

СЕКЦИЯ 3. КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Топологические изоляторы: распространение электромагнитных импульсов

М.Б. Белоненко, А.В. Жуков, Н.Н. Янюшкина 4

Пленение и отражение солитонов различных частот при попутных столкновениях в анизотропной среде

А.Н. Бугай, С.В. Сазонов, А.П. Сухоруков..... 5

Особенности регистрации фемтосекундного фотонного эха в режиме спонтанного параметрического рассеяния

Н.С. Вашурин, И.И. Попов, С.Э. Путилин, В.Т. Сидорова, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов 7

Брэгговское отражение от бегущей индуцированной решетки

Т.А. Войтова, А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков..... 9

Каналирование мощного оптического излучения в кварцевом стекле

Н. Ю. Вислобоков, А. П. Сухоруков 13

Вклад обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в титанате висмута

П.В. Зуев, С.С. Шмаков, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, А.Е. Урбан, В.С. Горбачев, Ю.Ф. Каргин..... 17

Источники однофотонных состояний электромагнитного поля на основе спонтанного параметрического рассеяния

А.А. Калачёв 21

Взаимодействие импульсных пучков в квадратично-нелинейных средах

А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков..... 22

Фемтосекундное фотонное эхо и четырехволновое смешение в твердотельных примесных средах: исследование методами численного моделирования

К.Р. Каримуллин, А.Д. Тиранов, В.А. Зуйков, В.В. Самарцев..... 24

Автоколебательная система на основе ячейки с тепловой оптической нелинейностью

Г.А. Князев..... 26

«Перепутанные» фемтосекундные сигналы свободной световой индукции в сульфиде кадмия при комнатной температуре	
<i>А.В. Леонтьев, В.С. Лобков, Т.Г. Митрофанова, В.В. Самарцев, А.Г. Шмелев</i>	29
Распространение предельно коротких оптических импульсов в примесных углеродных нанотрубках в диспергирующей и нелинейной средах	
<i>А.В. Пак, Н.Н. Янюшкина, М.Б. Белоненко</i>	32
Распространение оптических импульсов в анизотропной нелинейной среде с дисперсией	
<i>О.И. Пасека, А.П. Сухоруков</i>	36
Усиление эффективности генерации второй гармоники за счет внутренней самофокусировки в кристаллах KDP с инкорпорированными наночастицами анатаза	
<i>А.С. Попов, В.А. Яцына, М.А. Копыловский, В.Я. Гайворонский</i>	39
Взаимодействие солитона с нелинейным оптическим волноводом	
<i>Р.Ю. Пепя, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков</i>	42
Сигналы фемтосекундного фотонного эха в неорганических пленках и особенности их регистрации	
<i>И.И. Попов, Н.С. Вашурин, С.Э. Путилин, В.Т. Сидорова, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов</i>	44
Тепловые и акустические эффекты в поглощающих жидкостях при воздействии импульсных световых пучков	
<i>О.Г. Романов, Г.С. Романов</i>	45
Фотонное эхо в режиме спонтанного параметрического рассеяния	
<i>В.Т. Сидорова, И.И. Попов, Н.С. Вашурин</i>	49
Рассеяние двумерных темных солитонов на плавных неоднородностях в бозе-эйнштейновском конденсате	
<i>Л.А. Смирнов, В.А. Миронов</i>	51
Генерация фотонов в нелинейных массивах оптических волноводов	
<i>А. А. Сухоруков</i>	53
Электромагнитные вихри в массивах углеродных нанотрубок	
<i>М.Б. Белоненко, Э.Г. Федоров</i>	56

Продольно-поперечная динамика супергауссовых импульсов в изотропном диэлектрике

В.А. Халяпин 60

Моделирование генерации излучения кратных частот при взаимодействии сильного поля импульса из малого числа колебаний с газом в условиях возбуждения плазмы

С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов 63

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ: РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

М.Б. Белоненко^{1,2}, А.В. Жуков^{2,3}, Н.Н. Янюшкина⁴

¹ Волгоградский институт бизнеса

² Entropique Inc.

³ M₂NeT Lab, Wilfrid Laurier University

⁴ Волгоградский государственный университет

mbelonenko@yandex.ru

Первые упоминания о топологических изоляторах можно связать с работами по квантовому эффекту Холла в ограниченном двумерном электронном газе [1]. Вдали от границы образца электроны в случае квантового эффекта Холла двигаются в ограниченной пространственной области, образец является непроводящим. Вблизи границ, за счет "отражения" электронов возможно инфинитное движение, и протекание тока. Говоря классическим языком, в объеме образца электроны двигаются в магнитном поле по замкнутым орбитам, и образец является изолятором, в то время как на поверхности электроны могут отражаться от границ и возможно протекание тока.

Дальнейшее исследование данного эффекта связано с заменой взаимодействия с внешним магнитным полем спин-орбитальным взаимодействием [2], что привело к открытию топологических изоляторов. Отметим, что, несмотря на растущее число работ по проблематике топологических изоляторов взаимодействие с интенсивным внешним электромагнитным полем (например, с полем предельнокороткого оптического импульса) до сих пор не было рассмотрено, что и послужило стимулом к проведению данного исследования.

В настоящей работе на основании длинноволнового эффективного гамильтониана в случае низких температур исследовано распространение предельно короткого оптического импульса в тонкой пленке топологического изолятора. Электромагнитное поле было рассмотрено классически в рамках уравнений Максвелла. Выявлена зависимость от максимальной амплитуды предельно короткого импульса.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 11-02-97054-р_поволжье_a).

ЛИТЕРАТУРА

1. X.G. Wen // *Advances in physics*. 1995. V. 44. P. 405.
2. S. Murakami, N. Nagaosa, S.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 156804.
3. B.A. Bernevig, T.L. Hughes, Zhang // *Science*. 2006. V. 314. P. 1757.

ПЛЕНЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ СОЛИТОНОВ РАЗЛИЧНЫХ ЧАСТОТ ПРИ ПОПУТНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

А.Н. Бугай,¹ С.В. Сазонов,² А.П. Сухоруков³

¹Объединенный институт ядерных исследований

²Российский научный центр «Курчатовский институт»

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
bugay_aleksandr@mail.ru

Динамическое управление световыми пучками и импульсами при их взаимодействии в нелинейной среде представляет значительный интерес для устройств высокоскоростной оптической обработки информации [1,2]. В настоящей работе проанализированы режимы перестройки скорости и частоты при попутных столкновениях световых импульсов в анизотропной среде, когда все импульсы распространяются в солитонном режиме.

Рассмотрим взаимодействие трех импульсов с частотами ω , 2ω , $\Omega \ll \omega$. Считаем, что Ω лежит в терагерцовом диапазоне частот, а остальные частоты – в оптическом или ИК-диапазонах. Кроме того, пусть длительность терагерцового импульса сопоставима или меньше длительности оптических импульсов, т.е. терагерцовый импульс является предельно коротким.

Распространение и взаимодействие таких импульсов в квадратично-нелинейном кристалле описывается системой уравнений

$$i\left(\frac{\partial \psi}{\partial z} + v_1 \frac{\partial \psi}{\partial t}\right) + \frac{k_2(\omega)}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - g_1 E \psi - b_1 \psi^* \varphi = 0, \quad (1)$$

$$i\left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} + v_2 \frac{\partial \varphi}{\partial t}\right) + \frac{k_2(2\omega)}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + q\varphi - g_2 E \varphi - b_2 \psi^2 = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} + v_3 \frac{\partial E}{\partial t} - \sigma \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + \frac{\partial}{\partial t} (g_3 |\psi|^2 + g_4 |\varphi|^2 + aE^2) = 0. \quad (3)$$

Здесь ψ, φ – огибающие импульсов на основной и удвоенных частотах, соответственно, E – поле терагерцового импульса.

Указанная система обобщает несколько классов солитонных уравнений в квадратичных средах. Так в случае $g_3 = g_4 = 0$, $E = 0$ система (1), (2) описывает генерацию второй гармоники. Когда $\psi = 0$ или $\varphi = 0$ при $a = \sigma = 0$, $v_{1,2} = v_3$ имеем систему уравнений Ядзимы-Ойкавы (однонаправленный вариант уравнений Захарова). Наконец, в случае $\psi = \varphi = 0$ из (3) получим уравнение Кортевега-де-Вриза (КдВ). В последних двух случаях соответствующие уравнения являются интегрируемыми, допуская солитонные режимы распространения. При

генерации второй гармоники интегрируемым является только каскадный предел ($q \gg 1$), когда вместо двух уравнений (1), (2) возникает нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) для величины ψ .

Рассмотрим ситуацию, когда расстройка волновых векторов q велика и $\nu_1 \neq \nu_3$. Пусть в среду подается пробный световой импульс, интенсивность которого достаточна для формирования солитона НУШ на каскадной нелинейности. Пробный оптический импульс взаимодействует с более интенсивным терагерцовым импульсом ($|E| \gg |\psi|$), поле которого предполагаем заданным (солитон КДВ). В данных условиях система (1)-(3) редуцируется к следующему виду:

$$i \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} + \delta \frac{\partial \psi}{\partial \tau} \right) + \frac{k_2(\omega)}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - gE\psi + n_{eff} |\psi|^2 \psi = 0. \quad (4)$$

Считаем, что для каскадного взаимодействия знак коэффициента нелинейности n_{eff} допускает формирование светлого солитона ($n_{eff} k_2(\omega) > 0$).

Таким образом, эволюция пробного солитонного оптического импульса сводится к решению уравнения типа Гросса-Питаевского, возникающего при описании Бозе-конденсатов. Возникающая аналогия с квантово-механической задачей [3] существенно упрощает анализ.

При рассеянии пробного импульса солитонного типа возможны эффекты его отражения, туннелирования и пленения, подобные рассмотренным ранее для несолитонных пробных импульсов [1,2]. Отметим также существенную особенность солитонного режима рассеяния, состоящую в неприменимости приближения типа геометрической оптики. В данном случае необходимо применять вариационный подход [3]. В результате расчетов получен целый набор условий (серия «резонансов») на амплитуду E_m и длительность τ_p терагерцового импульса и отстройку групповых скоростей δ , определяющих захват, туннелирование или отражение пробного оптического солитона.

Полученные результаты подтверждены непосредственным численным интегрированием как уравнения (4), так и исходной системы (1)-(3).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв.РАН. Серия Физическая 2009, Т.73, №12, С.1680.
2. А.П. Сухоруков и др. // Изв.РАН. Серия Физическая 2012, Т.76, №3, С.1680.
3. T. Ernst, J. Brand // Phys.Rev. A 2010, V.81. P.033614.

ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФОТОННОГО ЭХА В РЕЖИМЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

Н.С. Вашурин¹, И.И. Попов¹, С.Э. Путилин², В.Т. Сидорова¹,
С.А. Степанов³, Н.И. Сушенцов³

¹ ФГБОУ ВПО «Марийский государственный университет»

² СПбГУ ИТМО

³ ФГБОУ ВПО «Марийский государственный технический университет»

porov@marsu.ru

Сигнал первичного фотонного эха (ПФЭ) возбуждался фемтосекундными лазерными импульсами в трехслойной неорганической пленке толщиной 300 нм на квантовом переходе, резонансном длине волны возбуждения 400 нм. Резонансная среда содержала три пленки по 100 нм каждая, включала кремний, легированный бором Si(B), кремний, легированный фосфором Si(P) и оксид цинка ZnO [1]. Использовались пленки, полученные методом магнетронного распыления металлов на стеклянной подложке в вакууме. На половину эти пленки состояли из кристаллитов. По результатам рентгеноструктурного анализа около 2% кристаллитов с оптической осью вдоль плоскости пленки, 20 % - с оптической осью под углом 30° к плоскости пленки. Пара лазерных импульсов длительностью 40 фс на длине волны 800 нм под углом α подавались на пленку (рис. 1).

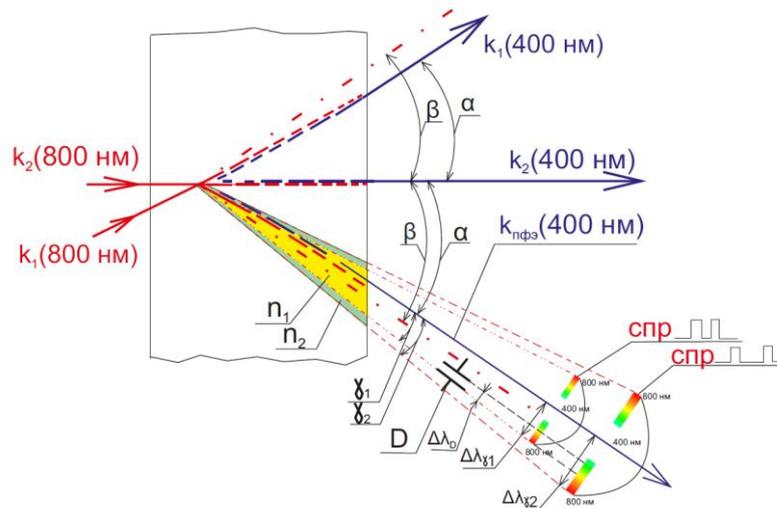


Рис.1. Схема распространения сигналов лазерных импульсов и спонтанного параметрического рассеяния

Первый импульс подавался под углом α к нормали пленки, а второй – вдоль нормали пленки. Таким образом, около 22% кристаллитов возбуждались лазерными импульсами в направлении, ортогональном их оптической оси, когда максимально проявлялась квадратичная

нелинейность среды. Плотность энергии первого лазерного возбуждающего импульса составляла $0,6 \text{ ТВт/см}^2$, второго импульса – $1,5 \text{ ТВт/см}^2$. Эти импульсы обеспечивали режим генерации второй гармоники. Формирующиеся в среде вторые гармоники лазерных импульсов возбуждали в пленке сигнал ПФЭ на длине волны 400 нм . Сигнал ПФЭ по мере нарастания в процессе распространения в резонансной среде выполнял функцию накачки спонтанного параметрического рассеяния (СПР), возникающего благодаря имеющейся квадратичной нелинейности среды. Частота СПР лежала в диапазоне от ω ($\lambda = 400 \text{ нм}$) до $\omega/2$ ($\lambda = 800 \text{ нм}$) [2]. Из-за засветки фотодетектора излучением СПР от возбуждающих импульсов, значительно превышающим по интенсивности сигнал ПФЭ, регистрация эхо сигнала производилась через диафрагму, расположенную в стороне от СПР возбуждающих импульсов, напротив излучения с частотой 800 нм . При поглощении лазерного излучения резонансной средой она становится нелинейной, а показатель преломления среды – переменной величиной, зависящей от амплитуды лазерного излучения. По мере увеличения временного интервала между возбуждающими импульсами уменьшается мощность возбуждающего излучения, состоящего из пары лазерных импульсов. Это приводит к увеличению показателя преломления среды [3], соответственно, – к увеличению волнового вектора сигнальной волны СПР (угла падения излучения сигнальной волны). То есть происходит смещение частоты излучения сигнальной волны СПР, проходящего через диафрагму, в сторону увеличения (ближе к ω) и сужение полосы его частот, обозначенной на рис. 1 как $\Delta\lambda_D$. Расстояние между диафрагмой и возбуждаемой точкой пленки составляло 100 мм , диаметр диафрагмы выбирался 1 мм . Потому телесный угол между краями диафрагмы и возбуждаемой точкой пленки Ω составлял $0,57^\circ$. Угол γ между сигнальной волной СПР и направлением распространения накачки (ПФЭ) перекрывал диапазон длин волн $\Delta\lambda_\gamma$ от 400 до 800 нм . Таким образом, по измеренному $\Delta\lambda_D$ определялся угол γ , характеризующий коэффициент параметрического преобразования излучения накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.И. Попов, Н.С. Вашурин, К.Ш. Газизов, С.Э. Путилин, С.А. Степанов, Н.И. Сушенцов, В.Т. Сидорова // Известия РАН, серия физическая. 2012. Т. 76. № 3. С. 362.
2. Д.Н. Клышко “Фотоны и нелинейная оптика”, М.: Наука, 1980.
3. В.Г. Беспрозванных, В.П. Первадчук “Нелинейная оптика: учеб. пособие”, Пермь: Пермский государственный технический университет, 2011.

БРЭГГОВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ БЕГУЩЕЙ ИНДУЦИРОВАННОЙ РЕШЕТКИ

Т.А. Войтова¹, А.К. Сухорукова², А.П. Сухоруков¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

²Российский государственный геологоразведочный университет им. С. Орджоникидзе
voytova@physics.msu.ru

Бегущую брэгговскую решетку для оптического излучения можно получить, используя нелинейные среды. При этом используется периодическая последовательность импульсов волны накачки, которая модулирует показатель преломления и создает решетку для пробного сигнала. Ранее мы исследовали эффект полного внутреннего отражения сигнального импульса от неоднородности индуцированной одиночным импульсом накачки [1], когда расстройка групповых скоростей не превышала критическую величину. В [2] наблюдалась дискретная дифракция сигнального импульса, помещенного в середину бегущей решетки.

В продолжение наших исследований нелинейно-дисперсионных взаимодействий оптических импульсов мы рассматриваем в данной работе взаимодействие пробного (сигнального) импульса с попутно движущимся цугом импульсов накачки. Здесь возможны различные эффекты в зависимости от величины нелинейности, расстройки и дисперсии групповых скоростей, расстояния между элементами решетки. Сигнальный импульс может полностью или частично отразиться от решетки, пройти решетку насквозь. Часть импульса может отделиться от начального сигнала и двигаться с групповой скоростью решетки. Основная задача – исследовать брэгговское отражение от движущейся решетки, созданной периодической последовательностью импульсов накачки (см. также недавно опубликованную работу [3]). Пространственным аналогом этой задачи является дискретная дифракция волнового пучка на поперечной решетке [4].

В настоящей работе изучена динамика взаимодействия пробного импульса с одним или несколькими импульсами на основной частоте. Найдены условия, при которых последовательность импульсов накачки ведет себя как пространственно-временной аналог брэгговской решетки, обеспечивая полное отражение сигнала от наведенной неоднородности. Также исследована зависимость коэффициента отражения пробного импульса в результате взаимодействия с такой наведенной структурой от величины расстройки групповых скоростей и нелинейного изменения показателя преломления.

Рассмотрим распространение двух оптических импульсов различных частот с амплитудами $E_j = A_j \exp[i(\omega_j t - k_{0j} z)] + \text{к.с.}$, $j = 1, 2$ в среде с кубической нелинейностью и дисперсией второго порядка. Из уравнения

Максвелла можно получить уравнения для медленно меняющихся комплексных амплитуд импульсов A_j :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - i(\gamma_{11}|A_1|^2 + \gamma_{12}|A_2|^2)A_1 \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - \nu \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - i(\gamma_{22}|A_2|^2 + \gamma_{21}|A_1|^2)A_2 \quad (2)$$

где z – продольная координата; $\tau = t - z/u_1$ – бегущее время; $u_j = (\partial k_j / \partial \omega_j)^{-1}$ – групповая скорость; $\nu = u_2^{-1} - u_1^{-1}$ – расстройка обратных групповых скоростей; $D = 1/2 \partial^2 \omega / \partial k^2$ – коэффициент дисперсии второго порядка; $\gamma_j = \frac{\pi \chi_3 \omega_j}{2cn_j}$ – коэффициент нелинейности. В приближении малости

амплитуды сигнального импульса по сравнению с амплитудой накачки $A_2 \ll A_1$, сигнал распространяется в среде с нелинейно индуцированной неоднородностью показателя преломления:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = iD \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - \nu \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - i\gamma_{21}|A_1|^2 A_2, \quad (3)$$

Таким образом, для импульса на сигнальной частоте создается бегущая с групповой скоростью основного импульса индуцированная неоднородность, профиль которой повторяет распределение интенсивности волны накачки. Высокоинтенсивная накачка подается в виде одного или нескольких прямоугольных импульсов. Сигнальный импульс имеет длительность в несколько раз больше длительности импульса на частоте ω_1 (рис. 1а). Динамика отражения представлена на рис. 2.

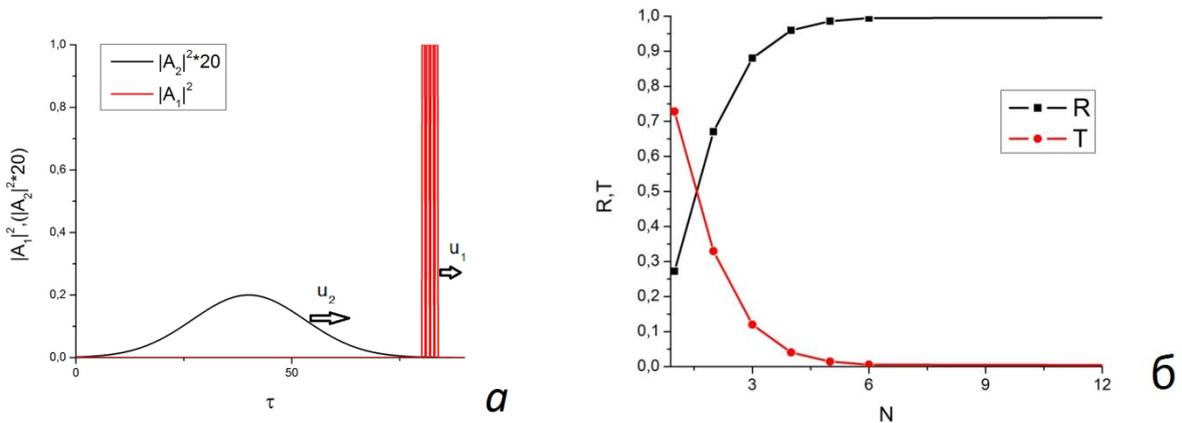


Рис. 1. а) профили входного сигнального импульса и импульса накачки; б) зависимость коэффициентов отражения (R) и прохождения (T) от количества субимпульсов накачки при фиксированных значениях $\nu = 0.2, \gamma_{21} = 2.32$.

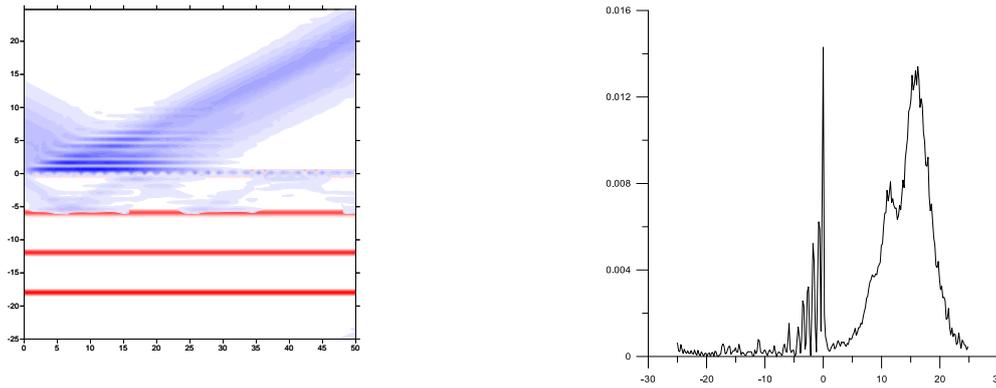


Рис. 2. Отражение сигнального импульса (синий) от решетки, наведенной импульсами накачки (красный): *a* - продольный разрез импульсов, *б* – развертка во времени отраженной части импульса и находящейся внутри решетки; $D = 0.075, T_1 = 10, T_2 = 0.3, \nu = 0.05236 D = 0.075$.

Нами исследовано изменение коэффициента отражения при фиксированных значениях глубины неоднородности и расстройки групповых скоростей в зависимости от количества опорных импульсов. Как видно из рис. 1б, коэффициент отражения (черная кривая) значительно изменяется с увеличением числа импульсов накачки N . Отраженное от каждого следующего импульса излучение складывается в фазе, отражение преобладает над прохождением. И уже при $N = 6$ коэффициент отражения практически не отличается от случая большого числа субимпульсов.

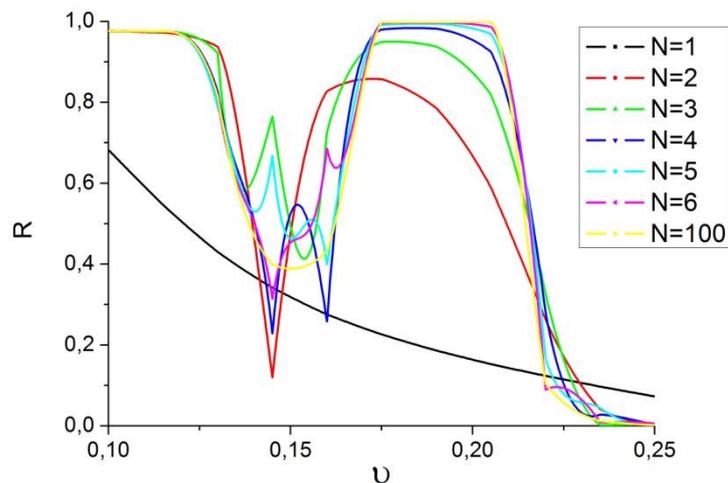


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения от величины расстройки групповых скоростей для различного числа импульсов накачки.

В работе также исследована зависимость коэффициента отражения сигнального импульса от расстройки групповых скоростей (рис. 3).

Нами проведено сравнение отражения сигнального импульса от наведенной решетки и от одиночного импульса накачки при изменении нелинейной части волнового числа, пропорциональной интенсивности

импульса накачки $\Delta k_{nl} = \gamma_{12} A_{10}^2$ (рис. 4). В случае одиночного импульса накачки отраженная энергия возрастает монотонно с ростом γ_{12} . А в случае решетки монотонность нарастания отраженного сигнала нарушается вследствие захвата части сигнального импульса в решетку и распространения этой части со скоростью накачки. Отметим, что при $\gamma_{21} = 15$ интенсивность отражения от решетки превышает отражение от одиночного импульса почти в 3 раза (рис. 4а). Уменьшение коэффициента отражения объясняется тем, что при некоторых нелинейностях значительная часть энергии остается в решетке, не выходя наружу. На рис. 4б приведены коэффициенты отражения и пленения (черный и синий цвета кривых соответственно). Видно, что резкое уменьшение одного соответствует росту другого и наоборот.

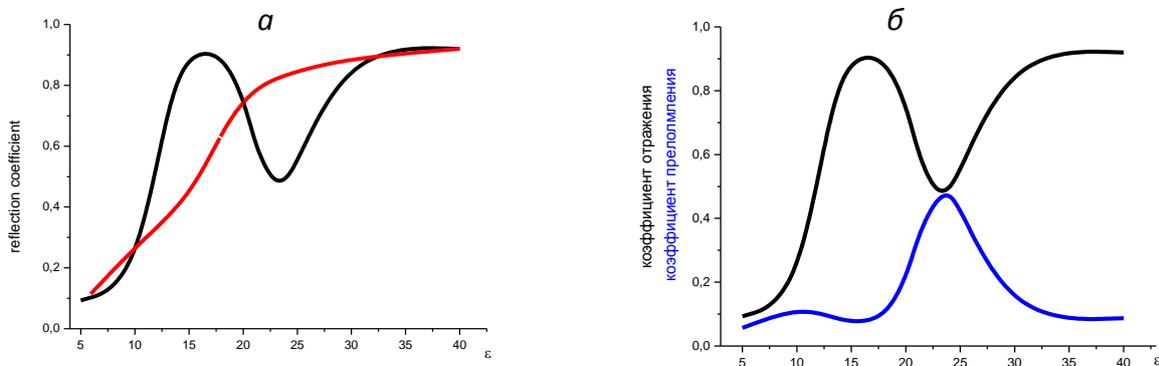


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения сигнального импульса от коэффициента нелинейности. Красная кривая соответствует отражению от одиночного импульса накачки, черная - от решетки; синяя – пленению в решетке: $D = 0.075$, $\nu = 0.5$, $d = 7$.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 11-02-00681 и №12-02-90023-Бел_а., фонда Династия.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.E. Lobanov, A.P. Sukhorukov // Phys. Rev. A. 201082. 033809.
2. Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Серия физическая 2010. Т. 74, № 12. С. 1796-1799.
3. Н. В. Высотина, Н. Н. Розанов, А. Н. Шацев // Оптика и спектроскопия. 2012.Т. 112, № 2. С. 320.
4. В.Е. Лобанов, А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Квантовая электроника. 2008. Т. 38. № 10. С. 951.

КАНАЛИРОВАНИЕ МОЩНОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ

Н. Ю. Вислобоков¹, А. П. Сухоруков²

¹ВФ УО ФПБ «Международный университет «МИТСО»

²МГУ имени М.В. Ломоносова

nkt_2004@mail.ru

В последние годы большой научный и практический интерес вызывают исследования нелинейного распространения и эволюции мощных ультракоротких оптических импульсов в твёрдых телах, когда сильно проявляется влияние ионизационных процессов и значительно влияние плазмы свободных электронов (ПСЭ). Особый интерес представляет изучение распространения и эволюции мощных ультракоротких импульсов в воздухе и твёрдых телах с малой дисперсией групповой скорости, когда множество сложных физических процессов начинают действовать сообща, а влияние ионизационных процессов на эволюцию распространяющегося светового излучения сравнимо с влиянием нелинейности среды.

Актуальность подтверждается достаточно большим вниманием учёных к исследованиям посвящённым изучению закономерностей, особенностей, оптических явлений и эффектов обусловленных распространением мощного фемтосекундного лазерного излучения в твердотельных и газообразных средах [1-5].

В данной работе мы представляем способ задания режима распада мощного лазерного излучения на несколько фрагментов, когда каждый из них (фрагментов) продолжает распространяться в пульсирующем или квазисолитонном режиме на расстояния, в несколько раз превышающие длину одиночного квазисолитона (приставка “квази-“ в данном случае означает, что импульс распространяется с незначительными изменениями формы огибающей интенсивности, предполагается, что квазисолитон хотя и не является настоящим солитоном, но обладает многими солитонными свойствами и обнаруживает так называемое квазисолитонное поведение), в результате чего формируется пульсирующий канал протяжённостью порядка 14 дифракционных длин (≈ 70 мм). Также предложен способ управления количеством и параметрами образующихся субимпульсов.

Результаты исследования могут быть полезны для получения сверхкоротких импульсов, а особенно перспективны, по мнению автора, для получения серий сверхкоротких импульсов, следующих один за другим через ультракороткие промежутки времени. Формирование пульсирующего канала может помочь избежать нежелательных последствий кумулятивного эффекта в диэлектрических материалах [6-7]. Эволюция высокоинтенсивного импульсного пучка, распространяющегося

в диэлектрике с учётом индуцированных ионизационных процессов, описывается самосогласованной системой уравнений рассмотренной в [4].

Рассмотрим динамику изменения мощного ($P_{in}/P_{cr} = 9$) импульсного пучка с начальными параметрами $\tau_p \approx 150$ фс и $w_0 = 30$ мкм, распространяющегося в кварцевом стекле. После прохождения сравнительно короткой фазы самофокусировки, под действием индуцированной плазмы свободных электронов такой лазерный импульс расслаивается в начале на два, а затем и на три филамента меньших мощностей, продолжающих распространяться в кварцевом стекле (рис. 1). Причём если расстояние между первыми двумя филаментами порядка 30 фс, то между вторым и третьим – порядка 90 фс. Сформировавшиеся импульсы можно считать псевдосамостоятельными потому, что каждый из них, за исключением первого, распространяется в поле предыдущих (предыдущего). При распространении эти импульсные пучки могут несколько изменять своё относительное местоположение (сближаться, удаляться друг от друга).

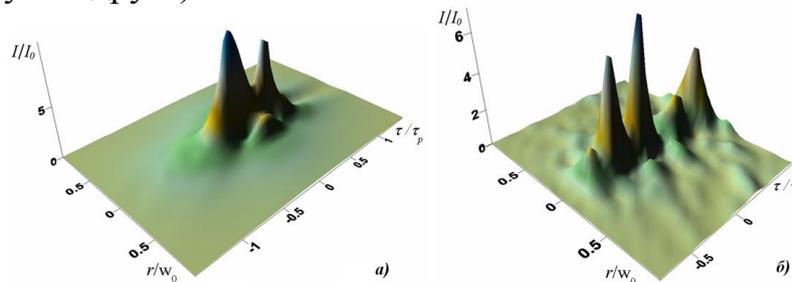


Рис. 1. Эволюция пространственно-временной огибающей интенсивности сверхмощного 150 фс импульсного пучка, расслаивающегося на субимпульсы в кварцевом стекле, через а) $\zeta = 0.30L_{df}$, б) $\zeta = 0.53L_{df}$ от входа в диэлектрик ($\zeta = z/L_{df}$, $L_{df} = 5.267$ мм).

Время релаксации ПСЭ ограничено ($\tau_r \approx 150$ фс), соответственно второй субимпульс, распространяясь в поле первого, подвергается большему дефокусирующему влиянию со стороны ПСЭ, чем предыдущий. Ещё большее влияние электронной плазмы испытывает на себе третий субимпульс. Безусловно, следует заметить, что плотность ПСЭ, в которую попадают второй(третий) филаменты, зависит не только от мгновенных параметров предыдущего(их), но и от временного промежутка, разделяющего субимпульсы: чем дальше друг от друга подимпульсы системы, тем меньше начальная плотность ПСЭ для следующего филамента. Динамика изменения пространственно-временных профилей отдельных субимпульсов такой системы подобна эволюции пространственно-временного профиля лазерного излучения в пульсирующем режиме. Первый филамент при распространении в кварцевом стекле постоянно то фокусируется, то дефокусируется (процесс аналогичен наблюдаемому на рис. 1). Эволюция следующего за ним, второго импульсного пучка, в принципе, аналогична эволюции первого,

однако изменения интенсивности при переходе из фазы фокусировки в фазу дефокусировки, и наоборот – у второго филамента несколько меньше, чем у предыдущего.

Соответственно у третьего филамента пространственно-временная огибающая интенсивности импульсного пучка при распространении претерпевает ещё меньшие флуктуации, пока он распространяется в поле предыдущих филаментов. Изменения интенсивности этого импульсного пучка после его формирования и вплоть до поглощения первого из трёх субимпульсов при $\zeta \approx 6.5 L_{df}$ не превышают 5% от \bar{I} (\bar{I} – среднее значение пиковой интенсивности этого филамента на интервале $\zeta = 0.5 L_{df} \div 6.5 L_{df}$). Можно сказать, что после своего формирования этот лазерный пучок распространяется, как квазисолитон на 31.6 мм ($L_{df} = 5.267$ мм, соответственно $6L_{df} = 31.6$ мм).

В процессе распространения в диэлектрике раньше или позже, в зависимости от параметров излучения и среды (в описываемом случае через $\zeta \approx 6.5 L_{df}$), первый субимпульс теряет свою энергию и “его место” занимает следующий за ним субимпульс (в порядке следования субимпульсов, а не на временной шкале). Далее наблюдается аналогичный процесс распространения системы субимпульсов, но уже из двух составляющих. Через почти $11 L_{df}$ в диэлектрике распространяется уже один импульсный пучок, который на интервале $z \approx 10.5 L_{df} \div 13.5 L_{df}$ проходит через три фокуса, что согласуется с предыдущими результатами нашего исследования (интенсивность этого импульсного пучка в процессе распространения в кварцевом стекле не достигает сверхбольших значений, когда весомым становится вклад туннельной ионизации, и эволюция может быть описана в рамках модели, не учитывающей вклад туннелирования). В общей сложности этот импульсный пучок распространяется в кварцевом стекле в пульсирующем режиме, обусловленном динамической конкуренцией между самофокусировкой и дефокусировкой на индуцированной электронной плазме, на 68.471 мм.

При распространении в кварцевом стекле таких импульсных пучков форма пространственной огибающей интенсивности пучков в которых сфокусирована большая часть энергии остаётся гауссоподобной на протяжении сравнительно большого расстояния, особенно хорошо сохраняется форма пространственной огибающей интенсивности третьего (хвостового) импульсного пучка, вплоть до его поглощения.

Частотный спектр лазерного излучения при таком режиме распространения претерпевает заметные изменения, кроме ожидаемого уширения частотного диапазона в сторону высоких частот, некоторой (хотя и незначительной по сравнению с высокочастотной) континуализации подвергается и низкочастотная компонента спектра, что связано с усилением влияния индуцированных ионизационных и ряда других обусловленных ими процессов (например, фазовой модуляции) на

эволюцию проходящего сверхмощного ($P_{in} > 10P_{cr}$) лазерного излучения фемтосекундной длительности (рис. 5).

Распространение высокоинтенсивного фемтосекундного импульсного пучка в квазисолитонном режиме (в поле предыдущих субимпульсов) характеризуется сравнительно малыми потерями. Энергетические потери субимпульсов, которые распространяются в пульсирующем канале, – больше, и увеличиваются с расстоянием. Причём, чем больших значений достигает пиковая интенсивность пучка на стадии фокусировки, и чем больше длительность импульса – тем большая часть энергии такого импульсного пучка поглощается в процессе распространения.

Предложен способ управления параметрами и протяжённостью пульсирующего канала путём влияния на эволюцию процесса распада фемтосекундного лазерного импульса на субимпульсы.

С точки зрения практического применения достаточно интересным представляется вопрос возможности управления параметрами и протяжённостью пульсирующего канала, например, путём влияния на эволюцию процесса распада фемтосекундного лазерного импульса на субимпульсы. В результате проведённого численного исследования было выявлено, что влиять на эволюцию такой системы мощных сверхкоротких импульсов в диэлектрике можно, регулируя входные параметры лазерного излучения, но этот вопрос требует дополнительного обсуждения.

Таким образом нами представлен способ получения серии сверхкоротких (<50 фс) оптических импульсов, распространяющихся в диэлектрике с интервалом несколько фемтосекунд после распада мощного ($3 < P_{in}/P_{cr} < 10$) 100÷150 фемтосекундного УКИ под воздействием фотоионизации. Показано, что при благоприятных параметрах эти высокоинтенсивные сверхкороткие импульсные пучки продолжают распространяться в кварцевом стекле в квазисолитонном режиме дальше, чем на 30 мм, и пульсирующем, сохраняя форму пучка – на расстояние порядка 70 мм (структура диэлектрика не повреждается).

ЛИТЕРАТУРА

1. V.P. Kandidov, E.O. Smetanina, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin // J. Exp. Theor. Phys. 2011 V 3.No 5. P. 113:3.
2. S. Chin, O. Kosareva, N. Panov, et al. // Laser Physics 2012.V. 22, No 1. P. 53.
3. A. Couairon, A. Mysyrowicz // Phys. Rep. 2007. V. 441. No 5.P. 47-189.
4. N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // Physics of Wave Phenomena 2009.V. 17. No 1.
5. A.A. Ishaaya, et al. // Phys.Rev.A. 2007. V. 75. No 1, P. 2.
6. K. Kieu, et al. // Optics Letters 2009. V. 34. No 3. P. 1058.
7. L. Jun, K. Takayoshi // Sensors. 2010. V 10. No 5 P. 61.

ВКЛАД ОБРАТНОГО ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ФОТОРЕФРАКТИВНЫЙ ОТКЛИК В ТИТАНАТЕ ВИСМУТА

П.В. Зуев, С.С. Шмаков, С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, А.Е. Урбан,
В.С. Горбачев, Ю.Ф. Каргин

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
zuev.p.v@gmail.com

Значительный интерес к флексоэлектрическому эффекту связан с необходимостью описания физических свойств наноструктурированных метаматериалов и явлений, наблюдаемых в устройствах на их основе [1]. Наблюдение обратного флексоэлектрического эффекта, заключающегося в упругих деформациях среды, пропорциональных градиенту электрического поля, в пьезокерамике BST с высокой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_r \sim 13000$) было реализовано, благодаря её гигантскому флексоэлектрическому коэффициенту ($\sim 10^{-4}$ Кл/м), при градиенте ~ 7.5 МВ/м² с использованием лазерного дилатометра на основе сканирующего интерферометра Майкельсона и метода синхронного детектирования [2]. Для монокристаллов с обычными значениями $\epsilon_r \sim 10-100$ оценка флексоэлектрических коэффициентов даёт порядок $10^{-9}-10^{-8}$ Кл/м [3].

В настоящей работе показана возможность определения флексоэлектрического коэффициента μ_{11} фоторефрактивных кристаллов класса силленитов из результатов анализа встречного взаимодействия стационарной опорной волны с фазово-модулированной сигнальной волной на отражательных голограммах в образцах среза (100).

Встречное взаимодействие циркулярно-поляризованной стационарной волны накачки с фазово-модулированной сигнальной волной приводит в кристаллах симметрии 23 к формированию стационарных отражательных фоторефрактивных голограмм за счет диффузионного механизма перераспределения заряда [4]. Фазовая составляющая голограммы в образцах среза (100) определяется следующим распределением напряженности электростатического поля:

$$E_1(x) = m^{(0)}(x)E_{sc} \sin(Kx), \quad (1)$$

где $m^{(0)}(x)$ – медленно меняющийся контраст стационарной части картины интерференции волн сигнала и накачки, имеющей пространственный период $\Lambda = 2\pi/K = \lambda/2n_0$; λ – длина волны света; n_0 – показатель преломления для невозмущенного кристалла и E_{sc} – эффективное поле пространственного заряда. Для среза (100) такое распределение электрического поля не приводит к возникновению упругих деформаций за счет обратного пьезоэлектрического эффекта. Однако анализ показывает, что рассматриваемая голограмма сопровождается продольными упругими деформациями S_1 , вследствие обратного

флексозлектрического эффекта:

$$S_1(x) = \frac{\mu_{11}}{C_{11}} \frac{dE_1(x)}{dx_1}, \quad (2)$$

где C_{11} – компонента тензора модулей упругости. Благодаря фотоупругому эффекту, она вызывает следующие возмущения диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости на частоте световой волны:

$$\Delta\varepsilon_{ii}(x) = -m^{(0)}(x) \left(n_0^4 p_{ii}^E \frac{\mu_{11}}{C_{11}} KE_{sc} \right) \cos(Kx), \quad (3)$$

где p_{ii}^E – компоненты тензора упругооптических коэффициентов.

Однако основной вклад в фоторефрактивный отклик для среза (100), определяемый распределением (1) и линейным электрооптическим эффектом, характеризуется возмущениями двух недиагональных компонент,

$$\Delta\varepsilon_{23}(x) = \Delta\varepsilon_{32}(x) = -m^{(0)}(x) (n_0^4 r_{41}^S E_{sc}) \sin(Kx), \quad (4)$$

где r_{41}^S – компонента электрооптического тензора зажатого кристалла.

Используя далее известную методику [4] и рассматривая волну накачки, сохраняющую левую циркулярную поляризацию, можно получить соотношения для интенсивности сигнального пучка на выходной грани кристалла $x = -d$. На частоте первой гармоники модулирующего сигнала относительная глубина модуляции интенсивности этого пучка определяется выражениями

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = -4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \sin\left(\Gamma_f \frac{d}{2}\right), \quad (5)$$

для его правой циркулярной поляризации на входной грани $x = 0$, и

$$M^{(1)}(-d, \varphi_m) = -4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m) \left\{ \frac{\Gamma_{il}}{4\rho + \Gamma_f} + \left[\sin\left(2\theta_{s0} - (4\rho + \Gamma_f) \frac{d}{2}\right) - \sin(2\theta_{s0}) \right] + \sin\left(\Gamma_f \frac{d}{2}\right) \right\}, \quad (6)$$

для его линейной поляризации в плоскости, составляющей угол θ_{s0} с кристаллографическим направлением [010]. Здесь φ_m – амплитуда фазовой модуляции сигнального пучка; ρ – удельное оптическое вращение кристалла; J_n – функция Бесселя n -го порядка. Коэффициенты связи Γ_{il} и Γ_f , характеризующие соответственно вклад в фоторефрактивный отклик, обусловленный линейным электрооптическим эффектом при левой

циркулярной поляризации волны накачки, и флексоэлектрическим эффектом, определяются выражениями

$$\Gamma_{il} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[r_{41}^S + K \frac{\mu_{11}(\rho_{13}^E - \rho_{12}^E)}{2C_{11}^E} \right] E_{SC}, \quad \Gamma_f = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \frac{\mu_{11}}{C_{11}^E} (\rho_{13}^E + \rho_{12}^E) K E_{SC}. \quad (7)$$

Как следует из соотношений (5)-(7), флексоэлектрический эффект вносит вклад, дополнительный к обычному электрооптическому, в сигнал фазовой демодуляции на первой гармонике при линейной входной поляризации сигнального пучка, и полностью определяет таковой при его правой циркулярной поляризации.

Для проведения экспериментальных исследований использовалась установка, аналогичная описанной в работе [5]. Отражательные голограммы формировались в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Cu,Fe}$ среза (100) с толщиной $d = 1.15$ мм и удельным оптическим вращением $\rho = -9.13$ угл.град/мм излучением с длиной волны 633 нм. Фазовая модуляция сигнального пучка осуществлялась путем его отражения при малом угле падения от зеркала, приклеенного к диффузору электродинамической головки, колеблющейся с частотой 1 кГц. Амплитуда синусоидальных колебаний зеркала l изменялась от 2 до 220 нм, что позволяло варьировать амплитуду фазовой модуляции $\varphi_m \approx 4\pi l / \lambda$. Необходимая поляризация сигнального пучка на входной грани кристалла задавалась с помощью четвертьволновой пластинки или поляризатора. Амплитуда первой гармоники сигнала фазовой демодуляции, выделяемого с использованием фотодиода на нагрузке, измерялась селективным вольтметром.

На рис. 1 точками представлена экспериментально измеренная зависимость относительной амплитуды гармоники $M^{(1)}$ в спектре модуляции интенсивности выходного сигнального пучка, имеющего правую круговую поляризацию на входной грани кристалла, от амплитуды колебаний зеркала. Сплошная кривая на данном рисунке соответствует расчету по соотношению (5) при значении коэффициента связи $\Gamma_f = 0.20 \text{ см}^{-1}$. Экспериментальные данные по поляризационной зависимости $M^{(1)}$ при линейной входной поляризации сигнального пучка, измеренные для $l = 25$ нм, показаны точками на рис. 2. Приведенные здесь результаты теоретического расчета по формуле (6) представлены как с учетом дополнительного вклада обратного флексоэлектрического и упругооптического эффектов во взаимодействие ($\Gamma_{il} = -4.10 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_f = 0.25 \text{ см}^{-1}$, сплошная кривая), так и с учетом только линейного электрооптического эффекта ($\Gamma_{il} = -4.10 \text{ см}^{-1}$, $\Gamma_f = 0$, пунктирная кривая).

Таким образом, полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с моделью встречного взаимодействия,

принимавшей во внимание дополнительный вклад в фоторефрактивный отклик, обусловленный обратным флексоэлектрическим эффектом. Из измеренных значений Γ_{il} и Γ_f можно оценить максимальный градиент поля пространственного заряда отражательной голограммы, $m^{(0)}KE_{sc} \approx 1.9$ ТВ/м², и флексоэлектрический коэффициент, $\mu_{11} \approx (1.9 \div 2.4)$ нКл/м.

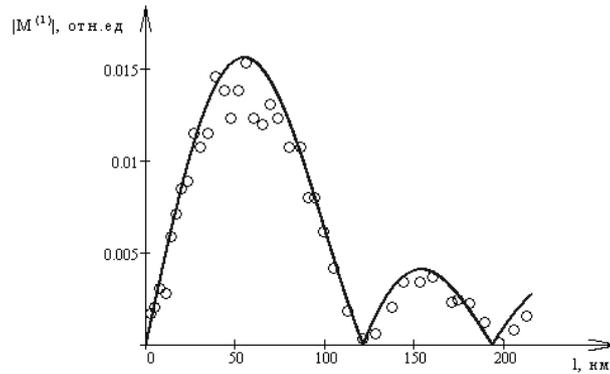


Рис. 1. Зависимость относительной амплитуды гармоники $M^{(1)}$ от амплитуды колебаний зеркала.

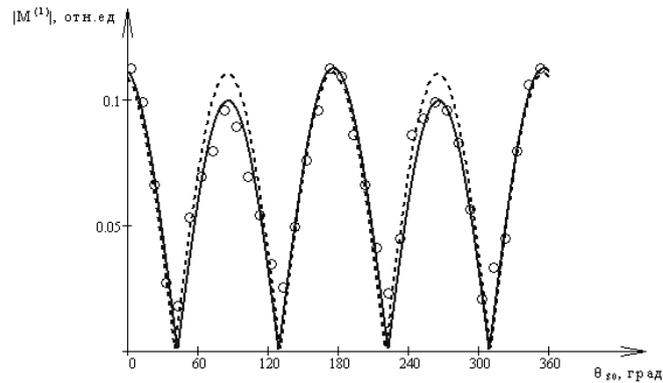


Рис. 2. Поляризационная зависимость для относительной амплитуды гармоники $M^{(1)}$.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2012 г. (проект № 7.2647.2011) и при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагог. кадры инновационной России» (Гос. контракт № 02.740.11.0553).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ну, W. Zhu, N. Li, and L.E. Cross // J. of Applied Phys. 2009. V. 106. P. 104109.
2. J.Y. Fu, W. Zhu, N. Li, and L.E. Cross // J. of Applied Phys. 2006. V. 100. P. 024112.
3. А.К. Таганцев // УФН. 1987. Т. 152. С. 423.
4. S.M. Shandarov, A.A. Kolegov, N.I. Burimov et al. // Phys. Wave Phenomena. 2009. V. 17. P. 39.
5. А.А. Колегов, С.М. Шандаров, Г.В. Симонова и др. // Квантовая электроника. 2011. Т. 41. С. 847.

ИСТОЧНИКИ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

А.А. Калачёв
КФТИ КазНЦ РАН
a.a.kalachev@mail.ru

Использование фотонов в качестве носителей информации в системах оптической квантовой связи и в оптических квантовых компьютерах предполагает создание эффективных источников однофотонных состояний электромагнитного поля. В настоящее время разработка данной проблемы ведётся, в основном, по двум направлениям (см. обзоры [1–4]): создание источников на основе спонтанного излучения одиночных квантовых систем (ионов, квантовых точек, центров окраски) и создание источников на основе нелинейных оптических явлений (спонтанное параметрическое рассеяние и четырёхволновое смешение).

Настоящая лекция посвящена вопросам генерации однофотонных волновых пакетов в режиме спонтанного параметрического рассеяния света в нелинейных средах. Обсуждаются принципы получения чистых однофотонных состояний, наиболее перспективные схемы создания детерминированных однофотонных источников (испускающих фотоны в заданные моменты времени) и последние экспериментальные достижения в этой области. Анализируются основные требования, предъявляемые к однофотонным источникам с точки зрения использования их в оптических квантовых компьютерах и квантовых криптографических сетях. Обсуждаются методы управления временной формой однофотонных волновых пакетов за счёт модуляции импульса накачки [5] и устройств оптической квантовой памяти [6, 7], идеально согласующиеся со спонтанным параметрическим рассеянием в резонаторе.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Castelletto and R.E. Scholten // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2008. V. 41. P. 181.
2. P. Yao, V.S.C. Manga Rao, S. Hughes // *Laser Photonics Rev.* 2010. V. 4. No 4. P. 499.
3. A. Kuhn, D. Ljunggren // *Contemporary Physics.* 2010. V. 51. No 4. P. 289.
4. M.D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, S.V. Polyakov // *Rev. Sci. Instrum.* 2011. V. 82. No 7. P. 071101.
5. A. Kalachev // *Phys. Rev. A.* 2010. V. 81. No 4. P. 043809.
6. A. Kalachev // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 78. No 4. P. 043812.
7. А.А. Калачев // *Оптика и спектроскопия.* 2010. Т. 109. № 1. С. 34.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова

kalinovich@phys.msu.ru

Изучение динамики нелинейного взаимодействия импульсных пучков представляет значительный интерес в оптике для разработки новых сверхбыстрых методов обработки информации. В настоящей работе исследуется эффект отражения импульсных пучков при трехчастотном взаимодействии в квадратично-нелинейных средах.

Ранее были продемонстрированы методы управления характером распространения сигнальных импульсов и пучков [1-3], основанные на явлении полного внутреннего отражения от неоднородности, индуцированной мощным опорным пучком. В этой работе мы показываем, что при взаимодействии импульсных пучков возможны разные комбинации эффектов, возникающих при взаимодействии импульсов или пучков. В частности, возможно одинарное отражение в пространстве или во времени, или двойное отражение, как в пространстве, так и во времени.

Динамика распространения импульсных пучков в случае трехчастотного взаимодействия описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_1}{\partial z} + i \left\{ D_{1x} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + D_{1\tau} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \right\} &= -i\gamma_1 A_3 A_2^* \\
 \frac{\partial A_2}{\partial z} + i \left\{ D_{2x} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + D_{2\tau} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \theta^2} \right\} + v_2 \frac{\partial A_2}{\partial \theta} &= -i\gamma_2 A_3 A_1^* \\
 \frac{\partial A_3}{\partial z} + i \left\{ D_{3x} \frac{\partial^2 A_3}{\partial x^2} + D_{3\tau} \frac{\partial^2 A_3}{\partial \theta^2} \right\} + v_3 \frac{\partial A_3}{\partial \theta} &= i\Delta k A_3 - i\gamma_3 A_1 A_2,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где A_i - комплексная амплитуда импульсных пучков на частоте ω_i , $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, z - координата распространения, x - поперечная пространственная координата, $\theta = t - z/u_1$ - бегущее время, $D_{i_x} = 1/2k_i$ - коэффициент дифракции, D_{i_τ} - коэффициент дисперсии групповых скоростей, $v_i = 1/u_i - 1/u_1$ - расстройка групповых скоростей, $k_i = \omega_i n/c$ - волновое число, u_i - групповая скорость.

На вход в среду подается мощная гауссова накачка на частоте ω_1 . На частоте ω_2 подается слабый сигнальный импульсный пучок гауссова профиля, наклоненный вдоль оси x и распространяющийся с групповой скоростью, отличной от групповой скорости импульсного пучка накачки, $v_2 \neq 0$. При входе в нелинейную среду центр сигнального пучка смещен

относительно накачки как в пространстве по оси x , так и во времени. При распространении вдоль оси z сигнальный пучок смещается к импульсному пучку накачки и взаимодействует с ним. В результате возможно как отражение сигнального пучка в пространстве по координате x , так и во времени по координате θ . При этом в области взаимодействия происходит генерация импульсного пучка на суммарной частоте, однако при оптимальном подборе параметров затем возможна перекачка энергии обратно в сигнальный импульсный пучок.

Было проведено численное моделирование уравнений (1), в результате которого наблюдалось как отражение сигнального пучка, так и его прохождение сквозь накачку в зависимости от начальных условий (рис 1).

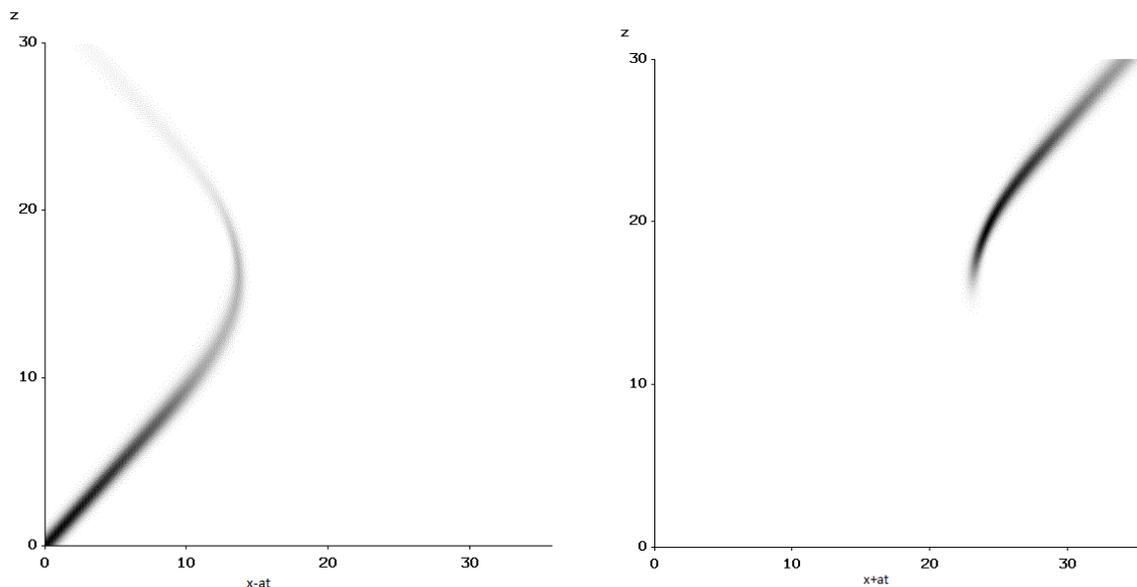


Рис. 1. Амплитуда сигнального пучка при выполнении условия полного внутреннего отражения в бегущем времени θ и частичном прохождении по пространственной координате x .

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 10-02-00796-а, 11-02-00681-а и 12-02-90023-Бел_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.А. Калинович, А.П. Сухоруков // Известия РАН. Сер. физическая. Т. 73. № 12. 2009. С. 1691-1695.
2. A.P. Sukhorukov, V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich // Journal of Russian Laser Research. Vol. 31. № 1. 2010. P. 1-11.
3. Valery E. Lobanov, Anatoly P. Sukhorukov // Phys. Rev. A. Vol. 84. 2011. P. 023821.

ФЕМТОСЕКУНДНОЕ ФОТОННОЕ ЭХО И ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ
СМЕШЕНИЕ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ПРИМЕСНЫХ СРЕДАХ:
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

К.Р. Каримуллин^{1,2}, А.Д. Тиранов^{2,3}, В.А. Зуйков², В.В. Самарцев^{2,3}

¹Институт спектроскопии РАН;

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

³Казанский (Приволжский) федеральный университет.

kamil@isan.troitsk.ru

Поиск и спектроскопическое исследование новых твердотельных материалов тесно связаны с перспективами создания оптических (квантовых) устройств хранения, обработки и передачи информации. В качестве активных сред для таких устройств широко используются кристаллы, допированные рекоземельными ионами. Кроме того активный поиск ведется среди всевозможных твердотельных систем: стекол, полимеров, гетероструктур, метаматериалов с различными примесями (ионы, атомы, молекулы, нанокристаллы, квантовые точки). Исследования таких «сложных» сред могут быть выполнены как методами прямого, так и численного эксперимента. Для моделирования когерентных оптических нелинейных процессов взаимодействия излучения с веществом используется ряд подходов, самыми распространенными из которых являются приближения быстровращающегося поля и медленно-меняющейся огибающей. Методы расчета на основе конечных разностей по времени (finite-difference time-domain – FDTD) широко используются для симуляции процессов взаимодействия света с веществом путем численного решения уравнений Максвелла, а также кинетических уравнений или/и уравнений Блоха для атомных состояний. На основе FDTD метода модель взаимодействия короткого оптического импульса с неоднородно уширенной средой строится без использования вышеуказанных приближений, что позволяет учитывать эффекты, связанные с наличием высокочастотных компонент. При помощи данной техники моделируются спектральные и кинетические характеристики оптических когерентных откликов, например, сигналов фотонного эха [1]. Методика может быть использована для симуляции когерентных откликов в различных резонансных средах со сложной структурой энергетических уровней и сильным неоднородным уширением. Процессы оптической дефазировки (в т.ч. сверхбыстрой фазовой релаксации и спектральной диффузии), ответственные за эволюцию наведенной в твердотельной резонансной системе поляризации, наиболее полно могут быть описаны в рамках динамической теории, развитой в работах И.С. Осадько [2].

Взаимодействие ультракоротких лазерных импульсов с веществом, приводящее к появлению сигналов фемтосекундного фотонного эха, представляет особый интерес в связи с разработками оптической памяти и

оптических процессоров, выполняющих сверхбыстрые логические операции. Выбор активного материала, лежащего в основе таких устройств, определяет максимально возможную информационную емкость. Она может быть оценена как отношение неоднородного уширения среды к однородному, и достигать значения 10^7 для примесных кристаллов, допированных редкоземельными ионами [3]. Сложные неупорядоченные твердотельные структуры (например, полимерные пленки, допированные флуоресцирующими молекулами красителя) также подходят для использования в качестве резонансных сред, поскольку их структура сильно разупорядочена, что приводит к широкой неоднородной полосе поглощения. В случае допированных полимеров ширина линии может превышать несколько терагерц, что позволяет использовать их в процессорах, работающих с широкополосными фемтосекундными оптическими сигналами. Особенности формирования фотонного эха в полимерной пленке были изучены как при низких температурах, так и при комнатной температуре (см., напр., [4]). Логические операции также можно выполнять с фемтосекундными импульсами при комнатной температуре [5], несмотря на существенное увеличение однородного уширения и ограничения на спектр возбуждающих импульсов.

В данной работе методами численного моделирования исследованы особенности формирования сигналов фотонного эха и четырехволнового смешения в резонансных средах с сильным неоднородным уширением под действием лазерных импульсов фемтосекундной длительности. Развитый подход апробирован на примере описания экспериментов по сжатию сигналов фотонного эха и по фемтосекундному эхо-процессингу при комнатной температуре.

Работа поддержана грантами РФФИ (10-02-00004а, 11-02-00040а, 12-02-90000бел), а также ГК № 16.740.11.0590 и грантом Президента РФ НШ № 1049.2012.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Д. Тиранов, К.Р. Каримуллин, В.В. Самарцев // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 3. С. 343.
2. И.С. Осадько “Селективная спектроскопия одиночных молекул” М.: Физматлит, 2000.
3. V.V. Samartsev // Las. Phys. 1998. V. 8. No 6. P. 1198.
4. V.S. Lobkov, K.M. Salikhov, V.V. Samartsev et al. // Las. Phys. Lett. 2006. V. 3. No 1. P. 26.
5. G.M. Safiullin, V.G. Nikiforov, V.S. Lobkov et al. // Las. Phys. Lett. 2009. V. 6. No 10. P. 746.

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА НА ОСНОВЕ ЯЧЕЙКИ С ТЕПЛОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Г.А. Князев

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
g_knyazev@mail.ru

В последнее время в фотонике большое внимание уделяется разработке и исследованию оптоэлектронных автоколебательных систем. В основе данных устройств используются такие приборы как электрооптические и акустооптические модуляторы охваченные цепью положительной обратной связи. Оптическое излучение в данных системах детектируется фотоприемником, сигнал с фотоприемника используется для управления коэффициентом модуляции лазерного излучения.

В подобных системах при наличии запаздывания в системе обратной связи могут быть реализованы как режимы стабилизации интенсивности лазерного излучения, так и автоколебательные режимы. В последнем случае могут наблюдаться как регулярные, так и хаотические колебания.

В данной работе рассмотрена новая разновидность оптоэлектронных генераторов. Автоколебания реализованы в системе, построенной на основе взаимодействия оптических пучков в среде с тепловой нелинейностью показателя преломления. Известно, что при взаимодействии оптических пучков в среде с кубической нелинейностью может быть реализован эффект полного отражения сигнального пучка от пучка накачки []. В связи с тем, что взаимодействие света в среде с тепловой нелинейностью характеризуется нелокальностью и инерционностью [] существует возможность реализовать режим автоколебаний аналогично существующим оптоэлектронным системам.

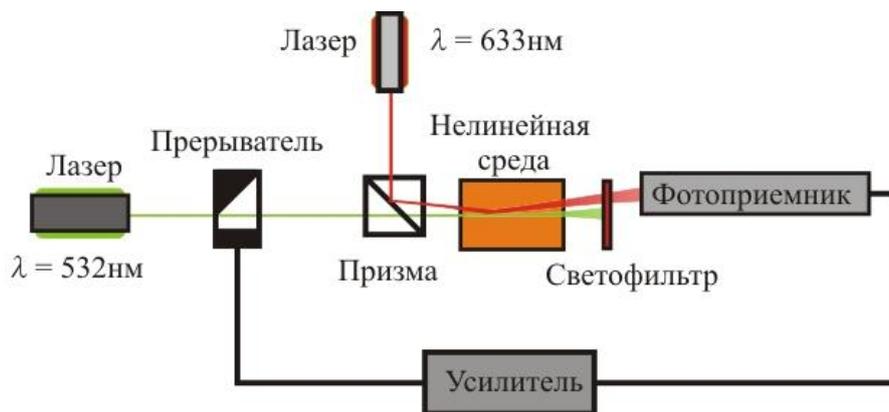


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Данная автоколебательная система была реализована в эксперименте. В качестве нелинейной среды была использована жидкая эпоксидная

смола, так как данный материал характеризуется высокой тепловой нелинейностью и высоким коэффициентом вязкости. На рисунке 1 показана схема эксперимента. Сигнальный пучок в эксперименте генерировался полупроводниковым лазером с длиной волны 633 нм. В качестве источника волны накачки использовалась вторая гармоника YAG-лазера. Мощность волны накачки могла регулироваться от 10 мВт до 310 мВт.

Пучок накачки нагревал среду, распространяясь через нее, и формировал неоднородность показателя преломления. Длины волн сигнального пучка и пучка накачки были выбраны таким образом, чтобы поглощения сигнальной волны в нелинейной среде не происходило, поэтому влияния сигнального пучка на свойства среды не происходило. Сигнальный пучок, направленный под малым углом к накачке испытывал полное отражение от оптической неоднородности в случае, если распределение температуры в среде пришло к стационарному во времени состоянию.

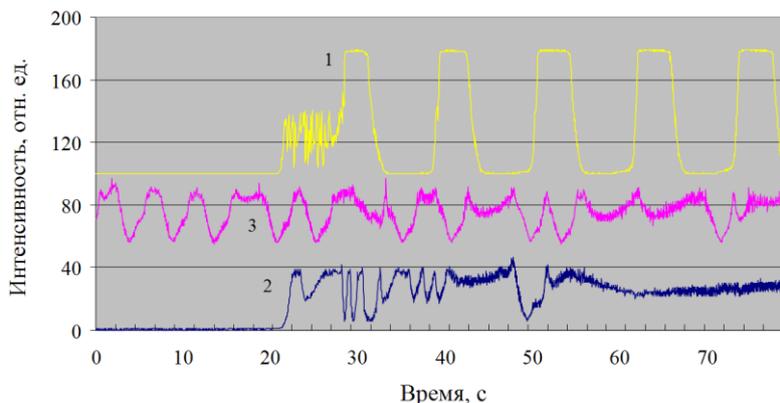


Рис. 2. Экспериментальное распределение интенсивности сигнала на фотоприемнике (1 – регулярные колебания, 2 и 3 – стохастические колебания)

Таким образом, в процессе нагрева среды волной накачки сигнальный пучок сканировал в пространстве, угол отклонения пучка со временем увеличивался. Как только интенсивность излучения сигнальной волны попадающей в фотоприемник (см. рис. 1) достигала определенного значения, срабатывал прерыватель, и интенсивность накачки уменьшалась практически до нуля. В связи с тем, что взаимодействие пучков в среде с тепловой нелинейностью показателя преломления обладает существенной инерционностью, при отключении накачки угол отклонения сигнальной волны уменьшался постепенно. После того, как сигнальный пучок отклонялся на некоторый угол, интенсивность света, попадающего в фотоприемник, уменьшалась ниже уровня срабатывания прерывателя, пучок накачки вновь направлялся в нелинейную среду.

На рисунке 2 показано измеренное в эксперименте распределение во времени интенсивности излучения сигнальной волны, попадающей в

фотоприемник. Можно видеть, что в зависимости от положения фотоприемника в системе реализуются регулярные (кривая 1) или аperiodические (кривые 2 и 3) колебания. Аperiodичность связана с конечным временем срабатывания прерывателя.

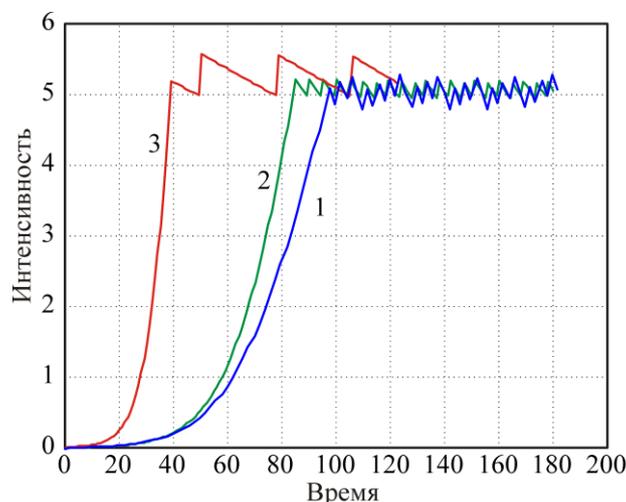


Рис. 3. Рассчитанное распределение интенсивности сигнального пучка (1 – коэффициент теплопроводности среды χ , 2 – коэффициент теплопроводности $0,5 \chi$, 3 – коэффициент теплопроводности $0,1 \chi$).

Помимо экспериментального исследования было проведено численное моделирование данной автоколебательной системы. На рисунке 3 приведены кривые распределения интенсивности сигнальной волны, приходящейся на выделенную узкую область пространства для различных значений коэффициента теплопроводности. Можно видеть, что при высокой теплопроводности среды колебания также перестают быть периодическими, так как сказывается конечный шаг интегрирования по времени, что эквивалентно конечному времени срабатывания прерывателя в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 12-02-90023-Бел_a, 12-02-01119-a, 11-02-00681-a.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН, Сер. физ. 2010. Т. 74, № 12. С. 1789.
2. V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich, A.P. Sukhorukov, F. Bennet and D. Neshev // Laser Physics. 2009. V. 19. № 5. P. 1112.
3. Д.В. Горбач, О.Г. Романов, А.П. Сухоруков, А.Л. Толстик // Изв. РАН, Сер. физ. 2010. Т. 74, № 12. С. 1706.

«ПЕРЕПУТАННЫЕ» ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ СИГНАЛЫ СВОБОДНОЙ СВЕТОВОЙ ИНДУКЦИИ В СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

А.В. Леонтьев¹, В.С. Лобков¹, Т.Г. Митрофанова¹, В.В. Самарцев^{1,2},
А.Г. Шмелев¹

¹Казанский ФТИ КазНЦ РАН

²Казанский федеральный университет
samartsev@samartsev.com

Данное исследование посвящено особенностям формирования оптических переходных процессов [1] в условиях двухфотонного поглощения (ДФП). Наиболее простым из этих процессов является свободная световая индукция (ССИ), представляющая собой когерентный оптический отклик резонансной среды на единственный возбуждающий импульс, длительность которого Δt короче времен всех необратимых процессов дефазировки T_d . Но у этого отклика имеется серьезный недостаток – его волновой вектор \mathbf{k}_i направлен туда же, что и волновой вектор \mathbf{k} возбуждающего импульса, а это создает серьезные технические трудности при его оптическом детектировании. Для преодоления этих трудностей используются уширения типа техники штарковских переключений [2] или техники обращенной индукции [3]. Возникает вопрос: нельзя ли резонансно возбуждать сигнал свободной световой индукции (ССИ) двумя лазерными пучками с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 ? Ответ на этот вопрос: в одноквантовом режиме нельзя, поскольку энергия кванта одного из пучков останется незадействованной. Но это можно делать в двухквантовом режиме возбуждения, когда в условиях ДФП один фотон (с волновым вектором \mathbf{k}_1) берется из одного пучка, а второй фотон (\mathbf{k}_2) – из другого пучка. В резонансной среде формируется перепутанное состояние фотонов (когерентная суперпозиция) по волновым векторам [4]. Трехволновое смешение (две волны возбуждения и отклика) возможно лишь в условиях ДФП. Тогда четырехволновое смешение (три волны возбуждения и волна отклика) возможно лишь в условиях трехфотонного поглощения. Такие отклики мы назвали «перепутанными».

Известно [1], что короткоимпульсное воздействие на резонансную среду приводит к возбуждению рабочих частиц (электронов) в суперпозиционное состояние. Далее мы будем следовать работе [5], посвященной возбуждению динамических (transient) интерферограмм в условиях ДФП. Разница между нашим расчетом и расчетом, приведенном в работе [5], состоит в том, что в работе [5] волновые векторы \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 параллельны и процесса «перепутывания» не происходит. Отметим, что резонансное воздействие на кристалл CdS (с шириной запрещенной зоны

2,48 эВ) фемтосекундных импульсов излучения титан-сапфирового лазера на длине волны 790 нм возможно в двухфотонном режиме [6]. Ранее [7], в этом режиме методом фотонного эха было установлено значение $T_d = 170$ фс при комнатной температуре. Следуя [5], волновую функцию электрона в суперпозиционном состоянии запишем в виде:

$$|\psi(t, \omega_e)\rangle = |0\rangle + a(t, \omega_e)|b\rangle$$

где $|0\rangle$ – волновая функция основного состояния; $|b\rangle$ – волновая функция возбужденного состояния, в котором электрон оказался под действием двух фотонов с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 ; $a(t, \omega_e)$ – амплитуда вероятности найти электрон в этом состоянии в результате ДФП. Расчет показал, что

$$a(t, \omega_e) = 2i\hbar^{-1} E_0^2(\omega_e - 2\omega_L) \cdot \cos\varphi \cdot Q \cdot \exp[-i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)r].$$

где $E_0(\omega_e - 2\omega_L)$ – фурье-образ огибающей импульсов с несущей частотой ω_L ; φ – угол между \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 ; Q – параметр двухфотонного электродипольного перехода; ω_e – частота ДФП электрона из валентной зоны в зону проводимости. Знание волновой функции $|\psi(t, \omega_e)\rangle$ позволяет найти среднее значение поляризации и электрическое поле отклика, а затем и его интенсивность. Расчет показал, что условие пространственного синхронизма отклика (ПССИ) имеет вид:

$$\mathbf{k}_{\text{ПССИ}} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2,$$

откуда следует, что при угле $\varphi = 60^\circ$ волновые векторы \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 и $\mathbf{k}_{\text{ПССИ}}$ образуют равносторонний треугольник. Ситуация пояснена на рис.1 для двух значений угла φ (60° и 45°). Обратим внимание на то, что при $\varphi = 45^\circ$ основание треугольника (т.е. $|\mathbf{k}_{\text{ПССИ}}|$, а значит и несущая частота сигнала ПССИ) меньше и возможна угловая спектроскопия [8].

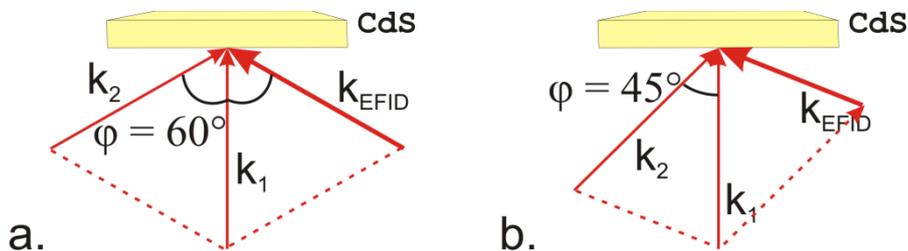


Рис. 1. Взаимное расположение волновых векторов \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 и $\mathbf{k}_{\text{ПССИ}}$ при значениях угла φ : 60° (а) и 45° (б)

Экспериментально снятые «перепутанные» кривые спада в образце CdS при комнатной температуре (в условиях ДФП) при двух значениях угла φ (60° и 45°) приведены на рис.2.

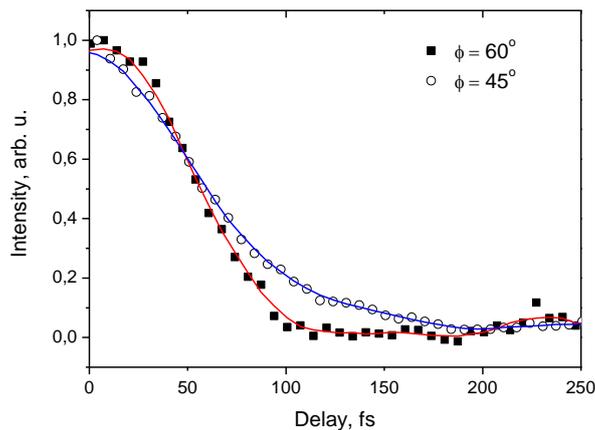


Рис. 2. Экспериментальные временные спады сигналов ПССИ при двух значениях угла φ между пучками (60° и 45°). Длительность импульсов равна 50 фс.

Время спада сигнала ПССИ определяется либо неоднородным уширением, либо оптической дефазировкой. Из рис.2. следует, что время спада близко к значению $T_d=170$ фс.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 09-02-00136-а, № 11-02-00040-а и № 12-02-90000_Бел-а), Программой Президиума РАН «Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы» и Программой ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее применение».

ЛИТЕРАТУРА

1. И.В. Евсеев, Н.Н. Рубцова, В.В. Самарцев «Когерентные переходные процессы в оптике» М.: Наука, 2009.
2. R.G. Brewer, R.L. Shoemaker // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P.631.
3. В.А. Зуйков, В.В. Самарцев, Е.А. Туриянский // Письма жур. тех. физики. 1982. Т. 8. С. 653.
4. Д. Бауместер, А. Экерт, А. Цайлингер «Физика квантовой информации» М.: Постмаркет, 2002.
5. A.Rebane, M. Drobyshev, A. Korotki // Jour. of Lumin. 2002. V. 98. P.341.
6. E. Hillmann, J. Voight, W. Redlin // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 4181.
7. K.V. Ivanin, A.V. Leontyev, V.V. Samartsev et.al. // Laser Phys. Lett. 2009. V.6. P.644.
8. С.А. Козлов, В.В. Самарцев «Основы фемтосекундной оптики» М.: Наука, 2009.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ
ИМПУЛЬСОВ В ПРИМЕСНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ В
ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДАХ

А.В. Пак¹, Н.Н. Янющкина¹, М.Б. Белоненко^{2,3}

¹Волгоградский Государственный Университет, 40062, Волгоград, Россия

²Волгоградский Институт Бизнеса, 400048, Волгоград, Россия

³Entropique Inc., London, N6J 3S2, ON, Canada

pak.anastasia@gmail.com

В работе рассмотрен импульс переменного электрического поля, распространяющийся в системе примесных углеродных нанотрубок.

Гамильтониан электронной подсистемы можно записать в виде [1]:

$$H = \sum_{j\Delta\sigma} t_0 a_{j\sigma}^+ a_{j+\Delta\sigma} + h.c., \quad (1)$$

где $a_{j\sigma}^+, a_{j\sigma}$ - операторы рождения (уничтожения) электронов на узле j со спином σ , t_0 - интеграл перескока, определяемый перекрытием волновых функций электронов в соседних узлах.

Спектр электронов, описывающий свойства электронной подсистемы в отсутствие кулоновского отталкивания $\varepsilon_q(k)$, но с учетом присоединения к поверхности атомов примеси для УНТ типа zig-zag имеет вид [2]:

$$E_l(k) = \frac{1}{2} \left[\varepsilon_k + \varepsilon_{l\sigma} \pm \sqrt{(\varepsilon_k - \varepsilon_{l\sigma})^2 + 4 \frac{N_{imp}}{N} |V_{lj}|^2} \right], \quad (2)$$

где ε_k - спектр электронов идеальной нанотрубки, $\varepsilon_{l\sigma}$ - энергия электрона на примеси l со спином σ , V_{lj} - матричный элемент гибридизации состояний электронов примеси l и атома j кристалла, N_{imp} - число атомов примеси, N - число элементарных ячеек. Выражение для ε_k имеет вид [3]:

$$\varepsilon_q(k) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ak) \cos(\pi q/n) + 4 \cos^2(\pi q/n)}$$

где $q=1, 2 \dots n$, нанотрубка имеет тип $(n,0)$, $\gamma \approx 2.7$ eV, $a = 3b/2\hbar$, $b = 0.142$ нм длина С-С связи.

Уравнения Максвелла для случая немагнитных диэлектрических сред приводятся к виду [4]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (3)$$

где \mathbf{E} - электрическое поле световой волны, $\mathbf{P}_L = \alpha \mathbf{E}$ - линейный по полю поляризационный отклик среды, $\mathbf{P}_{NL} = \eta |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}$ - нелинейная часть поляризационного отклика, t - время, c - скорость света в вакууме. Была

взята сама простая модель, описывающая нелинейность среды, в которой полагается, что вектор поляризации \mathbf{P} параллелен вектору \mathbf{E} .

Уравнение (3) изменяется в случае описания распространения импульсов с широким спектром в линейной среде (в случае, когда $\eta=0$) [5]. Зависимость линейного показателя преломления изотропных оптических сред n от частоты света ω в диапазоне их прозрачности с практически сколь угодно точностью может быть описана соотношением вида [6]:

$$n^2(\omega) = N_0^2 + 2cN_0a\omega^2 + 2cN_0a_1\omega^4 + \dots - 2cN_0b\omega^{-2} - 2cN_0b_1\omega^{-4} \quad (4)$$

где $N_0, a, a_1, \dots, b, b_1, \dots$ – эмпирические константы дисперсии среды. Дисперсионное соотношение (4) порождает волновое уравнение вида:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \mathbf{E}}{\partial t^4} + \frac{2N_0}{c} a_1 \frac{\partial^6 \mathbf{E}}{\partial t^6} - \dots + \frac{2N_0}{c} b \mathbf{E} - \frac{2N_0}{c} b_1 \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{t'} \mathbf{E} dt'' + \dots (5)$$

Уравнение (5) описывает распространение импульсов вдоль оси x в прямом и обратном направлениях. Сопоставляя уравнения (3) и (5) и ограничиваясь в ряде четвертой производной, можно убедиться в том, что обобщением уравнения (5) с учетом нелинейности среды является уравнение вида:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 A}{\partial t^4} - \frac{2N_0}{c} b A + \frac{4\pi}{c} j - \frac{1}{c^2} (1 + 4\pi\alpha) \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{12\pi\eta}{c^4} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)^2 = 0 \quad (6)$$

Вектор – потенциал \mathbf{A} считается имеющим вид $\mathbf{A} = (0, 0, A(x, t))$.

Стандартное выражение для плотности тока имеет вид:

$$j_0 = e \sum_{ps} v_s \left(p - \frac{e}{c} A(t) \right) \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle \quad (7)$$

где $v_s(p) = \frac{\partial \varepsilon_s(p)}{\partial p}$, а скобки означают усреднение с неравновесной матрицей плотности $\rho(t)$: $\langle B \rangle = Sp(B(0)\rho(t))$. Учитывая, что $\rho_0 = \exp(-H/kT) / Sp(\exp(-H/kT))$ (k – постоянная Больцмана, T – температура), скорость $v_s(p)$ можно разложить в ряд Фурье:

$$v_s(p) = \sum_k A_{ks} \sin(kp)$$

$$A_{ks} = \frac{1}{2\pi} \sum_p v_s(p) \sin(kp)$$

Тогда: $v_s \left(p - \frac{e}{c} A(t) \right) = \sum_k A_{ks} \sin(kp) \cos\left(\frac{ke}{c} A(t) \right) - \cos(kp) \sin\left(\frac{ke}{c} A(t) \right)$,

и учитывая, что функция распределения $\rho(0)$ – четная функция квазиимпульса p , которая при усреднении $\sin(kp)$ даст ноль, можно записать:

$$v_s(p - \frac{e}{c} A(t)) = -\sum_k A_{ks} \cos(kp) \sin\left(\frac{ke}{c} A(t)\right). \quad (8)$$

Подставляя получившийся результат в (7) и выполним суммирование по s и p :

$$j_0 = -en_0 \sum_k B_k \sin\left(\frac{ke}{c} A(t)\right) \\ B_k = \sum_{s=1}^m \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dp A_{ks} \cos(kp) \frac{\exp(-\beta \varepsilon_s(p))}{1 + \exp(-\beta \varepsilon_s(p))}, \quad (9)$$

где n_0 - концентрация равновесных электронов в графене, $\beta = 1/kT$.

Учитывая все вышесказанное уравнение (5) после обезразмеривания может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x'^2} - (1 + 4\pi\alpha) \frac{\partial^2 B}{\partial t'^2} - 12\pi\eta \frac{\partial^2 B}{\partial t'^2} \left(\frac{\partial B}{\partial t'}\right)^2 + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 B}{\partial t'^4} - \frac{2N_0}{c} bB + \\ + \sin(B) + \sum_{k=2}^{\infty} B_k \sin(kB) = 0 \quad (10) \\ B = \frac{eaA}{c}; x' = \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi\gamma}; t' = t \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi n_0 \gamma |B_I|};$$

Исследуемое уравнение (10) решалось численно при помощи прямой разностной схемы типа крест [15]. Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости. Шаги разностной схемы уменьшались последовательно в два раза, то тех пор пока решение не изменялось в 8-ом значащем знаке. Начальное условие выбиралось в виде гауссова импульса:

$$B(x, t) = Q \cdot \exp(-(x - vt)^2 / \gamma) \\ \gamma = (1 - v^2)^{1/2},$$

где Q - амплитуда импульса.

В заключении сформулируем основные результаты данной работы:

1. Получено эффективное уравнение, описывающее динамику предельно коротких оптических импульсов в примесных углеродных нанотрубках с учетом дисперсии и нелинейности среды. В качестве примесей рассматривался атомарный водород.

2. Установлено, что на форму предельно коротких оптических импульсов влияет величина начальной амплитуды импульса, что связано с характером нелинейности углеродных нанотрубок.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 11-02-97054-р_поволжье_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Изюмов “Теория сильно коррелированных систем. Метод производящего функционала”, Н. И. Чашин, Д. С. Алексеев. – М.: Регулярная и хаотическая динамика, 2006 г. – 384 с.
2. A.V. Pak, M.V. Belonenko, A.S. Popov, N.G. Lebedev, A.V. Zhukov // *Physics Letters A*. 2011. V. 375. P. 946.
3. П. Харрис “Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века” М.: Техносфера, 2003 г. – 336 с.
4. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. “Теория волн” М.: Наука, 1990. 432 с.
5. С.А. Козлов // *Вестник молодых ученых. Серия Физическая*. 2000. Т.1. С.7.
6. М. Борн, Э. Вольф Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
7. A.M. Nemilentsau, G.Ya. Slepyan, A.A. Khutchinskii, S.A. Maksimenko // *Carbon*. 2006. V. 44. P. 2246-2253.
8. Н.С. Бахвалов “Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения)” М.: Наука, 1975. 632 с.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ С ДИСПЕРСИЕЙ

О.И. Пасека, А.П. Сухоруков

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

paseka@physics.msu.ru

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, медицине, спектроскопии и диагностике сверхбыстрых процессов и материалов, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом, в телекоммуникационных системах и других областях [1]. Импульсы, содержащие всего три - пять осцилляций поля, получены экспериментально в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн с помощью параметрических генераторов [2, 3]. Для получения ПКИ используются различные методы компрессии импульсов с фазовой модуляцией в средах с частотной дисперсией (волокнах, решетках и др.). Оптические импульсы приобретают фазовую модуляцию в самих лазерах или при распространении в нелинейных и диспергирующих средах. В нелинейных средах для сжатия импульса используется эффект самокомпрессии [4, 5]. В последнее время выполнены работы по сжатию импульсов, обладающих спектральным суперконтинуумом [6]. Сильная компрессия достигнута при параметрическом усилении импульсов с чирпом частоты [2, 3, 7-9]. Огромной дисперсией, необходимой для эффективной компрессии, обладают полые фотонные волокна, заполненные газом [10].

В данной работе исследуются процессы распространения и компрессии оптических импульсов, состоящих из малого числа колебаний, в нелинейной диспергирующей среде. Изучается распространение обыкновенной и необыкновенной компонент поля в анизотропной среде при наличии групповой и фазовой расстройек. Приводятся результаты численного моделирования связанных уравнений для компонент электрического поля.

В работе анализируется система уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial z} &= \Gamma_1 \frac{\partial^3 E_1}{\partial \tau^3} + \beta \frac{\partial(E_1 E_2)}{\partial \tau} \\ \frac{\partial E_2}{\partial z} &= \Gamma_2 \frac{\partial^3 E_2}{\partial \tau^3} + \frac{\beta}{2} \frac{\partial E_1^2}{\partial \tau} + \nu \frac{\partial E_2}{\partial \tau} \end{aligned} \quad (1)$$

где E_1 и E_2 - компоненты полного поля в анизотропной среде, $\nu = \frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2}$ -

расстройка скоростей, $\tau = t - \frac{z}{c_1}$ - бегущее время, Γ_i - коэффициент

дисперсии третьего порядка, $i=1,2$, β - коэффициент квадратичной нелинейности. Для возможности сжатия импульса существенно то, что в уравнении (1) перед четвертым слагаемым стоит знак минус. Среда полагается диэлектрической и однородной. Начальный импульс, подаваемый на вход в среду, имеет вид

$$\begin{aligned} E_1(z=0, \tau) &= E_{10} e^{-\tau^2/T_0^2} \sin(\omega_1 \tau) \\ E_2(z=0, \tau) &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнение (1) решается численными методами с начальным условием вида (2). Наблюдается процесс генерации второй гармоники (при некоторых значениях параметров системы (1)). Например, на рисунке 1 легко заметить сгенерированный импульс на удвоенной частоте, который затем вместе с первым претерпевает дисперсионное расплывание.

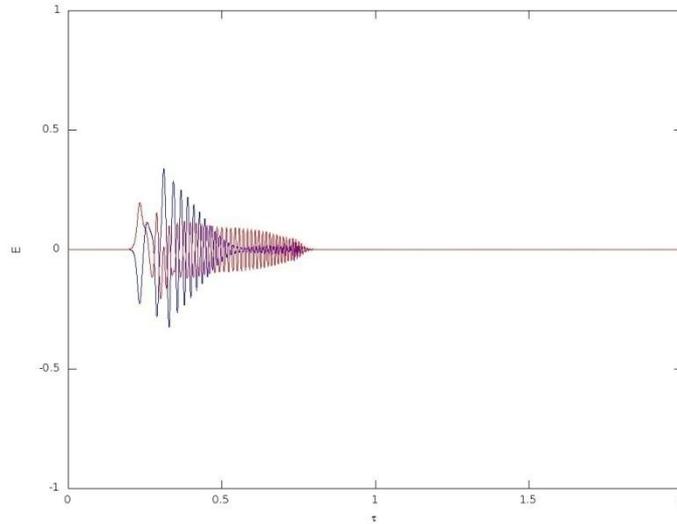


Рис. 1. График зависимости нормированного поля связанных импульсов от бегущего времени (синий цвет-первый импульс, красный-второй, сгенерированный).

Также существует второй подход к решению системы (1), где считается медленно меняющимся не профиль волны, а ее амплитуда, это метод ММА. Подставим в систему (1)

$$\begin{aligned} E_1 &= \frac{1}{2} (A_1(z, \tau) e^{i\omega_1 \tau} + A_1^*(z, \tau) e^{-i\omega_1 \tau}) \\ E_2 &= \frac{1}{2} (A_2(z, \tau) e^{i\omega_2 \tau} + A_2^*(z, \tau) e^{-i\omega_2 \tau}) \end{aligned} \quad (3)$$

и получим после преобразований

$$\begin{aligned} 3\Gamma_1 \omega_1^2 &= D, \\ z' &= z, \quad \tau' = \tau - Dz, \\ q_1 &= \Gamma_1 \omega_1^3, \quad q_2 = \Gamma_2 \omega_2^3 - v\omega_2 \\ \Delta k &= q_2 - 2q_1 = 8\Gamma_2 \omega_1^3 - 2v\omega_1 - 2\Gamma_1 \omega_1^3 = 2\omega_1^3 (4\Gamma_2 - \Gamma_1) - 2v\omega_1 \end{aligned} \quad (4)$$

систему

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \tilde{A}_1 e^{-iq_1 z}, \quad A_2 = \tilde{A}_2 e^{-iq_2 z}, \quad D_1 = 3\Gamma_1 \omega_1, \quad D_2 = 3\Gamma_2 \omega_2, \quad \frac{\beta \omega_1}{2} = \gamma \\
 \frac{\partial \tilde{A}_1}{\partial z} &= +iD_1 \frac{\partial^2 \tilde{A}_1}{\partial \tau'^2} + i\gamma \tilde{A}_1^* \tilde{A}_2 e^{-i\Delta k z} \\
 \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} &= +iD_2 \frac{\partial^2 \tilde{A}_2}{\partial \tau'^2} - (3\Gamma_2 \omega_2^2 - 3\Gamma_1 \omega_1^2 - \nu) \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial \tau'} + i\gamma \tilde{A}_1^2 e^{+i\Delta k z}
 \end{aligned} \tag{5}$$

Интересно отметить, что система (5), использующая пренебрежения МММА, дает численные результаты, близкие к системе (1) с начальным условием аналогичным (2) только для случая, когда начальное число подаваемых импульсов велико, больше 10. Это объясняется тем, что в (5) при использовании подстановки (3) в волновых числах для обоих импульсах появляются дополнительные слагаемые, характеризующие свойства среды. Групповая и фазовая расстройки вносят свой вклад в картину распространения импульсов в такой среде.

Автор благодарит за поддержку РФФИ (проект 11-02-00681), а также Минобрнауки РФ (ГК 16.740.11.0577).

ЛИТЕРАТУРА

1. Й. Херман, Б. Вильгельми “Лазеры сверхкоротких световых импульсов” М.:Мир, 1986.
2. A. Baltuska, Z. Wei et al. // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 102.
3. T. Beddard, M. Ebrahimzadeh // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 1052.
4. С.А. Ахманов, В.А. Вислоух, А.С. Чиркин “Оптика фемтосекундных лазерных импульсов” М.: Наука, 1988.
5. Г. Агравал “Нелинейная волоконная оптика” М.:Наука, 1996.
6. J.M. Dudley, S. Coen // Optics Express. 2004. V. 12, №. 11. P. 2423.
7. P. Kinsler, G. H. C. New // Phys. Rev. A 67. 2003.
8. S. Witte, R. Zinkstok, et al. // Optics Express. V. 13. № 13. P. 4903. 2005.
9. F.Tavella, Y. Nomura et al. // Opt. Lett. V. 32, № 15. P. 2227. 2007.
10. M. Nurhuda, A. Suda, M. Kaku and K. Midorikawa // Appl. Phys. B. V. 89. P. 209. 2007.

УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ЗА СЧЕТ ВНУТРЕННЕЙ САМОФОКУСИРОВКИ В КРИСТАЛЛАХ KDP С ИНКОРОПОРИРОВАННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ АНАТАЗА

А.С. Попов, В.А. Яцына, М.А. Копыловский, В.Я. Гайворонский
Институт физики НАН Украины
alexandr.s.popov@gmail.com

Кристаллы семейства дигидрофосфата калия (KDP, DKDP, ADP) широко применяются в нелинейной оптике, оптоэлектронике и лазерной электронике благодаря высокому порогу оптического разрушения и возможности выращивания монокристаллов больших размеров. В настоящее время кристаллы D(K)DP являются уникальным материалом, которые применяются для производства широкоапертурных преобразователей частоты лазерного излучения, изготовления ячеек Поккельса для сверхмощных лазерных установок нового поколения. Недостатком этих материалов является сравнительно низкое значение коэффициента квадратичной нелинейности d_{36} , который определяет эффективность генерации второй гармоники (ГВГ), что делает их менее привлекательными по сравнению с кристаллами семейства боратов.

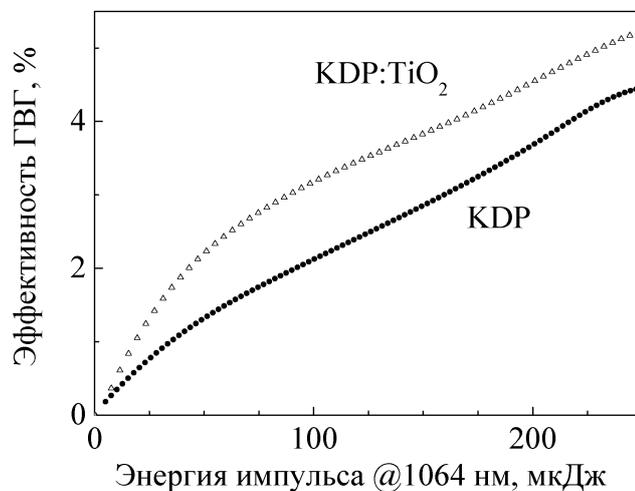


Рис. 1. Изменение эффективности ГВГ в зависимости от энергии импульса накачки для монокристаллов KDP и KDP:TiO₂

Основным методом улучшения функциональных свойств кристаллов семейства KDP является введение в процессе роста органических/неорганических добавок. Была показана возможность выращивания кристаллов KDP с внедрением наночастиц анатаза [1]. Согласно рентгеноструктурным исследованиям наночастицы TiO₂ при инкорпорировании не искажают структуру матрицы монокристалла KDP. Присутствие нанокристаллов анатаза в матрице приводит к усилению кубического нелинейно-оптического (НЛО) отклика и изменению знака

показателя преломления системы под действием пикосекундного импульса с длиной волны 1064 нм [2]. Этот эффект объясняется гигантским НЛЮ откликом наночастиц TiO_2 вследствие резонансного возбуждения их поверхностных состояний под воздействием пикосекундных лазерных импульсов [3].

В данной работе исследовано влияние инкорпорированных наночастиц TiO_2 на эффективность генерации второй гармоники при воздействии пикосекундных лазерных импульсов.

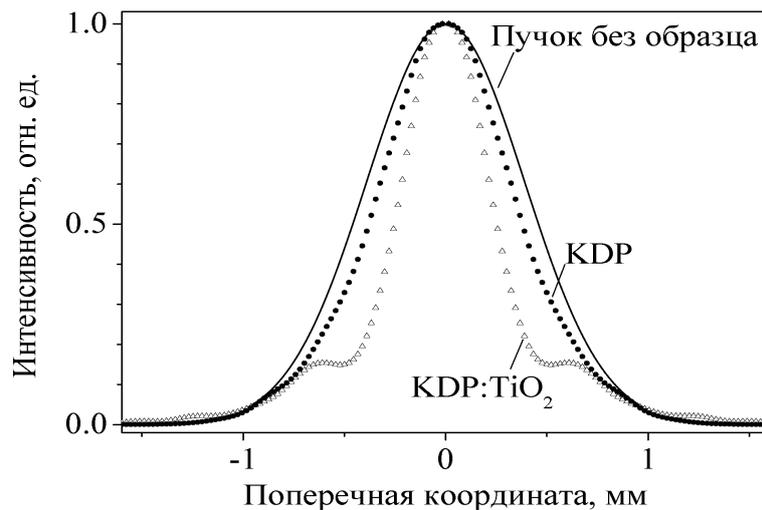


Рис. 2. Профили лазерных пучков после прохождения монокристаллов KDP и KDP:TiO_2 .

Образцы монокристаллов KDP и KDP:TiO_2 были выращены с использованием метода снижения температуры [4]. Были исследованы образцы с размерами $10 \times 10 \times 10 \text{ мм}^3$, вырезанные вдоль направления фазового синхронизма II типа (oe-e взаимодействие) для генерации второй гармоники при 1064 нм – фундаментальной длине волны Nd:YAG лазера.

Измерение эффективности генерации второй гармоники и квадратичного нелинейно-оптического коэффициента d_{36} осуществлялось в условиях фазового синхронизма [5]. Использовался лазерный пучок с гауссовым пространственным профилем Nd:YAG лазера (протяжённость импульса 42 пс FWHM при 1064 нм, частота импульсов 5 Гц).

Также с помощью CCD камеры Ophir Spiricon SP-620U, которая устанавливалась на 6 см после задней грани монокристалла проводился контроль преобразования формы пучка после прохождения монокристаллов для наблюдения эффекта самофокусировки/дефокусировки вследствие изменения показателя преломления.

Наблюдалось усиление эффективности ГВГ в кристаллах KDP:TiO_2 по сравнению с номинально чистым KDP. Зависимости эффективности процесса ГВГ для кристаллов KDP и KDP:TiO_2 от энергии лазерных

импульсов накачки представлены на Рис. 1. Наиболее сильно данный эффект проявляется при умеренных энергиях возбуждения до 40 мкДж (пиковая лазерная интенсивность до 2 ГВт/см²).

Для проверки влияния эффектов самовоздействия на процессы ГВГ регистрировался профиль лазерного пучка, прошедшего через исследуемые образцы. В диапазоне энергий возбуждения до 40 мкДж происходит незначительное сужение лазерного пучка в кристалле KDP по сравнению со свободно распространяющимся пучком. В то же время для кристалла KDP:TiO₂ наблюдается развитая внутренняя самофокусировка – формирование узкого ядра пучка на фоне абберрационной картины (Рис. 2.), вследствие гигантского НЛЮ отклика наночастиц анатаза. Данный эффект приводит к концентрации поля накачки и увеличению пиковой интенсивности излучения. Исходя из природы квадратичного НЛЮ отклика, самофокусировка лазерного излучения накачки приводит к увеличению сигнала ВГ и повышению эффективности процесса.

В образцах KDP:TiO₂ было достигнуто значительное увеличение эффективности генерации второй гармоники по сравнению с кристаллом KDP вследствие эффекта самофокусировки.

Было показано, что монокристаллы KDP с инкорпорированными наночастицами анатаза KDP:TiO₂ являются перспективными нанокompозитами для эффективного преобразования частоты лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Pritula, O. Bezkrovnyaya et al. // *Mat. Chem. and Phys.* 2011. V. 129. P. 777.
2. I. Pritula, V. Gayvoronsky et al. // *Opt. Mat.* 2011. V. 33. P. 623.
3. V. Gayvoronsky, V. Timoshenko et al. // *Appl. Phys. B.* 2005. V. 80. P. 97.
4. I. Pritula, V. Gayvoronsky et al. // *Funct. Mat.* 2008. V. 15. P. 420.
5. M. Weber, *CRC Handbook of Laser Sci. and Techn. Opt. Mat.* V. 3. (CRC Press, Inc., Boca Raton, Fl. 1988), part 1.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛИТОНА С НЕЛИНЕЙНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ВОЛНОВОДОМ

Р.Ю. Пепа, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет
pepa@physics.msu.ru

На сегодняшний день известно много способов управления светом, в данной работе рассматривается отражение и преломление солитона на оптической неоднородности. Неоднородность представляет собой канал в среде, показатель преломления в канале отличается от показателя преломления среды. Такие каналы могут быть использованы для волноводного удержания пучков. Использование таких волноводов возможно только в средах, где изменения показателя преломления не меняется со временем.

Пространственные солитоны представляют большой научный интерес, так как сохраняют свою форму и могут использоваться в системах передачи и обработки информации.

Задача состоит в следующем: в однородной керровской среде создается под углом к направлению распространения солитона нелинейный волновод, представляющий собой положительную добавку к коэффициенту нелинейности. Пространственный солитон запускают в среду, он распространяется под углом к неоднородности. В некоторой точке солитон наталкивается на волновод. В зависимости от параметров: угла падения, знака показателя преломления волновода и амплитуды солитона он может отразиться под различными углами, либо будет захвачен в этот нелинейный волновод. То есть, меняя интенсивность солитона можно в некоторых пределах менять направление его распространения. Так же можно показать зависимость направления вектора распространения от угла падения. В задаче численно смоделировано распространение, солитона, описываемое следующим уравнением:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + iD \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = i\gamma |A|^2 A \quad (1)$$

$$I = w \exp((x - \alpha z)^2 / w^2) \quad (2)$$

где A – амплитуда солитона, γ – коэффициент нелинейности, I – интенсивность неоднородности,

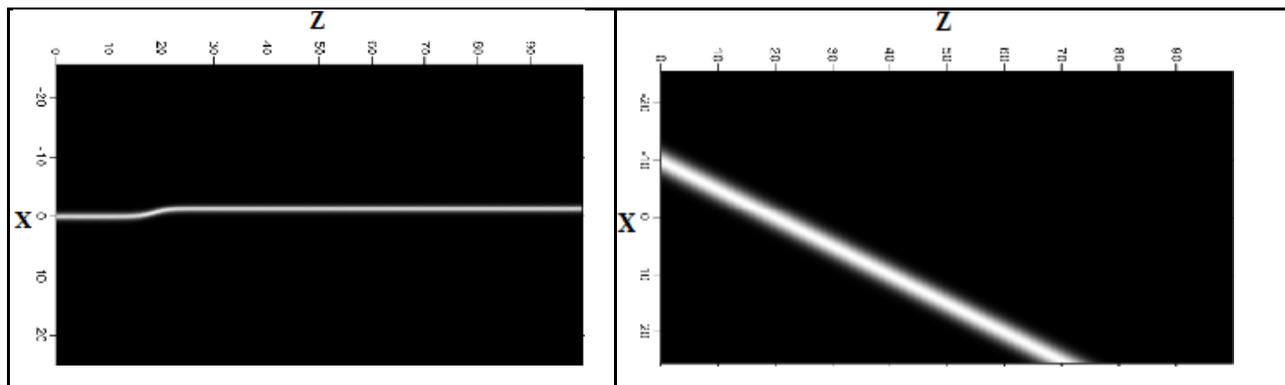


Рис. 1. Распространение солитона под углом к неоднородности.

Затем дифракция солитона уменьшается и пучок начинает удерживаться в канале. Если неоднородность сохраняется во времени, то распределение показателя преломления в конце концов превращается в сравнительно однородный канал-волновод, расположенный вдоль оси распространения.

Такая структура неоднородности захватывает пробный пучок и направляет его как в канальном волноводе. Характеристики распространения в сформированном канале исследовались также численно моделированием прохождения через него солитона.

В работе проведено моделирование туннелирования солитона через нелинейную неоднородность (см. рисунок 1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, Оптические солитоны. От световодов к фотонным кристаллам, пер. с англ. М.: Физматгиз, 2005. 648 с.
2. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков, Теория волн. 2-е изд. М.: Наука. 1990. 432 с.
3. А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 12.

СИГНАЛЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФОТОННОГО ЭХА В НЕОРГАНИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ И ОСОБЕННОСТИ ИХ РЕГИСТРАЦИИ

И.И. Попов¹, Н.С. Вашурин¹, С.Э. Путилин², В.Т. Сидорова¹, С.А. Степанов³, Н.И. Сушенцов³

¹ ФГБОУ ВПО «Марийский государственный университет»

² СПбГУ ИТМО

³ ФГБОУ ВПО «Марийский государственный технический университет»
popov@marsu.ru

Сообщается цикл работ по возбуждению и регистрации фемтосекундных сигналов первичного фотонного эха (ПФЭ) и стимулированного фотонного эха (СФЭ) в неорганических нанопленках. Дается характеристика используемых резонансных сред: материал, способ получения, ориентация кристаллитов, толщина пленок. Резонансная среда содержала три пленки по 100 нм каждая, включала кремний, легированный бором Si(B), кремний, легированный фосфором Si(P) и оксид цинка ZnO. Использовались пленки, полученные методом магнетронного распыления металлов на стеклянной подложке в вакууме. Особенностью экспериментов является то, что для возбуждения эхо-сигналов использовались лазерные импульсы длительностью 40 фс на длине волны 800 нм, а резонансное поглощение излучения средой происходило на длине волны 400 нм. В экспериментах по ПФЭ совмещалось последовательно несколько режимов работы: генерации второй гармоники, возбуждения фотонного эха и спонтанного параметрического рассеяния. Причем при высоком угле расходимости СПР возбуждающих импульсов из-за малой толщины резонансной среды, составлявшей 300 нм, происходила сильная засветка излучением СПР зоны регистрации ПФЭ, что приводило к насыщению детектора и потере его чувствительности к сигналу ПФЭ. Но поскольку происходило нарастания интенсивности ПФЭ по мере распространения его в среде в направлении ортогональном оптической оси резонансных кристаллитов пленки, то происходило спонтанное параметрическое рассеяние сигнала ПФЭ. Он объясняется уменьшением мощности пары возбуждающих импульсов в интервале их воздействия, что приводило к увеличению показателя преломления среды и, соответственно, - к увеличению угла между накачкой и сигнальной волной, имеющей ту же длину волны. Что приводило к изменению спектра излучения, проходившего через диафрагму. Сигнал СФЭ регистрировался в обратном режиме, потому СПР возбуждающих импульсов не попадало в поле регистрации эхо-сигнала.

При регистрации фотонного эха в нанопленках различной толщины, меньшей длины волны установлено, что с уменьшением толщины пленки время релаксации T_2 увеличивалось.

ТЕПЛОВЫЕ И АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПОГЛОЩАЮЩИХ ЖИДКОСТЯХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

О.Г. Романов¹, Г.С. Романов²

¹Белорусский государственный университет,

²Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси

e-mail: romanov@bsu.by

Изучению явлений воздействия импульсного лазерного излучения на поглощающие среды, формирования пространственно-неоднородного нелинейно-оптического отклика и их влияния на процессы преобразования пространственно-временной структуры лазерного излучения постоянно уделяется значительное внимание исследователей. Так, реализованы различные режимы возбуждения акустических и тепловых динамических дифракционных решеток при интерференции в поглощающих жидкостях световых импульсов пико- [1] и наносекундной [2] длительности, предложены методы преобразования и переключения пространственной структуры световых пучков в режимах волноводного распространения, полного внутреннего отражения и туннелирования [3–5].

В данной работе методами численного моделирования исследуются тепловые и акустические процессы, происходящие в жидкостях при поглощении энергии импульсных световых пучков различной пространственной структуры (гауссовых, бесселевых, сингулярных). Для описания процессов формирования нелинейно-оптического отклика поглощающих жидкостей предлагается теоретическая модель расчета изменения показателя преломления $\Delta n(r, t)$, основанная на численном решении уравнений движения среды в форме Лагранжа, уравнения теплопроводности и использовании связи между плотностью среды и показателем преломления в виде формулы Лорентц – Лоренца. Рассчитываются профили возбуждаемых неоднородностей показателя преломления, исследуются процессы самовоздействия световых пучков и их влияние на пространственную и временную структуру световых пучков.

Основные процессы в объеме среды будем описывать в рамках решения пространственно-одномерной цилиндрически симметричной задачи. Данный подход справедлив для случая слабопоглощающих жидкостей и малых размеров лазерного пучка r_0 , то есть при $r_0 \ll 1/k$, где k – коэффициент поглощения среды.

Уравнения Лагранжа для одномерного движения сплошной среды имеют вид:

– уравнение непрерывности:
$$V = V_0 \left(\frac{R}{r} \right) \frac{\partial R}{\partial r}; \quad (1)$$

– уравнение движения:
$$\frac{\partial u}{\partial t} = -V_0 \left(\frac{R}{r} \right) \frac{\partial P}{\partial r}; \quad (2)$$

– уравнение изменения эйлеровой координаты R :
$$\frac{\partial R}{\partial t} = u. \quad (3)$$

Здесь V_0 , V , – начальный и текущий удельные объемы, $V_0 = 1/\rho_0$, $V = 1/\rho$, где ρ_0 , ρ – соответствующие плотности, r – лагранжева координата, t – время.

Система (1) – (3) дополняется уравнением состояния в качестве которого используем уравнение Ми – Грюнайзена в его двучленном виде:

$$P = P_X + P_T = \rho_0 u_0^2 \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) + \Gamma \frac{C_V (T - T_0)}{V}, \quad (4)$$

где P_X – холодная и P_T – тепловая компоненты давления, $\Gamma = u_0^2 \beta / C_V$ – коэффициент Грюнайзена, u_0 – скорость звука в среде, C_V – теплоемкость, $\beta = -(1/\rho) d\rho/dT$ – температурный коэффициент объемного расширения.

Изменение температуры среды находится из решения уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_V} k_T \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{\rho C_V} Q - \frac{\Gamma (T - T_0)}{V} \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (5)$$

Величина Q определяется источником энерговыделения: $Q = I(r, t) \kappa$, где $I(t, r) = I_0 f_t(t) f_r(r)$ – распределение интенсивности светового пучка. Временная форма лазерного импульса описывается степенно-экспоненциальной функцией $f(t) = (t/\tau_p) \exp(-t/\tau_p)$, где τ_p – длительность импульса излучения. Распределение интенсивности в поперечном профиле моделируется функцией $f_r(r) = [r/r_0]^{2m} \exp[-(r/r_0)^2]$ и позволяет рассмотреть воздействие сингулярного светового пучка с топологическим зарядом m или гауссового пучка (при $m = 0$).

Зависимость показателя преломления среды от плотности находится из формулы Лорентц – Лоренца:

$$(n^2 - 1)/(n^2 + 2) = A\rho/W, \quad (6)$$

где A – молекулярная рефракция, W – молекулярная масса.

Для изучения процессов самовоздействия система уравнений (1) – (6) дополнялась укороченным волновым уравнением с изменяющейся в пространстве и времени нелинейной частью.

В качестве примера рассмотрим воздействие сингулярного светового пучка с $m = 1$ на поглощающий спиртовой раствор ($\kappa = 1 \text{ см}^{-1}$). Результаты расчета изменения величин давления $\Delta P(r, t)$, температуры $\Delta T(r, t)$,

скорости движения $u(r, t)$ и плотности среды $\Delta\rho(r, t)$ приведены на рис. 1 для следующих параметров воздействующего импульса: $\tau_p = 10^{-8}$ с, $I_0 = 10^8$ Вт/см², $r_0 = 200$ мкм.

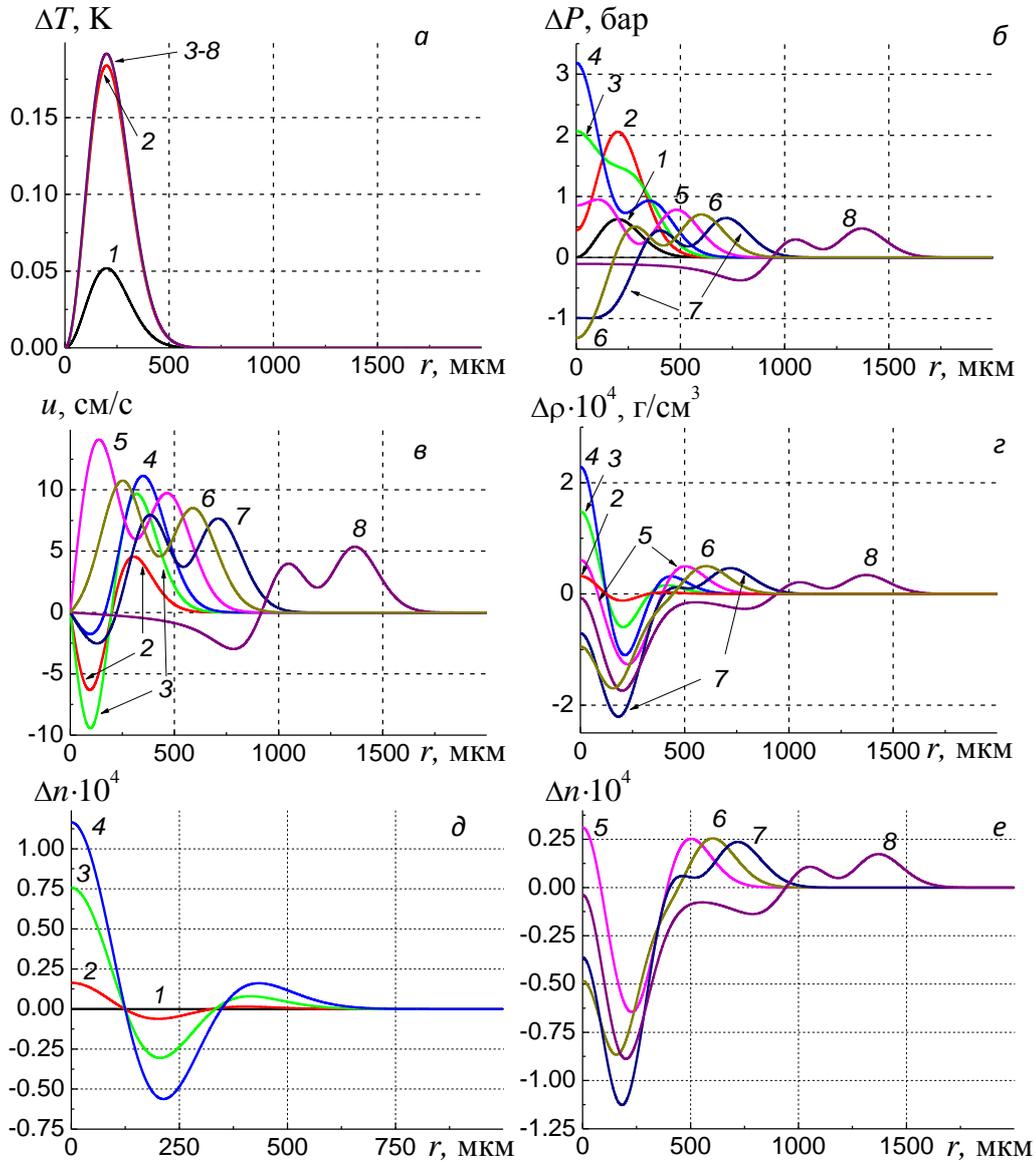


Рис. 1. Пространственные зависимости температуры (а), давления (б), скорости (в), плотности (г) и показателя преломления (д, е) в различные моменты времени. $t = 10$ нс (1), 50 нс (2), 100 нс (3), 150 нс (4), 250 нс (5), 350 нс (6), 450 нс (7), 1 мкс (8).

Вследствие локального нагрева среды ΔT (рис. 1, а, кривые 1, 2) и формирования градиентов давления $\Delta P/\Delta r$ (рис. 1, б, кривые 1, 2) между областью, в которой произошло энерговыделение, и невозмущенными областями возникает движение частиц среды. Во внешней относительно радиуса светового пучка области пространства ($r > r_0$) формируется волна сжатия ($\Delta P > 0$, $u > 0$, $\Delta\rho > 0$, рис. 1, б, в, г кривые 2 – 8). Одновременно, в приосевой области ($0 < r < r_0$) движение частиц среды происходит с

отрицательной скоростью ($u(r, t) < 0$, рис. 1, в кривые 2, 3), вследствие чего формируется фронт волны сжатия, перемещающийся к центру светового пучка ($\Delta P > 0$, $\Delta \rho > 0$, рис. 1, б, з кривые 2 – 4). Сначала на оси светового пучка происходит увеличение давления (рис. 1, б, кривая 3, 4), а затем при отражении волны сжатия от жесткой границы (оси симметрии $r = 0$) давление на оси уменьшается (рис. 1, б, кривая 5 – 7). Сформированная при отражении от оси симметрии волна давления, удаляясь от оси светового пучка $r = 0$ в среду со скоростью u_0 (рис. 1, б, кривые 7, 8) характеризуется наличием двух положительных (объемное сжатие, $\Delta P > 0$) и одной отрицательной (объемное растяжение, $\Delta P < 0$) фаз. Аналогичным пространственным распределением амплитуды характеризуются волны скорости движения $u(r, t)$ (рис. 1, в, кривые 7, 8) и изменения плотности среды $\Delta \rho(r, t)$ (рис. 1, з, кривые 7, 8). Отметим также, что возбуждение гауссовым или бесселевым световым пучком приводит к формированию одиночного биполярного импульса или последовательности акустических импульсов сжатия-разрежения, соответственно.

Как видно из рис. 1, д, е, пространственный профиль изменения показателя преломления среды по форме совпадает с профилем изменения плотности среды (рис. 1, з). На начальном временном этапе, когда волна сжатия распространяется в области $0 < r < r_0$, отмечается рост показателя преломления на оси светового пучка (рис. 1, д, кривые 1 – 4); через некоторое время, связанное с временем прохождения акустической волны через область воздействия светового пучка ($t_a \sim 2r_0/u_0$), изменение показателя преломления на оси $r = 0$ уменьшается, становясь отрицательным при формировании фронта разрежения (рис. 1, е, кривые 6, 7). В дальнейшем, при удалении акустической волны от оси $r = 0$ (рис. 1, е, кривая 8) результирующее изменение показателя преломления в области воздействия светового пучка формируется отрицательным, с максимальными изменениями в области максимума энерговыделения при $r = r_0$. При этом изменение показателя преломления однозначно связано с изменением температуры среды: $\Delta n(r, t) \sim -\Delta T(r, t)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Бондаренко, Е. В. Ивакин, В. И. Кабелка, А. В. Михайлов, А. С. Рубанов // Квантовая электроника. 1985. Т.12. С.1107.
2. И. Н. Агишев, А. Л. Толстик // Письма в ЖТФ. 2009. Т.35 С.35.
3. V. E. Lobanov, A. A. Kalinovich, A. P. Sukhorukov, F. Bennet, D. Neshev // Laser Physics. 2009. V. 19. P. 1112.
4. Д. В. Горбач, О. Г. Романов, А. П. Сухоруков, А. Л. Толстик. // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т.74. № 12. С.1706.
5. Д. В. Горбач, О. Г. Романов, А. П. Сухоруков, А. Л. Толстик // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т.75. №12. С.1733.

ФОТОННОЕ ЭХО В РЕЖИМЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЙНИЯ

В.Т. Сидорова, И.И. Попов, Н.С. Вашурин
ФГБОУ ВПО «Марийский государственный университет»
popov@marsu.ru

Доклад посвящен теоретическому обоснованию результатов эксперимента по наблюдению эффекта смещения регистрируемого спектра сигнала фотонного эха с увеличением временного интервала между возбуждающими импульсами.

В эксперименте [1] по наблюдению фотонного эха в трехслойной пленке Si(P)/Si(B)/ZnO толщиной 300 нм регистрировалось смещение спектра сигнала первичного фотонного эха (ПФЭ) в сторону больших частот при увеличении временного интервала между возбуждающими импульсами. При этом имело место уширение спектра регистрируемого сигнала. Данный эффект можно теоретически обосновать с помощью явления спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [2].

Предполагается, что в эксперименте [1] наблюдалось параметрическое рассеяние света, при этом роль накачки выполнял формирующийся в пленке на квантовом переходе, соответствующем длине волны 400 нм, сигнал ПФЭ. Формируемое в резонансной среде ПФЭ (с частотой ω_0) распадалось на пары фотонов – сигнальный (ω_1) и холостой (ω_2) [2]:

$$\hbar\omega_0 \rightarrow \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2. \quad (1)$$

Принято считать [2], что частота «сигнального» фотона ω_1 лежит в пределах $\omega_0 \geq \omega_1 \geq \omega_0/2$, а частота «холостого» фотона ω_2 – в пределах $0 \leq \omega_2 \leq \omega_0/2$. Максимальная эффективность распада достигается при выполнении закона сохранения импульса, который в данном процессе имеет вид условия пространственного (фазового) синхронизма

$$\Delta\vec{k} \equiv \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_0 = 0. \quad (2)$$

Здесь \vec{k}_i (i равно 0, 1, 2) – волновые вектора накачки, сигнальной и холостой волны, а $\Delta\vec{k}$ – фазовая расстройка.

Излучение СПР, накачиваемое возбуждающими лазерными импульсами, вследствие большой их мощности вызывало засветку фотодетектора. Поэтому при регистрации часть излучения СПР, накачиваемого эхо-сигналом, отделялась диафрагмой, устанавливаемой в стороне от СПР возбуждающих импульсов. Следовательно, в эксперименте наблюдалась только часть спектра спонтанного параметрического рассеяния, возбуждаемого ПФЭ, и выделяемого диафрагмой, устанавливаемой на границе спектра сигнального излучения с $\lambda=800$ нм.

При распространении возбуждающих лазерных импульсов в оптической среде происходит поглощение излучения. Это приводит к тому, что среда становится нелинейной, а показатель преломления среды – переменной величиной, зависящей от амплитуды светового вектора лазерного излучения [3]:

$$n = n_0 + n_{нл} E_m^2, \quad (3)$$

где n_0 – линейная часть показателя преломления, $n_{нл}$ – нелинейная часть показателя преломления, E_m – амплитуда светового вектора. Наличие нелинейного члена в среде обусловлено нагревом среды в результате поглощения некоторой доли энергии лазерного пучка:

$$n_{нл} = \frac{dn}{dT} (T - T_0) E_m^{-2}, \quad (4)$$

где T_0 – равновесная температура, T – температура среды, в которой источником тепла является лазерный пучок. Поскольку при дефокусировке пучка значение $n_{нл}$ будет отрицательным, с увеличением амплитуды светового вектора (4) показатель преломления среды согласно выражению (3) будет увеличиваться. Следовательно, при возбуждении резонансной среды двумя мощными возбуждающими импульсами происходит ее нагревание, при этом мощность пары импульсов тем больше, чем больше временной интервал τ_{12} между ними. При увеличении временного интервала τ_{12} между возбуждающими импульсами, согласно выражению (4) уменьшается значение нелинейной части показателя преломления среды $n_{нл}$, что вызывает увеличение показателя преломления среды n (3). В свою очередь показатель преломления среды прямо пропорционален волновому вектору сигнальной волны, при увеличении которого спектр параметрического рассеяния, регистрируемого через неподвижную диафрагму, смещается в сторону больших частот [2]. Что и наблюдалось в эксперименте при увеличении временного интервала между возбуждающими импульсами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Вашурин, И.И. Попов, С.Э. Путилин, Н.И. Сушенцов, С.А. Степанов Материалы Шестой международной научной школы «Наука и инновации – 2011» / Под ред. И.И. Попова и др. Йошкар-Ола: МарГУ, 2011. С. 62.
2. Д.Н. Клышко “Фотоны и нелинейная оптика”, М.: Наука, 1980.
3. В.Г. Беспрозванных, В.П. Первадчук “Нелинейная оптика: учеб. пособие”, Пермь: Пермский государственный технический университет, 2011.

РАССЕЯНИЕ ДВУХМЕРНЫХ ТЕМНЫХ СОЛИТОНОВ НА ПЛАВНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ

Л.А. Смирнов, В.А. Миронов

Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН)

smirnov_lev@appl.sci-nnov.ru

В данной работе предлагается аналитическое описание и численное моделирование рассеяния вихревых пар на плавных неоднородностях в бозе-эйнштейновском конденсате (БЭК). Наш подход позволяет учесть многие особенности конденсатов ультрахолодных газов, и, в первую очередь, их сжимаемость. В его основе лежит представление о том, что, когда расстояние между вихрем и антивихрем существенно меньше характерного масштаба неоднородности среды, вихревые пары можно рассматривать как локализованные образования, которые близки по своей структуре к двумерным темным солитонам, существующим в однородном БЭК.

Мы ограничились рассмотрением двумерной задачи, т. е. $\mathbf{r} = (x, y)$, к которой сводится анализ поведения бозе-газа в дискообразных ловушках. Динамику БЭК с отталкивающим взаимодействием между атомами описывалась в приближении среднего поля с помощью классической волновой функции $\Psi(t; \mathbf{r})$, удовлетворяющей уравнению Гросса – Питаевского (ГП):

$$i \frac{\partial \Psi(t; \mathbf{r})}{\partial t} + \frac{1}{2} \Delta \Psi(t; \mathbf{r}) + \left(1 - |\Psi(t; \mathbf{r})|^2\right) \Psi(t; \mathbf{r}) = V_{ext}(\mathbf{r}) \Psi(t; \mathbf{r}) \quad (1)$$

Здесь выбрана нормировка, в которой координаты \mathbf{r} , время t , плотность конденсата $|\Psi(t; \mathbf{r})|^2$ и потенциал внешних сил $V_{ext}(\mathbf{r})$ являются безразмерными величинами.

В однородном БЭК, когда $V_{ext}(\mathbf{r}) = 0$, у уравнения ГП (1) есть однопараметрическое семейство решений в виде двумерных темных солитонов (ДТС). Они представляют собой локализованные провалы концентрации, движущиеся с постоянной дозвуковой скоростью \bar{v} на фоне однородного конденсата. В зависимости от величины \bar{v} ДТС могут быть или «вихревыми», или «безвихревыми». В первом случае они представляют так называемые «вихревые пары», в которых концентрация конденсата в двух точках (топологических дефектах), расположенных на линии, перпендикулярной направлению движения, обращается в нуль. Фаза волновой функции БЭК при обходе вокруг этих точек изменяется на $\pm 2\pi$. Для второго случая характерно отсутствие нулей концентрации бозе-газа и скачков в распределении фазы. В слабонелинейном пределе, когда скорость \bar{v} стремится к звуковой ($\bar{v} \rightarrow 1$), безвихревые солитоны близки

по своей структуре к уединенным решениям уравнения Кадомцева – Петвиашвили (КП).

Воздействуя на БЭК, например, сфокусированными лазерными пучками, можно создавать в нем различные неоднородности. В плавно неоднородном конденсате существуют вихревые пары и безвихревые возбуждения, локально близкие по своей структуре к ДТС и имеющие существенно меньшие размеры по сравнению с характерным масштабом неоднородности среды. Такие образования (как вихревые, так и безвихревые) будем называть «двухмерными темными квазисолитонами» (ДТКС). Распределение концентрации БЭК, сформировавшееся под действием внешнего потенциала $V_{ext}(\mathbf{r})$, сильно влияет на поведение ДТКС. В итоге появляется возможность эффективно управлять динамикой квазисолитонов, и, в частности, вихревых пар.

В предлагаемой нами работе установлено, что траектории движения ДТКС в плавно неоднородном БЭК описываются системой обыкновенных дифференциальных уравнений, которую удалось привести к привычному для геометрической оптики изотропных сред виду. Для этого было введено понятие эффективного показателя преломления, зависящего как от распределения плотности невозмущенного неоднородного конденсата, так и от энергии распространяющегося в нем квазисолитона. При этом наш способ расчета траекторий движения квазисолитонных структур позволяет достаточно эффективно подбирать управляющие параметры лазерных пучков, что, очевидно, имеет очень важное практическое приложение и может быть использовано в реальных экспериментах с БЭК с отталкивающим взаимодействием между атомами.

Кроме того, был найден закон изменения нормированной энергии ДТКС вдоль их трасс распространения. С его помощью можно описать структурные трансформации, которые происходят квазисолитонными образованиями, движущимися в плавно неоднородном БЭК. Так, например, при проникновении в более плотный конденсат нормированная энергия квазисолитонов убывает и в вихревых парах топологические дефекты начинают сближаться. Возможно даже их преобразование в безвихревые ДТКС, переходящие в пределе очень больших концентраций в солитоны уравнения КП. В свою очередь, безвихревые квазисолитоны, попадая в менее плотный БЭК, наоборот, превращаются в пары вихрь-антивихрь.

Было проведено сравнение результатов, которые были получены путем численного моделирования непосредственно в рамках уравнения КП, с результатами анализа, проведенного с помощью построенного асимптотического описания. Это сравнение показало хорошее согласие между прямыми численными расчетами и развитой теорией, что подтверждает ее справедливость.

ГЕНЕРАЦИЯ ФОТОНОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ МАССИВАХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

А. А. Сухоруков

Центр нелинейной фотоники, Исследовательская школа физических и инженерных наук, Австралийский национальный университет, АСТ 0200, Канберра, Австралия
ans124@physics.anu.edu.au

В этом докладе представлен обзор наших последних теоретических и экспериментальных результатов [1,2], где были описаны и продемонстрированы новые нелинейные волновые явления, связанные с преобразованием частоты в массивах нелинейных оптических волноводов. В случае квадратичной нелинейности, например, когда волноводы изготовлены в кристалле ниобата лития [3], свет от основной волны (FW) взаимодействует со второй гармоникой (SH). Это взаимодействие схематично показано вертикальными стрелками на рис. 1(а), где A_n и B_n обозначают амплитуды мод в волноводе номер n для волн FW и SH, соответственно. С другой стороны, также присутствует линейная связь между соседними волноводами, как показано горизонтальными линиями на рис. 1(а). Характерный профиль показателя преломления и профили мод в экспериментальных образцах представлены на рис. 1(б) и (с). Далее мы покажем, как такие системы могут использоваться для классического управления пучками, а также для генерации фотонов с перестраиваемыми квантовыми корреляциями.

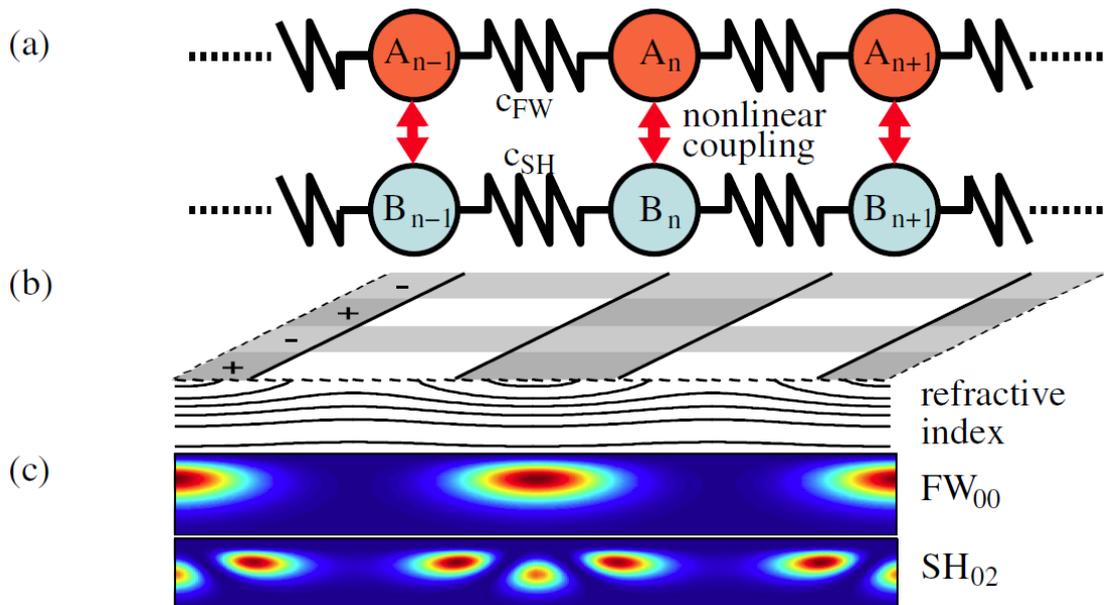


Рис. 1. (а) Схема линейной и нелинейной связи между волноводными модами: основной волной (FW, верхний ряд) и второй гармоникой (SH, второй ряд). (б) Схема образцов ниобата лития с изображением профиля показателя преломления. (с) Профили интенсивности мод FW и SH. [1]

В то время как линейная связь приводит к пространственной дифракции пучка, нелинейные параметрические взаимодействия могут привести к формированию пространственно локализованных дискретных квадратичных солитонов [4]. Мы обнаружили явление фазового перехода в нелинейных локализованных состояниях из-за конкуренции между параметрическим взаимодействием и линейной связью между соседними волноводами [2]. Фазовый переход проявляется как резкая трансформация фазы второй гармоники с однородной на осциллирующую при увеличении входной мощности пучка основной волны, когда происходит самофокусировка пучка, см. рис. 2(a,b). При этом изменяется структура пространственных спектров Фурье, где появляется спектральный пик на нормированных значениях поперечного волнового около π , что точно соответствует осциллирующей фазе, см. рис. 2(c). Предсказанная трансформация спектров наблюдалась экспериментально. Также было показано, что фазовый переход может быть стимулироваться или подавляться при изменении положения входного пучка, см. рис. 2(d,e).

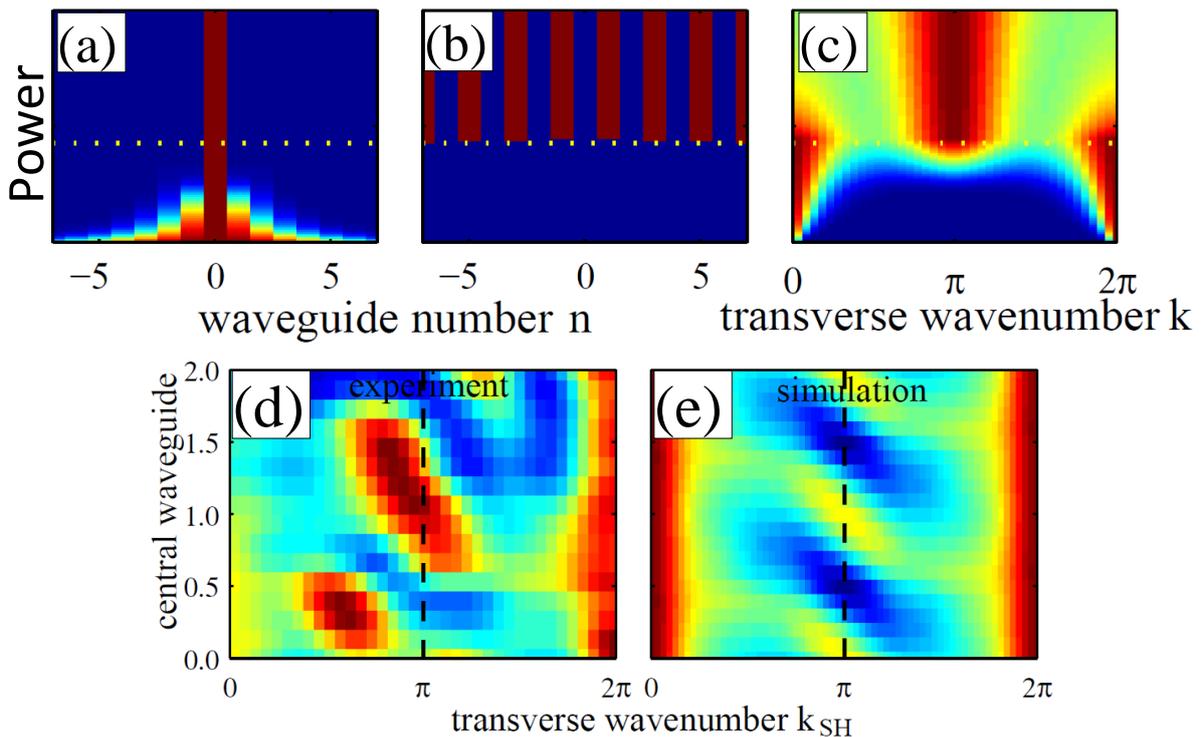


Рис. 2. Пространственные характеристики второй гармоники в зависимости от мощности основной волны на входе: (a) амплитуда, (b) фаза, где синий соответствует 0, а красный π , (c) пространственные Фурье-спектры. (d,e) Экспериментальные и рассчитанные спектры Фурье в зависимости от положения входного пучка. [1]

Массивы волноводов также предоставляют богатые возможности для управления неклассическими состояниями света. Например, квантовые блуждания коррелированных пар фотонов могут привести к нетривиальной квантовой статистике на выходе из системы [5]. В нашей

работе предложена концепция квантовых блужданий пар фотонов, которые генерируются непосредственно в массиве нелинейных волноводов. Такая генерация фотонов возможна при спонтанном преобразовании частоты вниз [2]. Расчеты предсказывают возможность создания неклассических квантовых корреляций между фотонами на выходе. При этом важно, что квантовой статистикой можно гибко управлять, просто изменяя профиль пучка накачки, см. рис. 3.

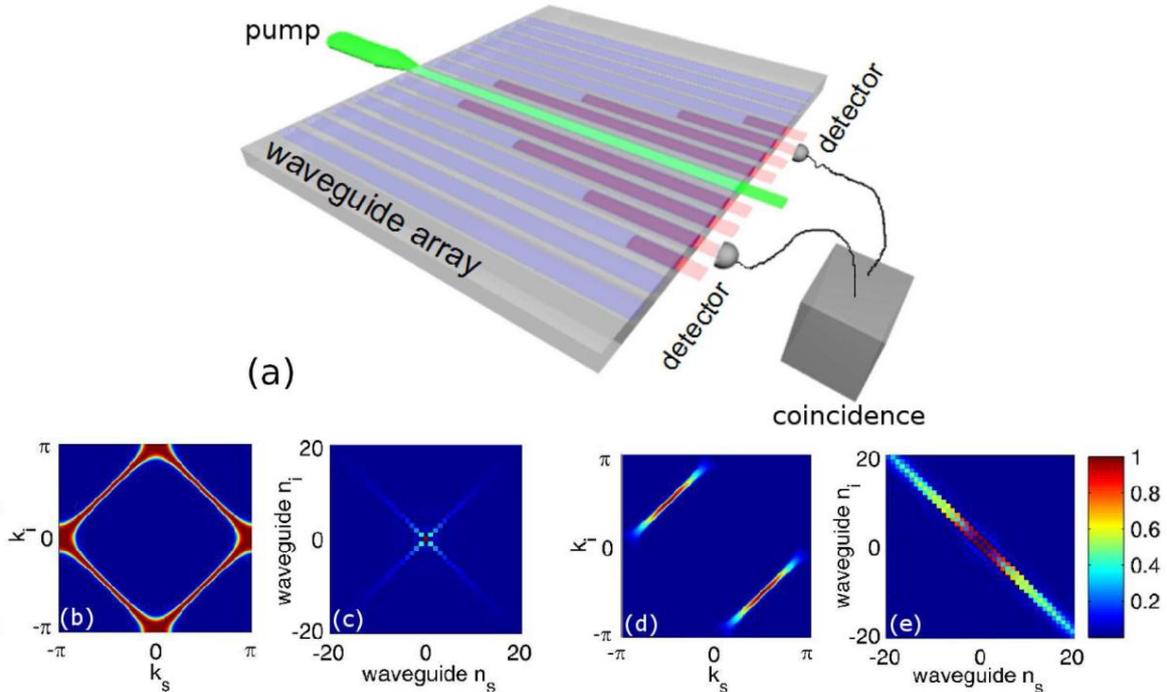


Рис. 3. (a) Схема оптической накачки квадратичного массива волноводов и детектирования сгенерированных пар фотонов на выходе. (b,c) Корреляции в паре фотонов (b) в k -пространстве и (c) в реальном пространстве для накачки в волноводе $n=0$. (d,e) корреляции для накачки в волноводах $n=0,1$. [2]

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Setzpfandt, A.A. Sukhorukov, D.N. Neshev, R. Schiek, Y.S. Kivshar, T. Pertsch, Phys. Rev. Lett. **105**, 233905 (2010).
2. A. S. Solntsev, A. A. Sukhorukov, D. N. Neshev, and Yu. S. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **108**, 023601 (2012).
3. W. Sohler et al., Opt. Photon. News **19**, 24 (2008).
4. F. Lederer, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, G. Assanto, M. Segev, and Y. Silberberg, Phys. Rep. **463**, 1 (2008).
5. A. Peruzzo et.al., Science **329**, 1500 (2010).

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВИХРИ В МАССИВАХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

М.Б. Белоненко¹, Э.Г. Федоров²

¹Волгоградский институт бизнеса

²Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет
eduard-f@mail.ru

В настоящее время в качестве объектов, перспективных для использования при создании элементной базы современной наноэлектроники, рассматриваются углеродные нанотрубки – квазиодномерные макромолекулы углерода [1, 2]. Успехи лазерной физики в области формирования мощного электромагнитного излучения с заданными параметрами (см., например, [3]) явились стимулом для всесторонних исследований электронных и оптических свойств нанотрубок в присутствии электромагнитных полей. В частности, серия работ [4–7] посвящена изучению распространения одномерных предельно коротких электромагнитных импульсов в массивах нанотрубок. В работах [8, 9] рассматривалось взаимодействие однополярных двумерных импульсов со средой массива нанотрубок. В данной работе изучается возможность существования двумерного электромагнитного вихря в массиве углеродных нанотрубок.

Рассмотрим эволюцию поля электромагнитной волны в объемном массиве однослойных полупроводниковых углеродных нанотрубок типа «zigzag» $(m, 0)$, где число m (не кратное трем) определяет радиус нанотрубки $R = \frac{bm}{2\pi}\sqrt{3}$, b – расстояние между соседними атомами углерода [2]. Будем считать, что нанотрубки помещены в однородный диэлектрик, оси нанотрубок параллельны общей оси Ox , а расстояния между соседними нанотрубками велики по сравнению с их диаметром, что позволяет пренебречь взаимодействием между нанотрубками.

Закон дисперсии электронов проводимости нанотрубок в выбранной нами геометрии имеет вид

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

где квазиимпульс электрона задается как $\vec{p} = \{p_x, s\}$, s – число, характеризующее квантование импульса вдоль периметра нанотрубки ($s = 1, 2, \dots, m$), γ_0 – интеграл перекрытия, $d_x = 3b/2$ [2].

Положим, что электромагнитная волна распространяется в направлении, перпендикулярном осям нанотрубок (в выбранной геометрии – вдоль оси Oz), а электрическое поле волны $\vec{E} = \{E(y, z, t), 0, 0\}$

ориентировано вдоль оси Ox . Электрическое поле вдоль оси Ox считаем однородным. Также будем полагать, что время наблюдения эволюции поля t удовлетворяет условию $t \ll t_{rel}$ (t_{rel} – время релаксации), что позволяет использовать бесстолкновительное приближение.

Электромагнитное поле в массиве нанотрубок будем описывать посредством уравнений Максвелла [10, 11], из которых следует волновое уравнение, описывающее эволюцию поля в массиве нанотрубок:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tau^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \nu^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \zeta^2} \right) + \sum_{s=1}^m \sum_{\alpha=1}^{\infty} G_{\alpha,s} \sin(\alpha \Phi) = 0. \quad (2)$$

где $\Phi = A \frac{ed_x}{c\hbar}$, $A(y, z, t)$ – проекция векторного потенциала $\vec{A} = \{A, 0, 0\}$ на ось Ox , $\tau = \omega_0 t / \sqrt{\varepsilon}$ – безразмерное время, ε – диэлектрическая проницаемость среды, $\nu = y \omega_0 / c$ и $\zeta = z \omega_0 / c$ – безразмерные координаты, c – скорость света в вакууме, ω_0 – величина с размерностью частоты, определяемая как $\omega_0 = 2 \frac{ed_x}{\hbar} \sqrt{\pi n_0 \gamma_0}$, e – модуль заряда электрона, n_0 – концентрация электронов проводимости в массиве нанотрубок, электрическое поле волны определяется известным соотношением $\vec{E} = -c^{-1} \partial \vec{A} / \partial t$ [10],

$$G_{\alpha,s} = -\alpha \frac{\delta_{\alpha,s}}{\gamma_0} \frac{\int_{-\pi}^{\pi} \cos(\alpha \xi) \exp \left[-\sum_{\alpha=1}^{\infty} \theta_{\alpha,s} \cos(\alpha \xi) \right] d\xi}{\int_{-\pi}^{\pi} \exp \left[-\sum_{\alpha=1}^{\infty} \theta_{\alpha,s} \cos(\alpha \xi) \right] d\xi}, \quad (3)$$

$\theta_{\alpha,s} = \delta_{\alpha,s} (k_B T)^{-1}$, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, $\delta_{\alpha,s}$ – коэффициенты в разложении спектра (1) в ряд Фурье,

$$\delta_{\alpha,s} = \frac{d_x}{\pi \hbar} \int_{-\pi \hbar / d_x}^{\pi \hbar / d_x} \Delta(p_x, s) \cos \left(\alpha \frac{d_x}{\hbar} p_x \right) dp_x. \quad (4)$$

Будем полагать, что в момент $\tau = 0$ в массиве углеродных нанотрубок сформирован электромагнитный импульс, безразмерный векторный потенциал которого имеет вид

$$\Phi = \Phi_0 \left[\left(\frac{\nu - \nu_0}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\zeta - \zeta_0 - \beta \tau}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right)^2 \right] \exp \left\{ - \left[\left(\frac{\nu - \nu_0}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\zeta - \zeta_0 - \beta \tau}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right)^2 \right] \right\}, \quad (5)$$

где Φ_0 – амплитуда, $\beta = u/v$ – отношение скорости импульса u к скорости света в среде $v = c/\sqrt{\varepsilon}$, ν_0 и ζ_0 – безразмерные координаты

импульса соответственно вдоль осей $O\nu$ и $O\zeta$, λ – безразмерная полуширина импульса вдоль оси $O\nu$.

Как известно, измеряемой приборами физической величиной является интенсивность, энергия или мощность электромагнитного излучения, которые пропорциональны квадрату модуля вектора электрического поля. Величина, пропорциональная интенсивности поля $I = |\vec{E}|^2$, с учетом выбранной калибровки векторного потенциала, определяется как

$$I = I_0 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} \right)^2, \quad (6)$$

где $I_0 = \varepsilon^{-1} (\hbar \omega_0)^2 (ed_x)^{-2}$.

Уравнение (2) не имеет точного аналитического решения в общем случае, поэтому оно было решено нами численно при начальном условии (5). При решении данного уравнения была использована явная разностная схема «крест» для уравнений гиперболического типа, описанная в [12]. Найденные таким образом значения $\Phi(\nu, \zeta, \tau)$ использовались для вычисления интенсивности поля по формуле (6).

Исследование эволюции электромагнитного поля в массиве углеродных нанотрубок проведено нами при следующих значениях параметров рассматриваемой системы: $\gamma_0 = 2.7$ эВ, $b = 1.42 \cdot 10^{-8}$ см, $d_x \approx 2.13 \cdot 10^{-8}$ см, $m = 7$, $n_0 = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $T = 77$ К, $\varepsilon = 4$, $\omega_0 \approx 10^{14}$ с $^{-1}$.

На рис. 1 представлены типичные результаты моделирования эволюции двумерного биполярного электромагнитного импульса в массиве углеродных нанотрубок.

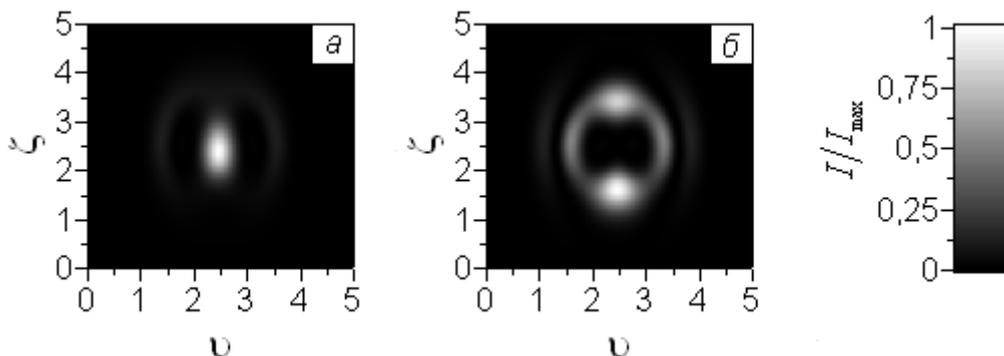


Рис. 1. Эволюция электромагнитного поля в массиве нанотрубок. а – $\tau = 1.0$, $I_{\max}/I_0 \approx 7.40$; б – $\tau = 1.2$, $I_{\max}/I_0 \approx 1.97$. Справа – шкала соответствия значений отношения I/I_{\max} оттенкам серого

На рис. 1 показано распределение безразмерной интенсивности поля I/I_{\max} в различные моменты безразмерного времени τ в ходе эволюции электромагнитного импульса с начальными параметрами $\beta = 0.5$, $\lambda = 0.5$ (

I_{\max} – максимальное значение интенсивности в момент τ). Различным значениям величины I/I_{\max} сопоставлены в линейной зависимости оттенки шкалы серого. При этом наиболее светлые участки соответствуют максимальной интенсивности поля, а наиболее темные – минимальной. По горизонтали и по вертикали на рисунке отложены безразмерные координаты $\nu = y\omega_0/c$ и $\zeta = z\omega_0/c$.

Численное моделирование показало, что с течением времени распределение электромагнитного поля изменяется периодически, представляя собой пульсирующую структуру, – конфигурация с единым максимумом (рис. 1, а) периодически сменяется конфигурацией с несколькими максимумами меньшей амплитуды (рис. 1, б). При этом средняя по времени наблюдения скорость «центра масс» этой структуры остается нулевой.

Таким образом, в массивах углеродных нанотрубок возможно существование локализованных в пространстве двумерных сгустков электромагнитного поля – вихрей, которые характеризуются нулевой средней скоростью и периодически изменяющимся распределением интенсивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Харрис И. “Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века”. М.: Техносфера, 2003.
2. Максименко С.А., Слепян Г.Я. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 3. С. 261.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. “Оптика фемтосекундных лазерных импульсов”. М.: Наука, 1988.
4. Belonenko M.V., Demushkina E.V., and Lebedev N.G. // Journal of Russian Laser Research. 2006. Vol. 27. № 5. P. 457.
5. Белоненко М.Б., Демушкина Е.В., Лебедев Н.Г. // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 2. С. 367.
6. Белоненко М.Б., Демушкина Е.В., Лебедев Н.Г. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып 7. С. 1.
7. Белоненко М.Б., Демушкина Е.В., Лебедев Н.Г. // Химическая физика. 2008. Т. 27. № 7. С. 97.
8. Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г., Попов А.С. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. Вып. 9. С. 506.
9. Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г., Попов А.С. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 3. С. 51.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. “Теория поля”. М.: Наука, 1973.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. “Электродинамика сплошных сред”. М.: Наука, 1982.
12. Калиткин Н.Н. “Численные методы”. М.: Наука, 1978.

ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА СУПЕРГАУССОВЫХ
ИМПУЛЬСОВ В ИЗОТРОПНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

В.А. Халяпин

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

В настоящей работе рассматривается динамика супергауссовых импульсов, распространяющихся в области прозрачности диэлектрика. Анализ динамики параметров импульса проводится на основе усреднённого вариационного принципа типа Ритца-Уизема [1].

Нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ) для огибающей электромагнитного импульса ψ имеет вид

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \beta \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + \mu \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \alpha \psi |\psi|^2 = 0. \quad (1)$$

Здесь $\beta = -3\delta_o(\omega_c^4 - \Omega^4)/\omega_0^3$, $\omega_c^4 = \sigma/3\delta_o$, δ_o – определяет вклад электронной дисперсии, σ – ионной, α – коэффициент при кубической нелинейности, Ω – центральная частота импульса, $\mu = -n/2c\Omega$, n – показатель преломления среды, $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, $v_g = n/c + 3\delta\Omega^2 + \sigma/\Omega^2$ – групповая скорость импульса, x – поперечная координата.

Уравнение (1) может быть получено из плотности лагранжиана,

$$L = \frac{i}{2} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial z} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial z} \right) - \mu \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \frac{\alpha}{2} |\psi|^4 - \mu \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2. \quad (2)$$

Пробное решение выберем исходя из следующих соображений: время и поперечная координата входят в уравнение (1) симметрично, поэтому и пробное решение выберем в виде

$$\psi = A \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{\omega} \right)^{2n} - \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{a} \right)^{2m} + i(\Theta + \varepsilon\tau^2 + Cx^2) \right]. \quad (3)$$

Здесь ω имеет смысл поперечной ширины импульса, a – его длительности, ε , C определяют модуляцию сигнала, Θ – добавку к фазе. Подставляя (3) в (2), получаем

$$L = -A^2 e^\varphi \left[\left(\Theta' + \varepsilon' \tau^2 + C' x^2 \right) - \mu \left(n^2 \frac{x^{4n-2}}{\omega^{4n}} + 4C^2 x^2 \right) - \beta \left(m^2 \frac{\tau^{4m-2}}{a^{4m}} + 4\varepsilon^2 \tau^2 \right) \right] + \frac{\alpha}{2} A^4 e^{2\varphi}, \quad (4)$$

где $\varphi = -(x/\omega)^2 - (\tau/a)^2$. «Усреднённый» лагранжиан находим, интегрируя (4) по τ и x

$$\Lambda = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L dx d\tau.$$

Варьируя полученный результат по искомым параметрам, получаем систему уравнений.

$$A^2 \alpha a = \text{const} \equiv D, \quad (5)$$

$$\omega' = 4\mu C \omega, \quad (6)$$

$$a' = 4\beta \varepsilon a, \quad (7)$$

$$\omega'' = \frac{4\mu^2 n^2 \Gamma\left(\frac{4n-1}{2n}\right)}{\omega^3 \Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)} - \frac{\alpha D \mu \Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}{\omega^2 a \Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)}, \quad (8)$$

$$a'' = \frac{4\beta^2 m^2 \Gamma\left(\frac{4m-1}{2m}\right)}{a^3 \Gamma\left(\frac{3}{2m}\right)} - \frac{\alpha D \beta \Gamma\left(\frac{1}{2m}\right)}{a^2 \omega \Gamma\left(\frac{3}{2m}\right)}, \quad (9)$$

При условии, что $n = m, a = \omega \sqrt{\beta/\mu}$ (соответствует области аномальной дисперсии групповой скорости) из (8) получаем

$$\omega'' = -\frac{P \omega_0^2}{\omega^3}. \quad (10)$$

Здесь

$$\omega_0 P = \frac{\alpha D \mu \sqrt{\mu} \Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}{\sqrt{\beta} \Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)} - \frac{4\mu^2 n^2 \Gamma\left(\frac{4n-1}{2n}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2n}\right)},$$

(11)

$D = A_0^2 a_0 \omega_0 = A_0^2 \omega_0^2 \sqrt{\beta / \mu}$, A_0, a_0, ω_0 – начальная амплитуда, длительность и ширина импульса на входе в среду. Уравнение (10) должно быть дополнено начальными условиями. Если на среду падает плоскопараллельный пучок излучения, то

$$\omega(0) = \omega_0, \quad \omega'(0) = 0. \quad (12)$$

Решение уравнение (10) с начальными условиями (12) имеет вид

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{z^2 P}{\omega_0^2}}. \quad (13)$$

Как видно из (10), импульс начинает расходиться благодаря дифракции, если $\omega''(0) > 0$. Если же нелинейность велика, то дифракционная расходимость начинает подавляться и начинается самофокусировка $\omega''(0) < 0$. Граничная ситуация $\omega''(0) = 0$ определяет пороговое условие самофокусировки $P = 0$. Из этого условия и (11) находим «критическую мощность» импульса [2]

$$A_0^2 \omega_0^2 = \frac{4\mu n^2 \Gamma\left(\frac{4n-1}{2n}\right)}{\alpha \Gamma\left(\frac{1}{2n}\right)}. \quad (14)$$

Таким образом самофокусировка начинается, если мощность излучения превышает критическое значение, полученное в (14).

В случае гауссовых импульсов ($n = 1$) из (14) находим $A_0^2 \omega_0^2 = 8\mu / \alpha$.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Anderson // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. No 6. P. 3135.
2. Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко «Колебания, волны, структуры» М.: физматлит, 2003.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КРАТНЫХ ЧАСТОТ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СИЛЬНОГО ПОЛЯ ИМПУЛЬСА ИЗ
МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ С ГАЗОМ В УСЛОВИЯХ
ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ

С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов

*Национальный исследовательский университет информационных технологий,
механики и оптики*

stumpf@rain.ifmo.ru, kozlov@mail.ifmo.ru

Развитие нелинейной оптики импульсов из малого числа колебаний светового поля, экспериментально получаемых сегодня уже во многих научных лабораториях [1, 2], ставит новые задачи по созданию теории взаимодействия таких предельно коротких импульсов (ПКИ) с веществом. Одной из таких задач является построение математической модели распространения в диэлектрических средах полей ПКИ настолько сильных, что оптические электроны вещества становятся квазисвободными, но разрушение среды из-за скоротечности взаимодействия и малой энергии ПКИ не происходит.

К настоящему времени разработан ряд моделей генерации плазмы в диэлектрических средах в поле фемтосекундного излучения, содержащего большое число колебаний оптического поля. Эти модели, основанные на рассмотрении динамики огибающих световых волн, позволили изучить процессы зарождения филаментов, локализации плазменного канала и т.п. в поле длинных импульсов (см., например, [3, 4]). Однако применение метода медленно меняющейся огибающей импульса для ПКИ, например, содержащего всего одно полное колебание поля, становится неплодотворным, поскольку понятие огибающей для ПКИ теряет свое физическое содержание (см., например, [5, 6] и обзоры в них).

В работе [8] нами была построена система уравнений, описывающая динамику сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которая учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии. В настоящей работе применимость данной модели строго обосновывается для некоторых частных эффективных энергетических структур вещества, например, для трехзонной модели среды с узкими зонами квазисвободного движения электронов (ширина зоны мала по сравнению с энергией перехода между состояниями). В качестве практической иллюстрации применения данной модели приводятся результаты численного моделирования генерации излучения высоких частот при оптическом пробое газа сильными полями световых импульсов из малого числа колебаний поля, вплоть до всего одного.

Уравнение динамики поля светового импульса высокой интенсивности из малого числа колебаний в диэлектрической среде было

выведено в [8] на основе формализма матрицы плотности в приближении трехзонной энергетической модели среды [12], иллюстрированной на рис. 1. При описании плазменной нелинейности третье энергетическое состояние рассматривалось как зона квазисвободного движения электронов [10, 11].

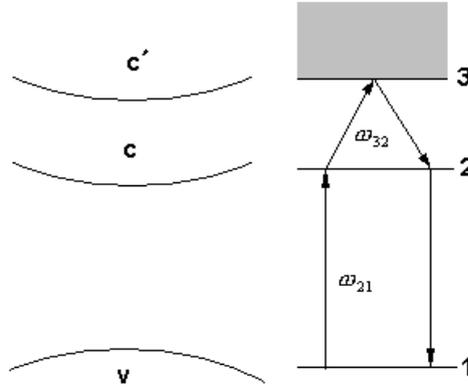


Рис. 1. Трехуровневая (трехзонная) энергетическая структура вещества, дополненная зоной квазисвободного движения электронов.

Результатом вывода явилась система волнового и динамических материальных уравнений, учитывающая как инерционную часть электронной кубической нелинейности, так и генерируемую в сильном поле плазменную нелинейность. В приближении однонаправленного распространения светового импульса эта система может быть представлена в виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g \frac{\partial E^3}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \tau} \left(g^{(1)} E \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 + g^{(2)} E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right) + \frac{2\pi}{cn_0} j = 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\rho}{\tau_p} = \alpha E^2 \\ \frac{\partial j}{\partial \tau} + \frac{j}{\tau_c} = \beta \rho E^3, \end{cases} \quad (1)$$

где E – электрическое поле излучения, z – направление его распространения, $\tau = t - \frac{n_0}{c} z$ – время в сопровождающей системе координат, c – скорость света в вакууме, n_0 и a характеризуют зависимость линейного показателя преломления n диэлектрической среды от частоты $n(\omega) = n_0 + ca\omega^2$, коэффициенты g , $g^{(1)}$, $g^{(2)}$ описывают дисперсию коэффициента нелинейного показателя преломления

диэлектрика [9] вида $n_2(\omega) = n_2^0 + A\omega^2$, где $n_2^0 = \frac{3}{2}cg$, $A = \frac{1}{2}c(g^{(1)} - 3g^{(2)})$,

$g_5 = \frac{n_0^2 - 1}{2n_0} \frac{e^2}{m_e^* c} \frac{|p_{23}|^2}{T_{21} \hbar \omega_{21} (\hbar \omega_{32})^2}$ характеризует инерционную плазменную нелинейность диэлектрика (см. [10]), p_{ij} и ω_{ij} - дипольные моменты и частоты, соответствующие переходам $i \rightarrow j$ в трехзонной модели; T_{21} , τ_p – времена поперечной релаксации и релаксации населенностей в паре состояний (1, 2), m_e^* - эффективная масса электрона в зоне проводимости диэлектрика, τ_c – среднее время столкновительной релаксации свободных электронов.

Для обоснования применимости системы уравнений (1) к конкретной среде мы показываем, во-первых, что переход электронов в квазисвободное состояние может быть описан с достаточной точностью с помощью замены его на переход между двумя эффективными дискретными энергетическими уровнями, а во-вторых – что движение электронов в квазисвободном состоянии может приближенно описываться уравнением для движения заряженной частицы во внешнем поле, имеющем вид третьего уравнения системы (1). Для этого мы анализируем электрический дипольный момент структурного элемента среды, параллельный плоскости поляризации световой волны:

$$d(t) = -\int \psi^*(t) e X \psi(t) dV, \quad (2)$$

где $\psi(t)$ - атомная волновая функция в момент времени t , интегрирование производится по координатам Z электронов, участвующих во взаимодействии, а X определяется как:

$$-\sum_{j=1}^Z e x_j = -eX, \quad (3)$$

где e - заряд электрона, x_j - смещение j -того электрона под воздействием поля электромагнитной волны. Уравнения, описывающие переход электронов из связанного в квазисвободное состояния, формируются нами с помощью определения конкретного вида атомной волновой функции для двух физических ситуаций: ширина зоны квазисвободного движения мала по сравнению с шириной запрещенной зоны вещества; процесс ионизации структурной единицы среды может быть описан с помощью анализа динамики электрона в потенциальной яме конечной глубины, имеющей один дискретный уровень. Показано также, что ионизованный электрон с высокой вероятностью не теряет сродства к атому, находясь в потенциальной яме, созданной его электрическим полем. Например, для

импульса интенсивностью порядка $I = 1 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ при взаимодействии с кварцевым стеклом его длительность не должна превышать $\tau = 20 \div 50 \text{ фс}$ (оценка получена из сопоставления глубины потенциальной ямы и плотности потока энергии рассматриваемого импульса).

Для практической иллюстрации применения системы (1) к анализу самовоздействия высокоинтенсивных импульсов из малого числа колебаний в диэлектрической среде мы приводим результаты моделирования эффекта сильного смещения частоты генерируемых кратных гармоник в высокочастотную область при распространении в неоне высокоинтенсивного импульса из всего одного полного колебания светового поля. Показано, например, что в этом случае второй максимум спектра излучения наблюдается в области четвертой гармоники, а не третьей. Отмечено также усиление перераспределения энергии в высокочастотную область при генерации квазисвободных электронов в диэлектрической среде сильным полем светового излучения.

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки РФ 16.740.11.0459 и РФФИ 11-02-01346а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brabec Th., Krausz F. // Rev. Mod. Phys. 2000. V.72. №2. P. 545.
2. Paul P.M., Toma E.S. et al. // Science 2001. V.292. P. 1689.
3. Панов Н.А., Косарева О.Г., Кандидов В.П., Акозбек Н., Скалора М., Чин С.Л. // Квантовая электроника, 2007. Т.37. №12. С. 1153-1158.
4. Kosareva O.G., Panov N.A., Urypina D.S., Kirilova M.V., Mazhorova A.V., Savel'ev A.B., Volkov R.V., Kandidov V.P., Chin S.L. // Applied Physics B., 2008. V.91. P. 35-43.
5. Козлов С.А., Сазонов С.В. // ЖЭТФ, 1997. Т.111. В.2. С.404.
6. Bepalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyansky Yu.A., Walmsley I.A. // Phys. Rev. A. 2002. V.66. 0138111.
7. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М., Наука, 2004. 657 с.
8. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. // Известия РАН, серия физическая, 2006. Т.70. №1. С.124.
9. Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А. // Известия РАН, серия физическая, 2007. Т.71, №2, С.158.
10. Андреев А.А., Беспалов В.Г., Козлов С.А., Штумпф С.А. и др. // Оптика и спектроскопия, 2009. Т.107. №4. с. 569.
11. Leonard, P. J. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1974. V.14. P.21.
12. Shaw, M. J., Hooker, C. J., and Wilson, D. C. // Opt. Commun. 1993. V. 103. P.153.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУМЕРНЫХ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ЗИГЗАГООБРАЗНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ В ПРИСУТСТВИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Н.Н. Янюшкина¹, Н.Г. Лебедев¹, М.Б. Белоненко^{2,3}
¹Волгоградский государственный университет
²Волгоградский институт бизнеса
³Entropique Inc.
yana_nn@inbox.ru

Уникальные свойства углеродных нанотрубок (УНТ), а особенно нелинейные свойства вызывают все больший интерес, как у экспериментаторов, так и у теоретиков [1-3].

Отметим, что электромагнитные волны, распространяющиеся в углеродных структурах, проявляют сильную нелинейность даже в присутствии слабых полей. Таким образом, можно говорить о распространении в углеродных наноматериалах электромагнитных уединенных волн (солитонов). В работе [4] показано, что распространение электромагнитного импульса в графене в присутствии внешнего переменного высокочастотного поля носит устойчивый характер, и, следовательно, графен может использоваться в устройствах для усиления предельно коротких импульсов.

Вместе с тем, необходимо отметить, что зачастую не рассматриваются вопросы, связанные с изучением динамики распространения 2D оптического импульса, локализованного по обеим координатам. Авторами работы [5] показана возможность устойчивого распространения двумерных импульсов без учета внешнего высокочастотного электрического поля, которое может оказать существенное влияние на распространении предельно коротких импульсов в системе. В настоящей работе учтено это влияние, изучены характеристики системы из двух 2D импульсов в зависимости от параметров задачи.

Рассмотрим распространение двух предельно коротких электромагнитных импульсов в двумерном массиве зигзагообразных УНТ. Геометрия задачи представлена на рис.1.

Далее к массиву УНТ прикладывается переменное электрическое поле в присутствии заданного внешнего высокочастотного поля $E_{ex} = E_0 \sin w_0 t$.

На основе двумерного уравнения Максвелла, с учетом закона дисперсии для УНТ, получено эффективное уравнение:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial y'^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t'^2} + \text{sgn}(R_1) \sin(B) + \sum_{k=2}^{\infty} R_k \sin(kB) / |R_1| = 0 \quad (1)$$

$$B = \frac{eaA}{c}; x' = x \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi\gamma}; y' = y \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi\gamma}; t' = t \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi m_0 \gamma |B_1|}$$

где R_k – коэффициенты разложения скорости носителей заряда в ряд Фурье, $\gamma=2.7$ эВ, $A(t)$ – вектор-потенциал электрического поля.

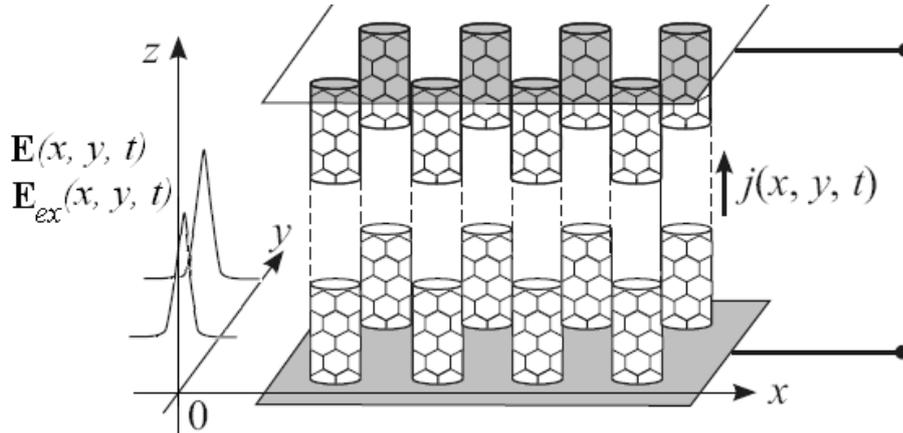


Рис.1. Геометрия задачи

Решения полученных уравнений проводилось с помощью разностной схемы типа крест [6]. Начальный профиль каждого импульса выбирался в гауссовой форме.

Изучение динамики пары импульсов проводилось в двумерном массиве зигзагообразных УНТ (11,0) без примесей. Первоначальные размеры обоих импульсов выбирались: 0.3×1.3 мкм.

Эволюция интенсивности обеих волн $E^2(x,y,t)$ представлена на рис.2.

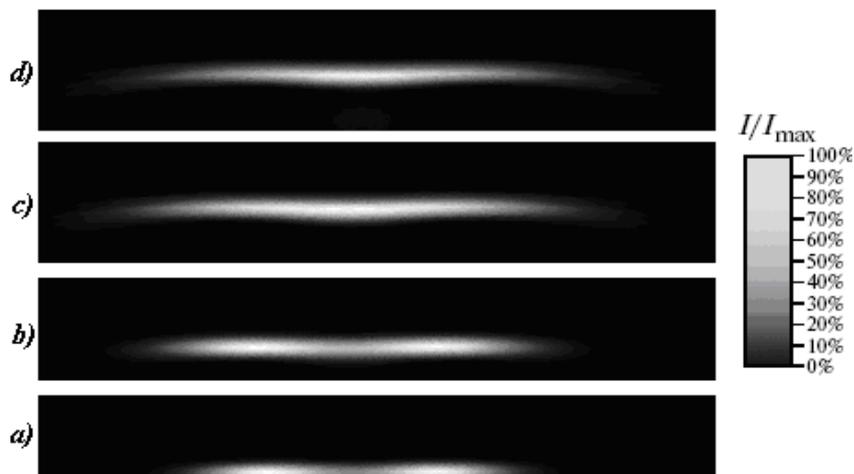


Рис. 2. Зависимость интенсивности двух электромагнитных импульсов, проходящего через двумерный массив УНТ (11,0) в различные моменты времени, амплитуда внешнего поля $E_0=0.5 \cdot 10^7$ В/м: а) первоначальная форма импульсов, расстояние между

центрами импульсов $r=1.008$ мкм; б) $t=0.7*10^{-13}$ с; в) $t=2.0*10^{-13}$ с; г) $2.7*10^{-13}$ с; е) $3.0*10^{-13}$ с.

В отличие от случая с распространением одного импульса, который разделялся на два, существенно отличающихся по своей амплитуде, здесь вся энергия направлена на взаимодействие с другим импульсом и дифракционного расплывания за парой предельно коротких оптических импульсов не наблюдается. Два импульса соединяются, и максимум интенсивности переходит из центра каждого из них в общую центральную область. Сравнение рис.2.1 и рис.2.б. позволяет сделать вывод о том, что после установления равновесия двух импульсов в массиве УНТ они начинают распространяться достаточно устойчиво в присутствии внешнего высокочастотного поля, сохраняя в дальнейшем свою форму.

Возникающая эволюция импульсов электромагнитного поля определяется знаком величины:

$$R_1(E_0) = \frac{w_0}{2\pi} \int_0^{2\pi/w_0} dt \cos\left(\frac{eE_0 \cos w_0 t}{w_0}\right) \quad (2)$$

и для случая $\text{sgn}(R_1(E_0)) < 0$ представлена на рис. 3.

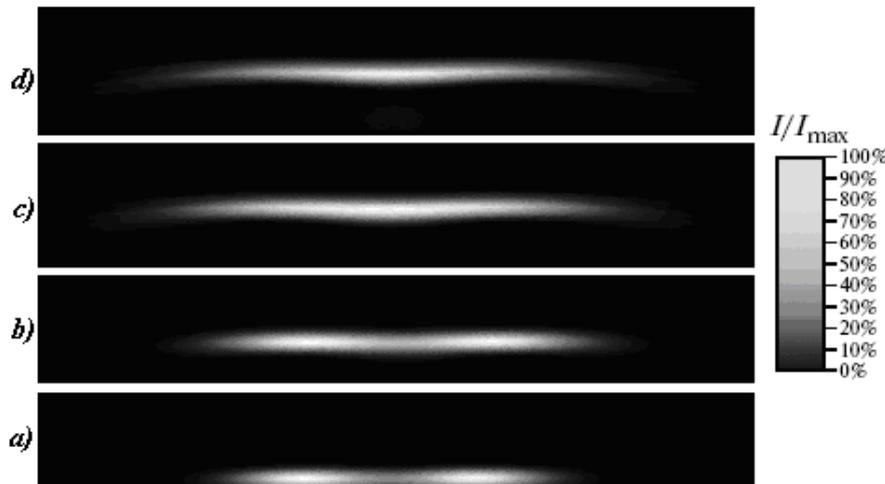


Рис. 3. Зависимость интенсивности двух электромагнитных импульсов, проходящего через двумерный массив УНТ (11,0) в различные моменты времени, амплитуда внешнего поля $E_0=2.5*10^7$ В/м: а) первоначальная форма импульсов, расстояние между центрами импульсов $r=1.008$ мкм; б) $t=0.7*10^{-13}$ с; в) $t=2.0*10^{-13}$ с; г) $2.7*10^{-13}$ с; е) $3.0*10^{-13}$ с.

Видно, что искривление фронта импульса сильнее, чем в случае $\text{sgn}(R_1(E_0)) > 0$. Также стоит отметить, что дифракционное расплывание на краях импульсов становится более заметным.

Была также проанализирован характер взаимодействия двух предельно коротких оптических импульсов в зависимости от расстояния между центрами импульсов в начальный момент времени.

В целом можно отметить устойчивый характер распространения пары двумерных импульсов. Меняя величину поля подсветки УНТ E_0 можно управлять кривизной фронта импульсов. Причем возникающая дифракция будет компенсироваться, либо усиливаться за счет эффективной нелинейности в зависимости от знака R_1 (то есть величины амплитуды поля E_0).

Работа поддержана грантом для молодых ученых ФГБОУ ВПО «Волгоградский государственный университет» №3-2011-МУ/ВолГУ, а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 11-02-97054-р_поволжье_a).

ЛИТЕРАТУРА

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov // Science. 2004. V. 306. P. 666.
2. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov // Nature. 2005. V. 438. P. 197.
3. Y. Zhang, J.W. Tan, H.L. Stormer, P. Kim // Nature. 2005. V. 438. P. 201.
4. Н.Н. Янюшкина, М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 108. № 4. С. 658.
5. М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, А.С. Попов // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, вып.9. С. 506.
6. R.K. Dodd, J.C. Eilenbeck, J.D. Gibbon, Y.C. Morris "Solitons and Nonlinear Wave Equations" Academic Press Inc., 1984.

