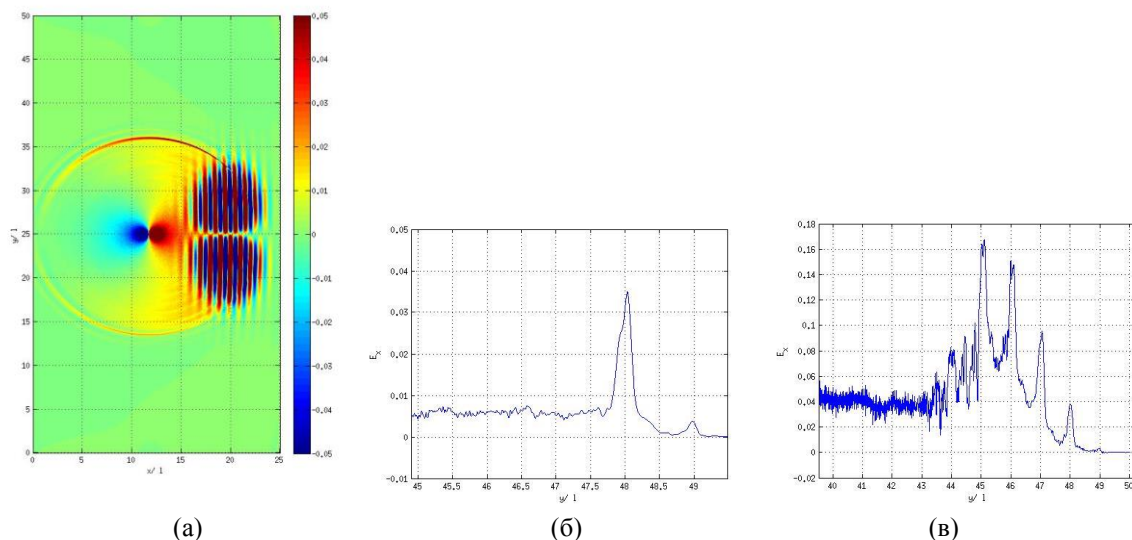


Рис. 1. (а) Пространственное распределение компоненты поля E_x через 12 периодов после начала взаимодействия. Гауссовский импульс с $a_0=10$ поляризован вдоль оси y и имеет длительность 2.39 периодов лазерного излучения. Ширина мишени 0.1 длины волны, толщина - 0.01 длины волны, начальная плотность электронов в мишени в 70 раз больше критической. Мишень располагается в $x=13$, $y=25$. (б) Компонента поля E_x вдоль вертикальной прямой, проходящей через мишень, через 25 периодов после начала взаимодействия. (в) – то же, но плотность электронов в 900 раз больше критической.

В работе исследована генерация терагерцевых и инфракрасных импульсов, возникающих при синхронном смещении электронов мишени под действием сверхмощного лазерного импульса с крутым фронтом и дальнейшей релаксации системы после прохождения лазерного импульса. С помощью двумерного численного моделирования изучена зависимость излучаемого поля от начальной плотности электронов в мишени, от длительности лазерного импульса, от ширины мишени и от амплитуды лазерного импульса. При моделировании было показано, что распределение излучаемого поля практически не зависит от формы мишени (соотношения толщины и ширины) при сохранении ее заряда, пока геометрические размеры мишени остаются существенно меньше длины волны (точечная мишень). Кроме того, диаметр лазерного импульса также не играет существенной роли при малых поперечных размерах мишени (значительно меньших диаметра импульса).

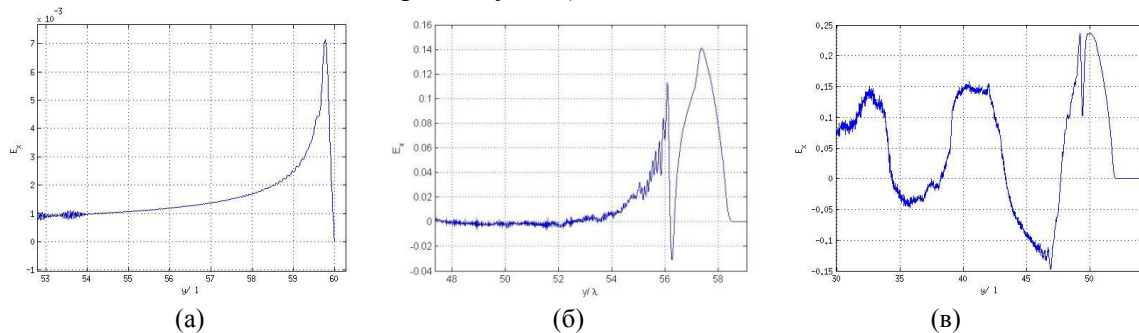


Рис. 2. Компонента поля E_x вдоль вертикальной прямой, проходящей через мишень, через 30 периодов после начала взаимодействия: ширина мишени (а) – в 40 раз меньше длины волны, (б) – равна длине волны, (в) – в 4 раза больше длины волны. Лазерный импульс поляризован вдоль оси z и имеет крутой фронт с амплитудой первой полу волны, равной максимальной амплитуде импульса. Остальные параметры лазерного импульса и мишени такие же, как и на рис. 1.

Различные формы генерируемых импульсов представлены на рисунках. На рис. 1а показано пространственное распределение компоненты поля E_x через 12 периодов после начала ускорения электронов при взаимодействии гауссовского импульса длительностью 2.39 периодов лазерного излучения (половина ширины по уровню e^{-1}) с мишенью шириной в 0.1 длины волны лазера и толщиной в 0.01 длины волны. Лазерный импульс с безразмерной амплитудой, равной 10, распространяется в положительном направлении оси x (все расстояния на рисунках нормированы на длину волны) и поляризован линейно вдоль оси y , а поперечное распределение его поля – гауссовское с диаметром 8 длин волн (ось луча проходит через $y=25$). Начальная плотность электронов в мишени в 70 раз больше критической. Безразмерная амплитуда поля показана цветовой кодировкой (шкала справа от рисунка, в нормировке использована частота лазерного импульса). Мишень располагается в $x=13$, $y=25$. На рис. 1б представлена компонента поля E_x вдоль вертикальной прямой, проходящей через мишень, через 25 периодов после начала взаимодействия, а на рис. 1в – та же компонента, но для мишени с плотностью электронов, в 900 раз большей критической. При увеличении плотности вместо одиночного короткого импульса возникает последовательность импульсов. Это связано с тем, что для рис. 1б все электроны из мишени удаляются уже первым полупериодом лазерного импульса достаточной интенсивности, а для 1в удаление электронов из мишени осуществляется несколькими последовательными полупериодами лазерного импульса. Следует отметить, что максимальная амплитуда генерируемого импульса на рис. 1в увеличена больше, чем в 4 раза, по сравнению с рис. 1б. Сравнение начальной стадии генерации излучения показывает, что импульсы вблизи $y=48$ и $y=49$ практически совпадают на обоих рисунках, затем мишень меньшей плотности истощается, а для мишени большей

плотности формируются еще несколько сгустков ускоряемых электронов, генерирующих короткие импульсы (порядка четверти периода лазерного поля) на пьедестале из более длинного импульса (около 5 периодов).

Компонента поля E_x вдоль вертикальной прямой, проходящей через мишень, через 30 периодов после начала взаимодействия для разной ширины мишени представлена на рис. 2: ширина мишени на рис. 2а в 40 раз меньше длины волны, на рис. 2б – равна длине волны, на рис. 2в – в 4 раза больше длины волны. Здесь лазерный импульс поляризован вдоль оси z и имеет крутой фронт с амплитудой первой полуволны, равной максимальной амплитуде импульса. Остальные параметры лазерного импульса и мишени такие же, как и на рис. 1. При увеличении ширины мишени не только увеличивается амплитуда импульса, но и изменяется его форма. Так, из рис. 2в следует, что вместо короткого однополярного импульса формируется цуг, содержащий несколько колебаний с частотой, примерно в 10 раз меньшей частоты лазерного поля. Эта частота определяется динамикой колебаний электронных сгустков около ионов мишени. Наличие колебаний говорит о том, что часть электронов возвращается к ионам до окончания одиночного импульса излучения, что связано с более сильным притяжением ионов протяженной мишени по сравнению с точечной мишенью.

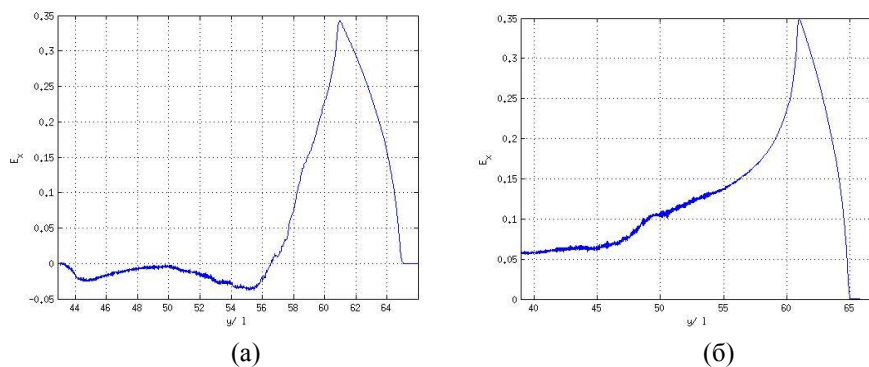


Рис. 3. Компонента поля E_x вдоль вертикальной прямой, проходящей через мишень, через 30 периодов после начала взаимодействия: безразмерная амплитуда лазерного импульса равна (а) – 20 и (б) – 30. Ширина мишени и форма лазерного импульса соответствуют рис. 2в, остальные параметры лазерного импульса и мишени такие же, как и на рис. 1. Генерируемые импульсы достигают релятивистских интенсивностей.

В случае широкой мишени система может вернуться в режим генерации одиночного импульса при увеличении амплитуды лазерного поля (рис. 3а, амплитуда лазерного импульса равна 20). Дальнейшее увеличение амплитуды лазерного импульса (рис. 3б) не приводит к увеличению амплитуды излучения (все электроны уже двигаются практически синхронно), однако, форма импульса излучения становится близка к форме, определяемой суммой импульсов излучения от отдельных частей мишени, соответствующих рис. 2а, с учетом запаздывания. При этом полная длительность генерируемых одиночных однополярных импульсов составляет порядка 5 периодов лазерного поля по уровню половины амплитуды, а их амплитуда достигает 0.35, что с учетом длительности соответствует уже релятивистской интенсивности.

Работа поддержана РФФИ (грант 13-02-01398_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Kulagin et. al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 124801.
3. V.V. Kulagin et. al. // Phys. Rev. E. 2009. V. 80. P. 016404.