

СЕКЦИЯ 4
“КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ”

ПРОХОЖДЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛЁНКИ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТИЦ Н.В. Устинов	4
ВТОРИЧНЫЕ СОЛИТОНЫ С.В. Сазонов	7
О ДИНАМИКЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ С.В. Сазонов, В.А. Халяпин	10
СОЛИТОННЫЙ РЕЖИМ СТОКСОВА САМОРАССЕЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский	13
ФОТОННОЕ ЭХО КАК МЕТОД ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ В ГИПЕРКОМПЛЕКСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ И.И. Попов, А.Н. Леухин, И.С. Бикбов, К.Ш. Газизов	16
ПОЛНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА ДИСКРЕТНЫХ ФАЗОКОДИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ С ОДНОУРОВНЕВОЙ ЦИКЛИЧЕСКОЙ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИЕЙ А.Н. Леухин	19
ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ВОЛНОВОДЕ ГРЕБЕНЧАТОГО ТИПА О. Федотова, О. Хасанов, А. Гусаков, Й. Херрманн	22
ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ОТКЛИКА И ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ А.Л. Толстик, Н.Г. Борздов, А.Ю. Матусевич, Е.А. Мельникова, А.П. Сухоруков	25
АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ СИНГУЛЯРНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ПУЧКИ В СРЕДАХ С НАСЫЩАЕМОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ В УСЛОВИЯХ ФОТОИОНИЗАЦИИ О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, Р.А. Власов, А.П. Сухоруков	27

СИНХРОНИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ АВТОМОДУЛЯЦИИ А.С. Ларькин	30
ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СВЕТОВЫЕ СТРУКТУРЫ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ О.В. Боровкова, Д.А. Чупраков, А.П. Сухоруков	33
Tm ³⁺ -ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОГО ГЕРМАНОСИЛИКАТНОГО СВЕТОВОДА В.В. Двойрин, О.Л. Опалев, В.М. Машинский, Е.М. Дианов, В.М. Яшков, А.Н. Гурьянов	36
ЩЕЛЕВЫЕ СОЛИТОНЫ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ПРИ УЧЕТЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ДИФРАКЦИИ И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова, И.Ю. Полякова	39
ДИФРАКЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ КРИСТАЛА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В.А. Бушуев	42
УСИЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОМ ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С МИКРОРЕЗОНАТОРОМ В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов, Е.В. Петров	45
ГЕНЕРАЦИЯ ГИПЕРЗВУКА В РЕЖИМЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ А.В. Гулаков, С.В. Сазонов	48
О ПЕРСПЕКТИВАХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВАКУУМА В.Ю. Мартьянов, Вл.В. Кочаровский	51
ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ГИПЕРЗВУКА В РЕЖИМЕ АКУСТИЧЕСКОЙ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ А.Н. Бугай, С.В. Сазонов	54
ОПТИЧЕСКИЙ ЗУМЕРОН КАК РЕЗУЛЬТАТ БИЕНИЙ ВНУТРЕННИХ МОД БРЭГГОВСКОГО СОЛИТОНА Б. И. Манцызов	57

БРЭГГОВСКИЙ СОЛИТОН САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПЛОТНОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ Б.И. Манцызов, Е.В. Петров	60
МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ А.Н. Калиш, В.И. Белотелов	63
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ЗАХВАТ МОД ПРИ СИНХРОННОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ ВНИЗ А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков	66
МИКРОКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СЕРДЦЕВИНЫ И ОПТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В СИЛИКАТНЫХ СВЕТОВОДАХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ В.В. Двойрин, В.М. Машинский, Е.М. Дианов, А.А. Умников, А.Н. Гурьянов	69
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВОРТЕКСЫ В.В. Янгирова, А.П. Сухоруков	72
ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ И УДВОЕНИЕ ЧАСТОТЫ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЛИЯНИИ ГРУППОВОЙ РАССТРОЙКИ В.А. Черных, А.П. Сухоруков	75
ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ РЕФРАКЦИЯ В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков	78
ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПУЧКОВ В КУБИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ С.В. Ермакова, А.П. Сухоруков	81

ПРОХОЖДЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ АНИЗОТРОПНОЙ ПЛЁНКИ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТИЦ

Н.В. Устинов

Изучение особенностей прохождения импульсами света нелинейной границы раздела диэлектрических сред представляет большой интерес в связи с задачами создания оптических устройств обработки информации и управления лазерным излучением. Так как последовательный учёт физических факторов, существенных при рассмотрении взаимодействия электромагнитных импульсов с нелинейной плёнкой, сложен, то исследования в этой области проводились в основном приближёнными или численными методами (см., например, [1] и литературу там же). Решения, построенные в частной физической ситуации в [2], не описывают, к сожалению, падение импульсов излучения на плёнку резонансных частиц, поскольку процедура сведения уравнений модели к системе нелинейных эволюционных уравнений типа Максвелла–Блоха не корректна. Следует также отметить, что проводившиеся исследования касались только случая изотропной плёнки, когда постоянные дипольные моменты переходов содержащихся в ней резонансных частиц равны нулю. Развитие технологий получения низкоразмерных квантовых структур (нитей, точек) [3] делает важным изучение взаимодействия импульсов света с анизотропными плёнками. Существенным обстоятельством с точки зрения разработки устройств оптоэлектроники здесь является то, что степень анизотропии можно изменять внешними полями.

В настоящей работе в рамках полуклассического подхода рассматривается задача о прохождении электромагнитных импульсов через анизотропную плёнку двухуровневых частиц, расположенную на границе раздела диэлектрических сред, при произвольном контуре неоднородного уширения спектральной линии. Учёт прямого диполь–дипольного взаимодействия частиц в плёнке проводится с помощью локального поля [4]. Для модельных уравнений, возникающих в приближении медленно меняющихся огибающих, найдены решения, описывающие солитонный режим падения импульсов на плёнку. Обсуждено влияние на динамику резонансных частиц, на прошедшее и отражённое поля отстройки от резонанса, ширины спектральной линии. Особое внимание обращено на выяснение роли локального поля и анизотропии частиц в плёнке.

Предположим, что на плоской границе раздела ($y = 0$) двух диэлектрических сред расположен тонкий слой двухуровневых частиц, гамильтониан которых инвариантен относительно поворотов вокруг оси Oz . Будем считать, что из среды I ($y < 0$) на границу раздела нормально падает плоский электромагнитный импульс, проекция на ось Ox электрического поля которого имеет несущую частоту ω , близкую к частоте ω_0 изолированной

частицы. Длительность импульса много меньше характерного времени релаксации квантовых частиц. Пусть E , E_0 , E_t и E_r — огибающие проекции на ось Ox напряжённости электрического поля, действующего на частицы в плёнке, и полей падающего, прошедшего и отражённого импульсов, E , E_0 , E_t и E_r — проекции на ось Oz напряжённости электрического поля в плёнке, падающего, прошедшего и отражённого импульсов. Тогда система уравнений, описывающая в приближении медленно меняющихся огибающих прохождение импульсами нелинейной границы раздела, запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}\frac{\partial W}{\partial t} &= i \frac{d}{\hbar} (RE^* - R^*E), \\ \frac{\partial R}{\partial t} &= -i \left(\Delta_0 + \Delta + \frac{D}{\hbar} E \right) R + i \frac{d}{\hbar} EW, \\ E &\equiv E_t + \alpha_x Nd \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) R d\Delta, \quad \mathcal{E} = E_t + \alpha_z ND \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) W d\Delta, \\ E_r &= \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_0 - \frac{4\pi Nd\omega}{c(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) R d\Delta, \\ E_t &= \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_0 - \frac{4\pi Nd\omega}{c(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) R d\Delta, \\ E_r &= \frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_0 - \frac{4\pi ND}{c(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) W d\Delta, \\ E_t &= \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_0 - \frac{4\pi ND}{c(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) W d\Delta.\end{aligned}$$

Здесь $W = (\rho_{22} - \rho_{11})/2$, $R = \rho_{12} \exp(-i\omega t)$, ρ_{jk} — коэффициенты матрицы плотности квантовых частиц в плёнке, d — проекция дипольного момента перехода $1 \leftrightarrow 2$ на ось Ox , D — проекция на ось Oz постоянного дипольного момента перехода, $\Delta_0 = \omega - \omega_0$, Δ — отстройка резонансной частоты ω' отдельной квантовой частицы ($\Delta = \omega_0 - \omega'$), N — поверхностная плотность квантовых частиц, ε_1 и ε_2 — относительные диэлектрические проницаемости сред 1 и 2, \hbar — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме. Постоянные α_x и α_z феноменологически учитывают обусловленное диполь–дипольным взаимодействием отличие макроскопического электрического поля, совпадающего с полем прошедшей волны, от микроскопического, действующего на отдельную частицу. Функция распределения $g(\Delta)$ квантовых частиц по отстройке резонансной частоты описывает неоднородное уширение спектральной линии. Представленная система позволяет определить отражённое и прошедшее поля, эволюцию состояния частиц в плёнке по падающему полю. Случай $D = 0$ соответствует изотропной плёнке.

Найдены решения рассматриваемой системы уравнений при произвольном контуре неоднородного уширения спектральной линии, которые описывают

солитонный режим прохождения импульсов через плёнку. Особенностью данного режима является то, что сохраняется баланс энергий электромагнитного поля и квантовых частиц до и после взаимодействия. Анализ решений показал, что при падении ультракоротких импульсов излучения на плёнку резонансных частиц имеет место эффект насыщения: изменение формы прошедшего (отражённого) импульса, обусловленное влиянием плёнки, стремится к конечному пределу с ростом амплитуды (сокращением длительности) падающего импульса. Учёт локального поля и анизотропии плёнки меняет зависимость энергии прошедшего и отражённого полей от несущей частоты падающего импульса. Наиболее сильно возбуждать резонансные частицы и, соответственно, отражаться от плёнки будут импульсы, у которых отстройка от резонанса несущей частоты компенсирует динамические сдвиги частоты перехода, обусловленные влиянием локального поля и анизотропии, таким образом, что импульсы при взаимодействии с плёнкой будут в среднем находиться в резонансе с квантовыми частицами. Такое же свойство у импульсов, вызывающих полное инвертирование начального состояния квантовых частиц при распространении в анизотропной среде, было обнаружено в [5]. Кроме того, анизотропия плёнки приводит к динамическому повороту поляризации отражённого и прошедшего полей относительно падающего поля, что может найти применение при создании нелинейных поляризационных устройств.

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

1. С.М. Захаров, Э.А. Манькин // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. № 4. С. 1053.
2. В.И. Рупасов, В.И. Юдсон // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 2. С. 494.
3. В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер. Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос, 2000.
4. М.Г. Бенедикт, А.И. Зайцев, В.А. Мальшиев, Е.Д. Трифонов // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. № 4. С. 726.
5. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. № 2. С. 289.

ВТОРИЧНЫЕ СОЛИТОНЫ

С.В. Сазонов

Солитоны различной физической природы привлекают к себе пристальное внимание исследователей вот уже несколько десятилетий подряд. Последнее время акцент в данной области науки смещается в сторону изучения неоднородных солитонов. В частности, очень важным представляется вопрос устойчивости солитонов по отношению к поперечным возмущениям. Здесь возможны различные эффекты типа самофокусировки, дефокусировки, самоканалирования.

В [1] для учета поперечных возмущений в приближении «геометрической оптики» для солитонов был предложен метод «усредненного лагранжиана». В [2] данный метод обобщен и развит таким образом, что позволяет учитывать также и влияние дифракции на неоднородностях, создаваемых самими же солитонами в однородной среде. В этом случае уместно говорить о самодифракции. Суть метода заключается в следующем. Вначале записывается точное односолитонное решение одномерного волнового уравнения. Другие пространственные измерения учитываются тем, что далее некоторые постоянные параметры одномерного солитона полагаются зависящими от координат и времени. Такое «пробное» решение подставляется в лагранжиан, соответствующий неоднородному нелинейному волновому уравнению, после чего производится интегрирование (усреднение) по «быстрой» координате, вдоль которой происходит преимущественное распространение солитона.

Настоящая работа посвящена исследованию нелинейных поперечных возмущений солитонов.

Пусть солитон какого-либо нелинейного уравнения или системы распространяется в некой среде вдоль оси z . Влияние поперечных возмущений в плоскости (x, y) сводится к искривлениям солитонных волновых фронтов и, как следствие, к изменениям в продольной динамике. Использование метода «усредненного» лагранжиана приводит к системе уравнений гидродинамического типа для солитонных параметров

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_{\perp} (\rho \nabla_{\perp} \Phi) = 0 \quad , \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{(\nabla_{\perp} \Phi)^2}{2} + \int \frac{dP}{\rho} = f(\rho) \Delta_{\perp} \rho^{\beta} \quad , \quad (2)$$

где ρ - параметр, монотонно возрастающий с увеличением амплитуды солитона и его обратной длительности (в отсутствие поперечных возмущений ($\nabla_{\perp} = \Delta_{\perp} = 0$), как видно из (1), $\rho = \rho_0 = const.$), Φ - солитонный эйконал, связанный с фазовой или с групповой скоростью солитона в зависимости от его

типа, $P = P(\rho)$ - функция, связанная с ρ соотношением типа уравнения адиабаты

$$P = A\rho^\gamma, \quad (3)$$

правая часть (2) учитывает эффекты дифракции в поперечной динамике солитона, $f(\rho)$ - гладкая функция, вид которой, как и значения постоянных β , A и γ , зависит от уравнения, порождающего солитон.

Система (1) – (3) нелинейна и поэтому сложна для анализа. Однако ее сходство с уравнениями гидродинамики идеальной жидкости позволяет говорить о солитоне, как о некоторой среде, в которой способны распространяться различные возбуждения типа «внутрисолитонного звука». Параметр P играет роль внутреннего давления этой «среды» и определяется дисперсионными характеристиками исходной среды, в которой формируется солитон.

Линеаризация (1) – (3) в окрестности равновесных значений ρ_0 и Φ_0 , соответствующих одномерному солитону, в пренебрежении дифракционной правой частью в (2) приводит к волновым уравнениям для $\rho_1 = \rho - \rho_0$ и $\varphi_1 = \Phi - \Phi_0$, где скорость «внутрисолитонного звука» $a = \sqrt{(dP/d\rho)_0}$. Отсюда видно, что непременным условием существования «внутрисолитонного звука» является положительность величины $(dP/d\rho)_0$ (или $A\gamma > 0$ (см. (3))). Данное условие соответствует дефокусирующему характеру нелинейности среды, в которой формируется солитон [3].

«Внутрисолитонный звук» аналогичен второму звуку в газе тепловых фононов [4], которые представляют собой возбуждения среды в виде первичного звука.

Возникает вопрос: способна ли нелинейная система (1) – (3) породить нелинейные возбуждения типа «солитонов внутрисолитонного звука»? В таком случае можно было бы говорить о солитонном характере поперечных возмущений исходного (первичного) солитона.

В слабонелинейном режиме, при удержании нелинейностей только второго порядка по ρ_1 и φ_1 из (1) – (3) можно получить уравнение Кадомцева – Петвиашвили [5]

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + b\rho_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial \eta} - s \frac{\partial^3 \rho_1}{\partial \eta^3} \right) = -\frac{a}{2} \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial y^2}, \quad (4)$$

где $b = a(\gamma + 1)/2\rho_0$, $s = \beta f(\rho_0)\rho_0^{\beta-1}$, $\eta = x - at$.

Параметры нелинейности b и дисперсии s определяются соответственно дисперсией и дифракцией, характеризующих первичный солитон. В пренебрежении правой частью (4) переходит в уравнение Кортевега – де Вриза. Однако соответствующий солитон при положительных b и s неустойчив по отношению к возмущениям вдоль оси y .

Уравнение (4) имеет устойчивые локализованные двумерные решения, спадающие во всех направлениях в плоскости (x, y) по рациональному закону, – так называемые «лампы» [5]. При этом «лампы» распространяются в этой плоскости со скоростью, близкой к линейной скорости «внутрисолитонного звука» a . Являясь нелинейными возмущениями первичного солитона, они сносятся последним в направлении оси z . Нелинейные возмущения первичного солитона типа «ламп» можно назвать вторичными солитонами.

При выводе (4) использовалось «длинноволновое» приближение, согласно которому характерный размер вторичных солитонов предполагается значительно превосходящим продольный размер первичного солитона.

Подчеркнем, что вывод настоящей работы о возможности наблюдения возбуждений солитонного типа, описываемых уравнением (4), на фоне первичных солитонов касается широкого класса нелинейных волновых уравнений. Нами рассматривались солитоны уравнений Кортевега – де Вриза, модифицированного Кортевега – де Вриза, светлые и темные солитоны нелинейного уравнения Шредингера, системы Ядзимы – Ойкавы, описывающей нелинейное взаимодействие длинных и коротких волн в плазме, оптике и акустике. В описанную выше схему не вписываются уравнения типа нелинейного Клейна – Гордона, включая уравнение синус – Гордона. Для последних уравнений $\gamma = -1$, поэтому квадратичная нелинейность в (4) обращается в ноль. Учет же нелинейности третьего порядка приводит к весьма громоздкому уравнению для ρ_1 . Поэтому исследование нелинейных поперечных возмущений для уравнений данного типа требует самостоятельного подхода, отличного от изложенного выше.

Первичный солитон, распространяющийся со скоростью v_0 вдоль оси z , является своеобразной упругой средой, в которой способны формироваться вторичные солитоны. Анализ различных уравнений, порождающих первичные солитоны, показал, что $a \ll v_0$, т.е. вторичные солитоны значительно медленнее первичных.

С другой стороны, первичный солитон может рассматриваться как динамический волновод для вторичных солитонов, по которому с помощью последних можно передавать различные сигналы (информацию) в направлении, поперечном к оси z с учетом их сноса первичным солитоном.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 05-02-16422а).

1. С.К. Жданов, Б.А. Трубников // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 1612.
2. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. С. 1409.
3. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 419.
4. Д.Р. Тили, Дж. Тили. Сверхтекучесть и сверхпроводимость. М.: Мир, 1977.
5. М. Абловиц, Х. Сигур. Солитоны и метод обратной задачи. М.: Мир, 1987.

О ДИНАМИКЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ

С.В. Сазонов, В.А. Халяпин

В последнее время значительный интерес уделяется исследованиям, касающимся взаимодействия импульсов длительностью в несколько периодов световых колебаний с веществом. Такие импульсы называют предельно короткими (ПКИ). Повышенный интерес к ПКИ не в последнюю очередь связан с возможным их применением в системах оптической связи: с укорочением импульсной длительности увеличиваются объёмы передаваемой информации за единицу времени. С теоретической точки зрения внимание к ПКИ обусловлено качественно новыми особенностями их взаимодействия с веществом. Понятно, что к описанию ПКИ неприменимо хорошо зарекомендовавшее себя в оптике квазимонохроматических импульсов приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз (ММАФ). Поэтому уравнения, описывающие динамику ПКИ, должны быть записаны непосредственно для электрического поля.

К сожалению, аналитические методы исследования сложных нелинейных уравнений, описывающих взаимодействие ПКИ с веществом, недостаточно развиты и в большинстве работ исследования проводятся на основе численных расчётов. Ситуация усложняется, если ПКИ распространяется в одноосном кристалле. Здесь существенную роль играют чётные степени электрического поля в разложении поляризации кристалла. В общем случае электромагнитная волна не является поперечной в такой среде и нелинейные восприимчивости являются тензорными величинами, поэтому здесь необходимо описывать нелинейное взаимодействие обыкновенной E_o и необыкновенной E_e составляющих электрического поля импульса. Необыкновенная компонента лежит в плоскости главного сечения, образованной оптической осью и направлением распространения сигнала, а обыкновенная перпендикулярна данной плоскости. В работе [1] получены уравнения описывающие распространение ПКИ в одноосном кристалле под произвольным углом к оптической оси.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_o}{\partial z} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial E_o}{\partial t} + a_2 \frac{\partial}{\partial t} (E_e E_o) + a_3 \frac{\partial}{\partial t} (E_e^2 E_o) + b_{3o} E_o^2 \frac{\partial E_o}{\partial t} - \\ - \delta_o \frac{\partial^3 E_o}{\partial t^3} + \sigma \int_{-\infty}^t E_o dt' = \frac{c}{2n_o} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_o dt', \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial z} + \frac{n_e}{c} \frac{\partial E_e}{\partial t} + a_2 E_o \frac{\partial E_o}{\partial t} + b_2 E_e \frac{\partial E_e}{\partial t} + a_3 \frac{\partial (E_o^2 E_e)}{\partial t} + b_{3e} E_e^2 \frac{\partial E_e}{\partial t} -$$

$$- \delta_e \frac{\partial^3 E_e}{\partial t^3} + \sigma \int_{-\infty}^t E_e dt' = \frac{c}{2n_o} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E_e dt', \quad (2)$$

где n_o , n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления, коэффициенты a_2 , b_{2e} , a_3 , b_{3e} , b_{3o} – определяют вклады нелинейностей второго и третьего порядков, параметры δ_o , δ_e характеризуют электронную дисперсию, а σ – ионную; правые части (1), (2) описывают влияние поперечных возмущений, включая дифракцию, в параксиальном приближении, Δ_{\perp} – поперечный лапласиан. При распространении импульса вдоль оптической оси $a_2 = 0$, $\chi_{xx}^{(1)} = \chi_{yy}^{(1)}$, $n_e = n_o$, $b_{3o} = b_{3e} = b_3$, $\delta_o = \delta_e = \delta$, различие между обыкновенной и необыкновенной составляющими стирается, а систему (1), (2) можно записать в виде одного уравнения, описывающего распространение ПКИ в изотропном диэлектрике [2]. В этом случае (как показано в [2]) солитоноподобный импульс может формироваться только в области аномальной групповой дисперсии. В то же время спектр такого солитоноподобного импульса, распространяющегося перпендикулярно оптической оси, может лежать как в области нормальной, так и аномальной групповой дисперсии. Поэтому интерес представляет исследование зависимости области, в которой лежит спектр солитоноподобного импульса от угла его распространения относительно оптической оси.

В связи с возможным использованием ПКИ в системах оптической связи интересен вопрос и об устойчивости ПКИ по отношению к поперечным возмущениям. Известно, что если спектр импульса принадлежит области аномальной групповой дисперсии, то нелинейность имеет фокусирующий характер, в обратном случае – дефокусирующий. Кроме того, важно исследовать влияние мелкомасштабных поперечных возмущений на динамику импульсов.

Исследования проводились на основе комбинированного подхода [3], который включает в себя методы аналитического продолжения дисперсионных параметров на комплексную плоскость и усреднённый вариационный принцип типа Ритца-Уизема. Используя этот подход, получено решение системы (1), (2), описывающее одномерное распространение двухкомпонентного импульса. Согласно этому решению обыкновенная составляющая может вмещать произвольное число оптических колебаний, вплоть до одного, а необыкновенная всегда является однополярным видеоимпульсом.

В квазимонохроматическом пределе ($\omega \tau_p \gg 1$) полученное решение в случае распространения импульса перпендикулярно оптической оси переходит в решение системы Ядзимы-Ойкавы [4], а при распространении вдоль оптической оси выражение для обыкновенной компоненты переходит в решение нелинейного уравнения Шрёдингера. Необыкновенная же составляющая обращается в ноль.

Анализ решения для обыкновенной компоненты показал, что спектр солитоноподобного импульса, распространяющегося под углом α к оптической оси должен лежать в области аномальной групповой дисперсии $\omega < \omega_c$, если выполняется неравенство

$$\omega_c^2 > \frac{n_{//} - n_o}{6} \omega_k^2 \sin^2 \alpha, \quad (3)$$

где $\omega_c^4 = \sigma / 3\delta_0$ параметр среды, имеющий размерность частоты, ω_k – некая характерная частота, определяемая выражением $\omega_k \equiv 1 / \sqrt{\delta_0 c}$, $n_{//}$ – низкочастотный показатель преломления необыкновенной волны при распространении импульса перпендикулярно оптической оси. Как видно из (3), спектр обыкновенной компоненты лежит в области аномальной групповой дисперсии, если импульс распространяется в кристаллах с отрицательным двулучепреломлением $n_{//} < n_o$, а также при распространении вдоль оптической оси в кристаллах обоих типов. Если условие (3) не выполняется (что может иметь место в кристаллах с положительным двулучепреломлением $n_{//} > n_o$), то в спектре появляется запрещённая зона, а солитоноподобный импульс способен формироваться как в области аномальной групповой дисперсии обыкновенной компоненты, так и в области нормальной.

Исследования влияние влияния мелкомасштабных возмущений, показали, что в кристаллах с отрицательным двулучепреломлением солитоноподобные импульсы устойчивы всегда. В случае, если солитоноподобный импульс распространяется в кристалле с положительным двулучепреломлением и спектр его принадлежит области нормальной групповой дисперсии, дифракция способна погасить развитие самофокусировочной неустойчивости только для поперечных возмущений достаточно малого размера.

1. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. №12. С. 746.
2. С.А. Козлов, С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. № 2. С. 404.
3. С.В. Сазонов, В.А. Халяпин // Опт. и спектроскоп. 2003. Т. 95. № 3. С. 429.
4. С.В. Сазонов, В.А. Халяпин // Известия АН. 2004. Т. 68. № 12. С. 1707.

СОЛИТОННЫЙ РЕЖИМ СТОКСОВА САМОРАССЕЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ

С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский

Создание лазерных систем с возможностью непрерывного изменения частоты излучения является одним из наиболее важных направлений современной оптики. Пристальное внимание уделяется поискам различных физических механизмов, на основе которых возможно осуществление данного частотного преобразования. Для этой цели широко применяется в настоящее время механизм вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) [1]. При этом распространение сигнала за счет нелинейного взаимодействия с колебательными модами среды сопровождается смещением спектра в красную область, т.е. осуществляется непрерывное частотное преобразование. Наличие трехволнового взаимодействия при распространении оптического импульса в комбинационно активных средах и в оптически одноосных кристаллах позволяет предположить, что в последнем случае также возможно смещение частоты.

В оптически одноосных кристаллах поле светового импульса разбивается на две компоненты – обыкновенную E_o и необыкновенную E_e , между которыми из-за нелинейности при определенных условиях может происходить эффективное взаимодействие. В силу свойств симметрии нелинейные динамические процессы в одноосном кристалле инвариантны относительно замены $E_o \rightarrow -E_o$. В результате, при условии, известном как резонанс Захарова-Бенни [2], квадратом поля обыкновенной компоненты [3] может порождаться импульс необыкновенной волны. В области оптической прозрачности кристалла распространение импульса описывается системой нелинейных волновых уравнений для обыкновенной и необыкновенной волн

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} = \beta E_e \psi + \frac{c}{2n_o \omega} \Delta_{\perp} \psi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_e}{\partial z} = -\alpha \frac{\partial}{\partial \tau} (|\psi|^2) + \frac{c}{2n_e} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^{\tau} E_e d\tau',$$

где ψ и ω - медленно меняющаяся огибающая и несущая частота обыкновенной компоненты, c - скорость света в вакууме, n_o , n_e - показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн, коэффициенты нелинейности α и β пропорциональны соответствующим компонентам тензора нелинейной восприимчивости второго порядка, Δ_{\perp} - поперечный оператор Лапласа, k_2 - параметр групповой дисперсии, определяемый электронным и ионным откликами среды. Система (1) получена в приближении однонаправленного распространения вдоль оси z . Кроме того, для составляющих импульса полагается выполненным условие резонанса Захарова – Бенни (РЗБ)

(вырожденный случай трехволнового резонанса), когда взаимодействие между компонентами происходит наиболее эффективно. В этом случае фазовая скорость длинноволновой составляющей $c/n_e(0)$ равна групповой скорости коротковолновой (обыкновенной) компоненты.

В отсутствие поперечных возмущений система (1) переходит в интегрируемую систему Ядзими-Ойкавы [4], которая имеет односолитонное решение вида

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_m e^{-i(\Omega t - qz)} \operatorname{sech}\left(\frac{t - z/v}{\tau_p}\right), \\ E_e &= E_{em} \operatorname{sech}^2\left(\frac{t - z/v}{\tau_p}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\psi_m = (|k_2|/\tau_p)\sqrt{\Omega/\alpha\beta}$, $E_{em} = -k_2/\beta\tau_p^2$, τ_p - длительность импульса, а скорость распространения v определяется соотношением

$$\frac{1}{v} = \frac{n_e}{c} - k_2\Omega. \quad (3)$$

Решение (2) зависит от двух свободных параметров: длительности τ_p и нелинейного сдвига Ω частоты обыкновенной компоненты солитона. Из выражения для ψ_m следует, что $\Omega \geq 0$. Отсюда, а также из (2) приходим к выводу о сдвиге частоты обыкновенной составляющей в красную область спектра: $\omega \rightarrow \omega - \Omega$. Данный сдвиг можно трактовать как непрерывное «покраснение» фотонов обыкновенной компоненты при передаче части своей энергии необыкновенной волне, представляющей собой однополярный видеоимпульс. В конце концов данный процесс стабилизируется, и формируется солитон вида (2) с постоянным сдвигом частоты Ω . Можно сказать, что в процессе формирования обыкновенно-необыкновенного солитона наступает насыщение сдвига частоты в стоксову область. С физической точки зрения данное насыщение объясняется тем, что при частотном сдвиге начинает нарушаться условие РЗБ, и, как следствие, падает эффективность перекачки энергии из обыкновенной волны в необыкновенную.

Заметим, что как следует из выражения для ψ_m , $\Omega \sim \psi_m^2 \sim I_o$, где I_o - интенсивность обыкновенной компоненты. Отсюда можно сделать вывод, что величина красного сдвига пропорциональна интенсивности входного импульса, поляризованного в плоскости обыкновенной волны. Аналогичная ситуация имеет место при ВКС [5]. Используя выражения для ψ_m , α , β и применяя оценку $k_2 \sim (c\omega)^{-1}$, найдем

$$\frac{\Omega}{\omega} \sim \frac{32\pi^3}{c} I_{\chi_{eo}}^2 (\omega\tau_p)^2. \quad (4)$$

Взяв $\tau_p \sim 1\text{нс}$, $I \sim 10^{11}\text{Вт/см}^2$, $\omega \sim 10^{15}\text{с}^{-1}$, а для кристалла типа KDP $\chi_{eo} \sim 10^{-9}\text{СГСЭ}$, найдем $\Omega/\omega \sim 0.1$. Таким образом, при механизме РЗБ в одноосном кристалле, можно ожидать достаточно эффективного преобразования частоты вниз входного импульса.

В этих условиях интенсивность видеоимпульса необыкновенной волны:

$$I_e \cong \frac{E_{em}^2}{\psi_m^2} I_o \sim \frac{I_o}{\omega \Omega \tau_p^2}.$$

При вышеприведенных параметрах имеем $I_e \sim 10^{-5} I_o \sim 10^6\text{Вт/см}^2$. Т.е. интенсивность необыкновенной составляющей значительно меньше интенсивности обыкновенной компоненты.

Анализ влияния поперечных возмущений показывает, что при доминировании электронного отклика среды ($k_2 > 0$) обыкновенно-необыкновенный солитон распространяется в режиме дефокусировки; если же доминирует ионный отклик ($k_2 < 0$), при мощности обыкновенной составляющей, превышающей определенное критическое значение, солитон должен испытывать самофокусировку, в противном случае – способен распространяться в режиме самоканалирования.

Важно заметить, что непрерывное стоксово саморассеяние возможно только в кристаллах с положительным двулучепреломлением. Кроме того существует ограничение снизу на угол между направлением распространения импульса и оптической осью кристалла.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 05-02-16422а).

1. Е.М. Дианов, А.Я. Карасик, П.В. Мамышев, А.М. Прохоров, В.Н. Серкин, М.Ф. Стельмах, А.А. Фомичев // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 242.
2. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. М.: Мир, 1988.
3. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. С. 746.
4. N. Yadjima and M. Oikawa // Progr. Theor. Phys. 1976. V. 56. P. 1719.
5. В.Н. Серкин, Т.Л. Беляева, Г.Х. Корро, М.А. Гранадос // Квант. электрон. 2003. Т. 22. С. 325.

ФОТОННОЕ ЭХО КАК МЕТОД ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ
ИНФОРМАЦИИ В ГИПЕРКОМПЛЕКСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

И.И. Попов, А.Н. Леухин, И.С. Бикбов, К.Ш. Газизов

В докладе приводится цикл теоретических исследований по возможности представления кватерниона (разновидности гиперкомплексной системы) в виде физических величин. Эти величины отражают состояние двухуровневой квантовой системы при формировании на ней ФЭ. При этом представление кватернионного числа осуществляется путем ввода в оптический эхо-процессор в параметрах возбуждающих импульсов специально кодированной информации, с последующей ее обработкой и выводом. Также излагается цикл экспериментальных работ по фотонному эхо (ФЭ) в парах молекулярного йода, демонстрирующих свойства ФЭ, формирующие физическую основу для разработки методов оптической обработки информации в пространстве кватернионов.

Математический формализм формирования ФЭ при взаимодействии двухуровневой квантовой системы с электромагнитным полем в рамках алгебры кватернионов приведен в работе [1]. Вместо оператора плотности для описания динамики взаимодействия внешнего поля с двухуровневым атомом используется вращающий кватернион, где коэффициенты вращающего кватерниона являются компонентами вектора Блоха. В кватернионной модели уравнение Ливуилля-фон Неймана для эволюции матрицы плотности заменяется дифференциальным кватернионным уравнением. При решении данного уравнения получен вид вращающего кватерниона, соответствующего унитарному оператору вращения в матричном представлении. Показано, что решение дифференциального кватернионного уравнения не требует трудоемких математических операций, связанных с вычислением экспоненты от матрицы. Получено выражение для кватернионного супероператора. Показано, что расчеты реакции квантовой системы на воздействие последовательности возбуждающих импульсов, проведенные в формализме кватернионного супероператора, совпадают с расчетами, проведенными в формализме супероператора в базисе повышающих и понижающих операторов.

Предложенный математический формализм расчета откликов ФЭ в данной работе применен для организации ввода/вывода и обработки информации в оптическом эхо-процессоре. ФЭ формировалось на двухуровневой квантовой системе. Приведены примеры физической реализации кватернионов. Вначале приводится матричная модель эволюции квантовой системы под воздействием последовательности возбуждающих импульсов. Затем показана кватернионная модель эволюции квантовой системы под воздействием последовательности возбуждающих импульсов. Далее даются аналитические соотношения и численный пример возбуждения квантовой системы кватернионами с заданными параметрами. Рассмотренные примеры показали, что с помощью определенной последовательности импульсов можно реализовать произвольный возбуждающий кватернион с заданными коэффициентами.

Перед возбуждением ФЭ на основе полученных аналитических выражений осуществляется определение параметров возбуждающих лазерных импульсов, выбираются параметры резонансной среды и условий эксперимента:

- формируется требуемая площадь импульса $\theta_\eta = \chi_\eta \cdot \delta_\eta = 2 \cdot \mathbf{d}_{12} \cdot \mathbf{E}_{0\eta} \cdot \delta_\eta / \hbar$.

При известном матричном элементе дипольного момента \mathbf{d}_{12} требуемая площадь может быть получена вариацией либо амплитуды импульса $\mathbf{E}_{0\eta}$, либо длительности импульса δ_η , либо одновременной вариацией обеих параметров амплитуды и длительности импульса;

- формируется требуемое значение произведения $\Delta\tau_\eta$. При известной резонансной частоте перехода Ω требуемое значение произведения $\Delta\tau_\eta$ может быть получено либо вариацией частоты возбуждения ω , либо вариацией длительности между импульсами τ_η , либо одновременной вариацией обеих параметров частоты возбуждения и длительностью между импульсами;

- формируется требуемое значение фазы $\mathbf{k}_\eta \cdot \mathbf{r}$ либо вариацией волнового вектора излучения \mathbf{k}_η , либо вариацией геометрии эксперимента, задаваемой радиусом-вектором \mathbf{r} , либо одновременной вариацией обеих параметров.

Отметим, что выбор конкретных параметров вариации для получения требуемых коэффициентов возбуждающего кватерниона должен обосновываться оптимальными условиями проведения эксперимента и зависит от конкретной резонансной среды. Этот аспект требует дополнительных уточняющих исследований. Также следует учитывать еще один факт, что напряженность сигнала ФЭ зависит от одного матричного элемента ρ_{21} и, следовательно, в рамках модели расчета ФЭ в соответствии с [2] сигнал ФЭ не может рассматриваться в виде кватерниона. Для формирования полного кватерниона необходимо учесть также диагональные элементы, соответствующие уровням энергии основного и возбужденного состояния. Поэтому для интерпретации эхо-отклика в пространстве кватернионов при выводе информации в оптическом процессоре необходимо помимо амплитудно-временных свойств учитывать и длину волны возбуждающего излучения. Также сигнал ФЭ может интерпретироваться как кватернионный сигнал, если принять во внимание поляризационные свойства ФЭ.

В целом данный метод физической реализации кватерниона при формировании ФЭ предъявляет высокие требования к стабильности параметров возбуждающих импульсов и резонансной среды, при этом необходимо обеспечить режим цифрового управления как параметрами импульсов, так и условиями возбуждения ФЭ. Тем ни менее принципиальная возможность физической реализации кватерниона в технике ФЭ продемонстрирована. К тому же использование поляризационных свойств ФЭ позволит значительно снизить часть этих требований.

Далее в докладе сообщаются результаты экспериментальных исследований поляризационных и амплитудно-временных свойств ФЭ. Эти свойства позволяют осуществить на их основе оптическую обработку информации,

вложенной в амплитудно-временные формы двух поляризационных компонент составного первого возбуждающего импульса-кода, при переключении резонансных спектральных линий, относящихся к различающимся типам ветви, при изменении напряженности приложенного магнитного поля (рис.1) и при различных направлениях вектора линейной поляризации второго возбуждающего импульса. Предложен метод идентификации типов ветви как одиночных, так и попарно задействованных квантовых переходов, реализованный на основе техники ФЭ. Приведенные свойства ФЭ в молекулярном газе открывают хорошую перспективу техники фотонного эха при разработке физических основ оптической обработки информации, в том числе и в пространстве кватернионов.

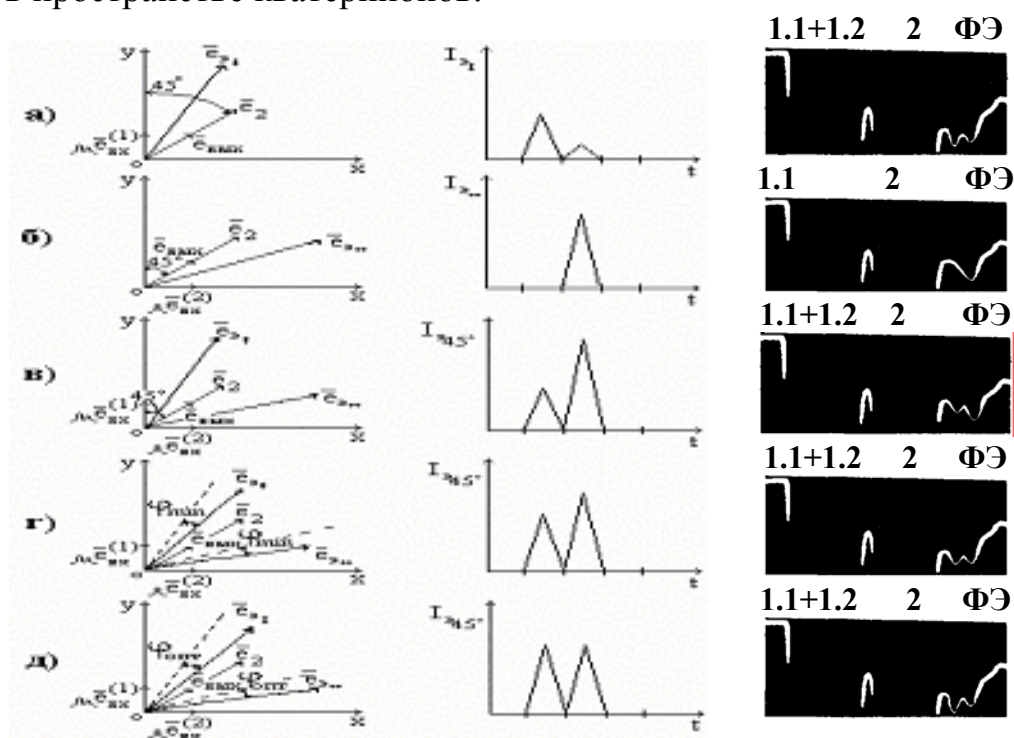


Рис. 1. Иллюстрация амплитудно-временных свойств ФЭ, возбуждаемого составным импульсом-кодом, при воздействии продольно приложенного к резонансной среде магнитного поля: слева - направление векторов поляризации возбуждающих импульсов и импульсов, составляющих эхо-сигнал, направление плоскости поляризации входной $e_{вх}$ и выходной $e_{вых}$ призм; в центре и справа – соответственно, графическая иллюстрация и осциллограммы суммарной интенсивности проекций эхо-сигнала; а и б – формы эхо-сигналов, формируемых одной компонентой импульса-кода; в и д – соответствуют различным значениям напряженности магнитного поля H , возрастающим от в к д.

Перспектива применения оптических эхо-процессоров, обрабатывающих информацию в гиперкомплексном пространстве, связана с решением задач кодирования и распознавания информации, показанных в работе [3].

1. *A.N. Leukhin, I.I. Popov* // Proc of SPIE. 2004. V. 5402. P. 202.
2. *A.A. Калачев, В.В. Самарцев.* Когерентные явления в оптике. Казань: КГУ, 2003.
3. *А.Н. Леухин* // Вестник КГТУ. 2004. №3. С. 30.

ПОЛНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА ДИСКРЕТНЫХ
ФАЗОКОДИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ С ОДНОУРОВНЕВОЙ
ЦИКЛИЧЕСКОЙ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИЕЙ

А.Н. Леухин

В настоящее широкое применение в радиотехнических системах нашли сигналы с нулевыми боковыми лепестками циклической автокорреляционной функции (АКФ), обладающие, также как и белый шум, равномерным энергетическим спектром. Поэтому вопросы синтеза шумоподобных сигналов, их практической реализации и обработки являются актуальными. Среди множества сложных сигналов особое значение и распространение получили сигналы с фазовой модуляцией (значения фаз равны $0, \pi$). При синтезе таких сигналов удастся получить сигналы с одноуровневой автокорреляционной функцией. Однако уровень боковых лепестков таких сигналов не равен нулю. При больших значениях градаций фазы известен ряд последовательностей, обладающих одноуровневой АКФ с нулевым значением боковых лепестков [1]: коды Френка, коды класса p , коды, ассоциированные с ЛЧМ сигналом. В монографии [2] рассматривается сигнал в виде композиционного контура, в основу синтеза которого положены основные теоретические положения контурного анализа.

В работе рассмотрено решение трех задач, посвященных синтезу и исследованию свойств сложных сигналов.

1. *Задача синтеза фазокодированных сигналов с нулевым уровнем боковых лепестков.* На сегодняшний день задача синтеза всех возможных фазокодированных сигналов с нулевым уровнем боковых лепестков для заданной размерности N сигнала не является решенной. Разработано множество методов и подходов для синтеза сигналов с хорошими корреляционными свойствами. Среди таких методов особое место занимают алгебраические подходы, основанные на теории Галуа. В этой работе рассмотрен новый подход к синтезу фазокодированных последовательностей, позволяющий полностью решить задачу синтеза фазокодированных последовательностей с нулевым уровнем боковых лепестков циклической автокорреляционной функции, также базирующийся на теории Галуа. Отдельные аспекты решения задачи ранее обсуждались в работах [3-5].

Дискретный фазокодированный сигнал $\Gamma = \{\gamma_n\}_{0, N-1}$ запишем на основании следующего выражения

$$\gamma_n = \exp(i\varphi_n), \quad n = 0, \dots, N-1, \quad (1)$$

где значение фазы на каждом n -ом кодовом интервале определяется из диапазона $\varphi_n \in [0; 2\pi]$, N - количество кодовых элементов в сигнале, а модуль каждого кодового элемента равен 1, т.е. $|\gamma_n| = 1$.

Циклическую АКФ определим из выражения

$$\eta_{\tau} = \sum_{n=0}^{N-1} \gamma_{n+\tau \pmod{N}} \cdot \gamma_n^*, \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1. \quad (2)$$

Требуется определить вид сигнала $\Gamma = \{\gamma_n\}_{0, N-1}$, чтобы выполнялось условие равенства нулю всех боковых отсчетов циклической АКФ, т.е.

$$\eta_0 = N, \quad \eta_1 = 0, \quad \eta_2 = 0, \quad \dots, \quad \eta_{N-1} = 0. \quad (3)$$

При этом необходимо ответить на следующие вопросы:

1) для любых ли целых положительных значений N существуют кодовые последовательности, удовлетворяющие условию (3),

2) определить общее количество P решений в случае существования решений при заданной размерности,

3) разработать алгоритм синтеза полного семейства сигналов с нулевым уровнем боковых лепестков циклической АКФ при заданной размерности сигнала N .

2. Задача формирования алфавита квазиортогональных сигналов.

Полученные кодовые комбинации с нулевым уровнем боковых лепестков с позиций метода максимального правдоподобия будут являться оптимальными при решении задач оценки параметров. Если теперь из полученного множества сигналов отобрать алфавит сигналов с хорошими взаимокорреляционными свойствами, то можно также говорить об алфавите символов, оптимальных для решения задачи распознавания. В лучшем случае эти сигналы должны быть ортогональными в широком смысле, т.е. все отсчеты их взаимокорреляционной функции (ВКФ) должны быть равны нулю, или, по крайней мере, принимать одинаковые по модулю значения. В связи с этим необходимо найти ответ на следующие вопросы:

1) для любых ли значений N существуют фазокодированные последовательности с указанными свойствами ВКФ,

2) синтезировать все возможные алфавиты квазиортогональных фазокодированных последовательностей для заданной размерности сигнала N .

Из полного множества синтезированных сигналов можно выделить алфавит квазиортогональных символов с равномерным уровнем отсчетов взаимокорреляционной функции, равным $1/\sqrt{N}$. При больших значениях N такие последовательности можно считать «ортогональными», т.к. уровень отсчетов их нормированной ВКФ будет стремиться к нулю, т.е. $\lim_{N \rightarrow \infty} 1/\sqrt{N} \rightarrow 0$.

Задача синтеза квазиортогональных сигналов формулируется следующим образом.

Пусть $\Gamma_i = \{\gamma_n^{(i)}\}_{0, N-1}$, $i = 0, 1, \dots, P-1$ фазокодированный сигнал с идеальными свойствами автокорреляционной функции. Для ответа на поставленные вопросы требуется определить индексы сигналов i и j в уравнении

$$r_{\tau} = \sum_{n=0}^{N-1} \gamma_{n+\tau \pmod{N}}^{(i)} \gamma_n^{*(j)} = 1/\sqrt{N}, \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1, \quad i = 0, 1, \dots, P-1, \quad j = i, i+1, \dots, N-1, \quad (4)$$

задающих алфавит взаимноортогональных сигналов.

3. *Задача исследования вида функции неопределенности (ФН) синтезированных сигналов.* В радиолокации и системах связи важное прикладное значение имеют сигналы с определёнными свойствами функции неопределённости. Рельеф ФН позволяет судить о свойствах сигнала при его оптимальной обработке. Поэтому наряду с перечисленными задачами актуальной является задача определения вида тела неопределённости синтезированных фазокодированных дискретных последовательностей.

$$\chi_{\tau, f} = \left| \sum_{n=0}^{N-1} \gamma_{\tau+n} \cdot \gamma_n^* \cdot \exp\left(i \cdot \frac{\pi}{F} \cdot f \cdot n\right) \right|, \quad \tau = -N+1, \dots, -1, 0, 1, \dots, N-1, \quad f = -F, \dots, -1, 0, 1, \dots, F. \quad (5)$$

При решении поставленных задач в работе получены следующие результаты:

1. Определено количество P всех возможных фазокодированных последовательностей заданной размерности N с нулевыми боковыми лепестками циклической АКФ.

2. Разработан обобщенный метод синтеза всех возможных P фазокодированных последовательностей для заданной размерности N . Показано, что все известные на сегодняшний день фазокодированные сигналы могут быть синтезированы в соответствии с разработанным единым методом.

3. В качестве примера представлены результаты синтеза всех возможных фазокодированных последовательностей размерности $N = 5$.

4. Показано, что алфавиты квазиортогональных фазокодированных последовательностей могут существовать только при нечётном значении N .

5. Определено количество R квазиортогональных фазокодированных последовательностей с уровнем ВКФ равным $1/\sqrt{N}$.

6. Синтезированные фазокодированные дискретные последовательности обладают «ножевидной» и «многолепестковой» функциями неопределённости.

7. Рассмотрен способ формирования на базе синтезированных сигналов сигналов с кнопочной функцией неопределенности.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №04-01-00243 и №03-02-17276.

1. Л.Е. Варакин. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Радио и связь, 1985.
2. Я.А. Фурман, А.В. Кревецкий, А.К. Передреев, А.А. Роженцов, Р.Г. Хафизов, И.Л. Егошина, А.Н. Леухин; под ред. Я.А. Фурмана. Введение в контурный анализ; приложения к обработке изображений и сигналов. 2-е изд., испр. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
3. А.Н. Леухин // Современная радиоэлектроника в ретроспективе идей В.А. Котельникова. М.: издательство МЭИ, 2003. С. 35.
4. А.Н. Леухин // Вестник КГТУ. 2004. № 3. С. 30.

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ
ИМПУЛЬСАМИ В ВОЛНОВОДЕ ГРЕБЕНЧАТОГО ТИПА

О. Федотова, О. Хасанов, А. Гусаков, Й. Херрманн

Генерация суперконтинуума (СК) находит многочисленные приложения в спектроскопии, оптической когерентной томографии, частотной метрологии и др. Недавно обнаруженное формирование спектра более чем в 2 октавы в фотонно-кристаллических волокнах (ФКВ) относительно низкоэнергетичными импульсами (нДж) привлекло большой интерес [1]. Было показано [2], что такой СК может генерироваться в области аномальной дисперсии (АД) групповой скорости посредством излучения и деления солитонов высших порядков вблизи точки нулевой дисперсии (НДТ). Как установлено [3], из-за дисперсии высших порядков каждый появляющийся фундаментальный солитон (ФС), излучает фазово-согласованное с ним несолитонное излучение (НИ). Поскольку ФС имеют разные центральные частоты, НИ генерируется на различных частотных интервалах.

Генерация СК в чипе многообещающа, т.к. позволит легко управлять интегрально-оптическим (ИО) устройством и миниатюризировать его. В настоящей работе теоретически и численно исследуются дисперсионные и спектральные свойства волноводов гребенчатого типа (ВГТ) и условия генерации СК в них. Мы детально изучаем свойства линейной дисперсии, вычисляя как материальную дисперсию (МД) по формулам Зельмейера [4], так и волноводный вклад в дисперсию на основе метода «эффективного показателя преломления» (ЭПП) [5]. Размеры гребня f варьируются от 0,25 до 4 мкм. Предполагается, что верхний (В), средний (волноводный с гребнем (Г)) и нижний (подложка (П)) слои изготовлены из разных материалов, множество комбинаций которых исследовалось. Оптимальные результаты были получены для следующих сочетаний: 1) воздух (В)- стекло TaFD5 (Г)- плавный кварц SiO_2 (П); 2) воздух (В)- плавный кварц (Г) SiO_2 – серебро Ag (П).

Уравнения для вычисления ЭПП в ВГТ $b(\lambda)$ имеет вид:

$$h_i k(\lambda) \sqrt{(n_2(\lambda))^2 - (b(\lambda))^2} - \left(\arctg \sqrt{\frac{(b(\lambda))^2 - (n_3(\lambda))^2}{(n_2(\lambda))^2 - (b(\lambda))^2}} + \arctg \sqrt{\frac{(b(\lambda))^2 - n_1^2}{(n_2(\lambda))^2 - (b(\lambda))^2}} + m\pi \right) = 0,$$

где h_i – толщина среднего слоя в области гребня ($i=1$), вне его ($i=2$), и ширина гребня ($i=3$), m – целое число, k – волновой вектор, n_1, n_2, n_3 – показатели преломления слоев В, Г и П, соответственно. Данное уравнение решалось численно методом половинного деления в Fortran-коде. ДГС $\beta_2(\lambda)$ вычислялась в интервале 2400-300 нм от ИФК до УФ области, содержащем 10^4 точек по λ :

$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$. Определялось изменение дисперсионного закона волноводной структурой. Установлена значительная модификация ДГС по сравнению со случаем только МД, приводящая к появлению широкой полосы АД в видимой

и ближней ИК области для первой структуры (Рис.1-а) и сдвигу ТНД в сторону более коротких волн для второй структуры (Рис.1-б).

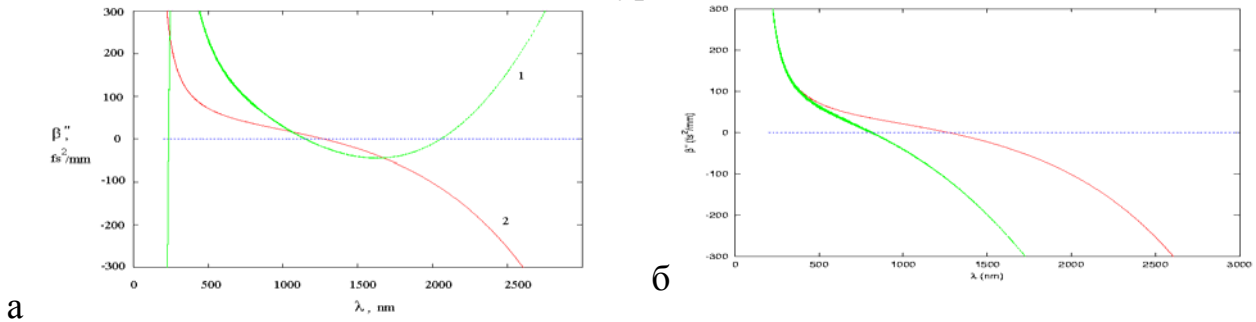


Рис. 1. ДГС в ВГТ (1, зеленый) и чисто материальная (2, красный): (а) в структуре стекло TaFD5- плавленный кварц ($f=0.25$ мкм); (б) в структуре плавленный кварц-серебро ($f=0.5$ мкм).

Для исследования распространения светового импульса в ВГТ численно решалось уравнение Максвелла без приближения медленно меняющихся огибающих [3] Фурье-методом пошагового расщепления, реализованном на *Fortran*. Волновое уравнение для продольного распределения Фурье- образа импульсного поля $\tilde{E}(\xi, \omega)$ имеет вид [2-3]:

$$\frac{\partial \tilde{E}(\xi, \omega)}{\partial \xi} = i \frac{[b(\omega) - 1]\omega}{c} \tilde{E}(\xi, \omega) + i\mu_0 c \frac{\omega \alpha(\omega)}{2b(\omega)} P_{nl}(\xi, \omega),$$

где $P_{nl}(\xi, \omega)$ - Фурье-образ нелинейной поляризации, ξ - безразмерная продольная координата, $\alpha(\omega)$ - фактор, связанный с площадью эффективной моды, включающий поперечные эффекты (мощность излучения здесь ниже критической для самофокусировки) [3], $b(\omega)$ - ЭПП. Численные эксперименты проводились для различных длительностей τ_0 , интенсивностей I_0 , несущих частот входного импульса и длин распространения L . Число точек на интервале от 0 до L было $2 \cdot 10^5$ с шагом 0.5λ . Длина волны излучения λ_0 соответствовала области АД образца. Значения нелинейного показателя преломления n_2 выбирались в соответствии с экспериментальными данными.

Анализ выходного спектра показывает значительное спектральное уширение начиная с $L=4-5$ см. Чем больше L , тем шире СК, формируемый на выходе. Установлено, что на $L=10$ см генерируется гладкий СК в 1.5-2 октавы, простирающийся от видимой до ближней ИК области. Самый широкий спектр обнаружен вблизи ТНД. Временная форма выходного импульса заметно отличается от гиперболического секанса на входе. Формируются множественные ФС и НИ с частотами, сдвинутыми в красную и синюю область, соответственно. На рис. 2-а представлен спектр лазерного импульса с $\tau_0=150$ фс, $I_0=0.2$ ТВт/см², $\lambda_0=1170$ нм генерируемый на выходе $L=10$ см из TaFD5-SiO₂ структуры в области от 750 до 2400 нм. Соответствующее временное распределение поля видно на рис. 2-б.

Сходная картина, сдвинутая в видимую область, наблюдается и в структуре SiO₂-Ag. На рис. 3-а показан выходной спектр, формируемый в ней при $L=5$ см импульсом с $\tau_0=150$ фс, $I_0=0.5$ ТВт/см², $\lambda_0=798$ нм; соответствующее временное распределение поля дано на рис. 3-б.

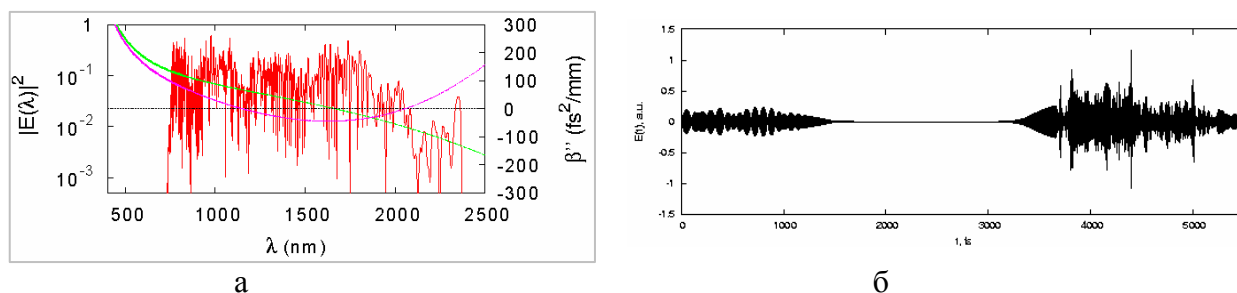


Рис. 2. Спектр суперконтинуума в ВГТ структуре «стекло $TaFD5$ - плавленный кварц» (красный) при $I_0 = 0.2 \text{ ТВт/см}^2$, $\tau_0 = 150 \text{ фс}$, $\lambda_0 = 1170 \text{ нм}$, $L = 10 \text{ см}$; ДГС для ВГТ с $f = 0,25 \mu\text{м}$ (розовый) и чисто материальная ДГС (зеленый) (а); форма выходного импульса (б).

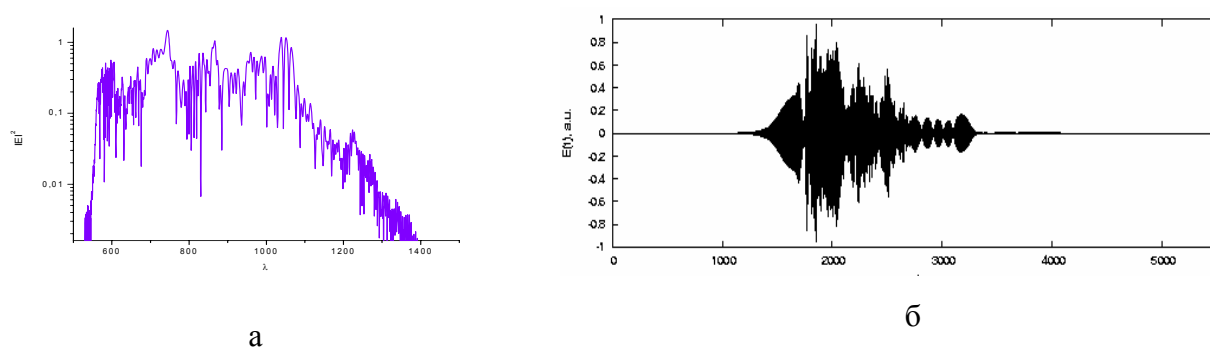


Рис. 3. Спектр суперконтинуума (а) и форма выходного импульса (б) в ВГТ структуре «плавленный кварц-серебро» при $I_0 = 0.5 \text{ ТВт/см}^2$, $\tau_0 = 150 \text{ фс}$, $\lambda_0 = 798 \text{ нм}$, $L = 10 \text{ см}$; $f = 0,5 \mu\text{м}$.

При варьировании λ_0 (1300 нм; 1600 нм в первой структуре; 980 нм во второй структуре) спектр сужается (800 ÷ 1700 нм; 1400 ÷ 1800 нм и 510 ÷ 1250 нм, соответственно), становясь не столь гладким, при этом число временных солитонов уменьшается.

Укорочение τ_0 в пределах одного порядка до 15 фс приводит к исчезновению СК в спектре и солитонов во временной картине, что отличает данный механизм от фазовой самомодуляции [3]. Рост I_0 приводит к уширению СК на той же L .

Моделирование доказывает волноводный вклад в генерацию СК т.к. после распространения такого же импульса в чистом материале генерации СК не обнаружено.

1. J.K. Ranka, R.S. Windeler and P. St. Steinz // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 25.
2. A. Husakou, J. Herrmann // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 203901.
3. V. Husakou and J. Herrmann // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. V. 19. P. 2171.
4. Handbook of Optics, Optical and Physical Properties of Materials, Room-temperature Dispersion Formulas for Crystals and Glasses. P. 33.
5. Проблемы прикладной физики. Интегральная оптика. Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1978.

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ОТКЛИКА И
ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СОЛИТОНЫ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

А.Л. Толстик, Н.Г. Борздов, А.Ю. Матусевич, Е.А. Мельникова, А.П. Сухоруков

Интерес к процессам преобразования и взаимодействия световых пучков в фоторефрактивных кристаллах связан с высокими значениями оптической восприимчивости, характерными для фоторефрактивного механизма нелинейности. Для работы в видимой области спектра широкое распространение получили кристаллы титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, в которых реализованы фоторефрактивные солитоны в микроваттном диапазоне мощности световых пучков, что намного ниже требуемой мощности для получения солитонов в средах с керровской и резонансной нелинейностью. При этом в ряде работ отмечается сложность протекающих процессов в условиях проявления внутренних связей, таких как диффузия и дрейф электронов, самофокусировка и дефокусировка светового пучка, феннинг и запись дифракционных динамических структур, на которых имеет место самодифракция и параметрическое рассеяние световых пучков.

В настоящей работе проанализирована динамика фоторефрактивного отклика на основе исследования процесса записи динамических голограмм и формирования пространственных солитонов в кристаллах титаната висмута. Исследована кинетика формирования фоторефрактивных решеток в условиях импульсного возбуждения. При анализе фоторефрактивных солитонов особое внимание уделялось динамике их формирования непрерывным и влиянию на эффективность самофокусировки внешнего электрического поля.

Схема записи динамических голограмм при четырехволновом взаимодействии реализована с использованием второй гармоники YAG-лазера с активной модуляцией добротности. Измеренная зависимость дифракционной эффективности динамических голограмм от длительности лазерного импульса при постоянной энергии импульса позволила сделать вывод, что включение фоторефрактивного механизма нелинейности происходит за времена, превышающие 20 нс, определяемые скоростью перераспределения свободных носителей заряда в объеме среды. Затем, при увеличении длительности лазерных импульсов до 50 нс, наблюдается существенный рост дифракционной эффективности, который насыщается при длительностях импульсов, превышающих 100 нс.

О динамике фоторефрактивного отклика для непрерывного лазерного излучения можно судить по эффективности самофокусировки и формированию пространственных солитонов. Использовалось поляризованное излучение гелий-неонового лазера, которое распространялось вдоль кристаллографической оси кристалла $[1,1,0]$, перпендикулярно которой было приложено постоянное электрическое поле. Для создания пространственных солитонов использовалась фокусировка лазерного излучения вблизи входной грани кристалла, что позволяло формировать пучки диаметром менее 100 мкм. Установлено, что образование солитонов имеет место только при

использовании внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу для создания наведенной анизотропии. Требуемые для самофокусировки значения напряженности (10 – 20 кВ/см) зависят от диаметра и интенсивности светового пучка на входе в кристалл.

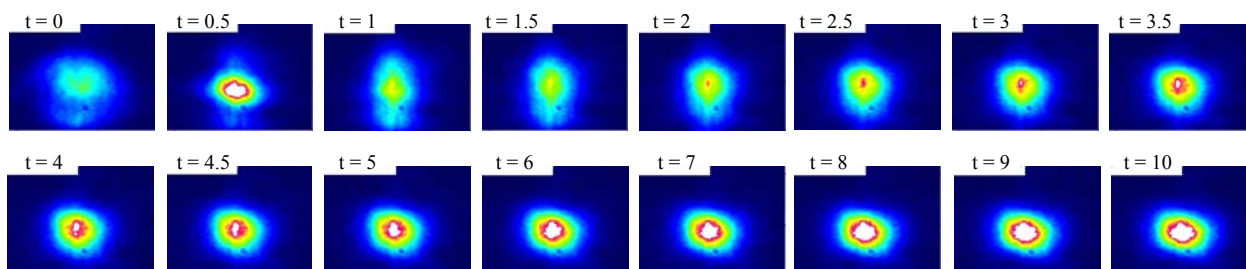


Рис.1. Зависимость пространственного распределения излучения гелий-неонового лазера на выходе кристалла в различные моменты времени t (минуты).

Типичная динамика светового пучка на выходе кристалла представлена на рис. 1. Видно, что формирование солитонных структур происходит за времена порядка нескольких минут. При этом увеличение напряжения приводит к увеличению времени установления солитонной структуры. Такая закономерность объяснена с позиции формирования экранирующего солитона, для образования которого внешнее поле должно быть значительно уменьшено в области солитонного канала. В то же время увеличение интенсивности светового пучка приводит к уменьшению времени формирования пространственного солитона. При этом также уменьшалось и влияние приложенного электрического напряжения на время формирования солитона.

Таким образом, на основе полученных экспериментальных данных проведена оценка времени включения фоторефрактивной нелинейности в условиях импульсного и непрерывного возбуждения и показана возможность работы как с импульсами длительностью несколько десятков наносекунд, так и с непрерывным лазерным излучением.

Работа выполнена при поддержке грантом БРФФИ - №04-02-81054, НШ - №1949.2003.2, РФФИ - № 05-02-17308.

АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ СИНГУЛЯРНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ПУЧКИ
В СРЕДАХ С НАСЫЩАЕМОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ В УСЛОВИЯХ
ФОТОИОНИЗАЦИИ

О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, Р.А. Власов, А.П. Сухоруков

Сформировавшаяся к настоящему времени новая область физической оптики - сингулярная оптика связана с изучением условий генерации и распространения световых пучков, волновые фронты которых имеют фазовые сингулярности. По своей структуре это трубчатые лазерные пучки с характерным провалом интенсивности в центре, несущие орбитальный угловой момент $m\hbar$ (m - топологический заряд) [1]. Центральной проблемой теории и практики таких пучков является их устойчивость при распространении для значений $|m| > 1$.

Цель настоящей работы — проанализировать условия стабильного распространения мощных фемтосекундных сингулярных пучков в диэлектрической среде с комбинированной нелинейностью, содержащей компоненты третьего и пятого порядков. Считаем, что кубическая нелинейность является фокусирующей, а нелинейность пятого порядка – дефокусирующей. Предполагается, что дефокусирующее влияние электронной плазмы, генерируемой в поле импульса в условиях многофотонной ионизации, может способствовать стабилизации импульсного пучка, несущего вихрь с топологическим зарядом $|m| > 1$.

Рассмотрим ситуацию, близкую к экспериментальной [2]: через образец плавленого кварца толщиной z , превышающей несколько дифракционных длин, проходит импульс осесимметричного поляризованного пучка света со спиральной пространственно-временной структурой фазы, длиной волны $\lambda=800\text{нм}$ и длительностью $\tau_p=70\div 100\text{фс}$. Входная интенсивность импульса I_0 может изменяться в диапазоне $2\text{-}20\text{ТВт/см}^2$. При таком уровне интенсивности падающего излучения целесообразно рассмотреть процессы насыщения нелинейности и фотоионизации среды.

Численное моделирование основано на анализе системы, состоящей из обобщенного НУШ для комплексной огибающей электрического поля $E = E(r, t, z)\exp(im\varphi)$, и кинетического уравнения для плотности свободных электронов (ПСЭ) ρ [3]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_r^2 E - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + ik_0 (n_2 |E|^2 - n_4 |E|^4) E - \frac{\sigma_{IBS}}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{W_{pi}(|E|) U_i}{I} E - i \frac{m^2}{r^2} E,$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \eta \rho |E|^2 + W_{pi}(|E|) - \frac{\rho}{\tau_r},$$

Первое слагаемое в правой части НУШ обусловлено влиянием дифракции, второе - дисперсией групповой скорости с коэффициентом $\beta_2 = 361\text{фс}^2/\text{см}$;

третье связано с нелинейностями третьего и пятого порядков, четвертое и пятое слагаемые обусловлены влиянием плазмы и многофотонного поглощения; соответственно, где $\sigma_{IBS} = 1.55 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ - поперечное сечение обратнотормозного излучения; $W_{pi} = \sigma_l |E|^{2l-2}$, $U_i = 7.6 \text{ эВ}$ – ширина запрещенной зоны; $l=6$ – число фотонов. Наконец, последнее слагаемое вызвано наличием орбитального углового момента пучка. В уравнении для ПСЭ первый член связан с возникновением электронной лавины, второй – описывает процесс фотоионизации за счет многофотонного поглощения, а третий обусловлен электрон-фононной рекомбинацией со временем τ_r . В рассматриваемом диапазоне длительностей и мощностей падающего импульсного пучка первое и третье слагаемые малы, поэтому в дальнейшем анализе их влиянием мы пренебрегаем. Нелинейный показатель преломления $n_2 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Поскольку в литературе отсутствуют данные по нелинейности 5 порядка в плавленом кварце, предполагаем, что ее вклад на 3-4 порядка меньше Керровской.

Краевые условия зададим в виде:

$$E(z=0) = \sqrt{\frac{2^m}{m!}} E_0 \frac{r^{|m|}}{w^m(0)} \exp(-r^2/2w^2(0) - t^2/2\tau_p^2) \exp(im\phi); \quad \partial E / \partial r|_{r=0} = E|_{r=R} = 0$$

Здесь $w(0)$ - начальный радиус пучка; R - граница в поперечном направлении, которая выбирается достаточно большой, так что $u|_{r>R} = 0$ для всех $z \in [0, L]$.

Для численного решения полученной системы уравнений в области $D = [0 \times R] \times [0, L] \times [-T, T]$ вводилась сетка, равномерная по t и неравномерная по r, z , сгущающаяся в области сильных градиентов, на которой исходная задача аппроксимировалась системой разностных уравнений, реализованных на основе итерационного метода переменных направлений.

Проведенный численный эксперимент показал наличие стадий радиального сжатия и расплывания при эволюции импульса в среде. На первом этапе по мере распространения происходит сжатие пучка, что обусловлено доминирующим вкладом в интенсивность поля фокусирующей кубической нелинейности. На этом шаге радиус пучка сокращается до 1/3 по отношению к начальной величине, а интенсивность растет. С ее ростом увеличивается и влияние дефокусировки, связанной с отрицательной по величине нелинейностью пятого порядка, что приводит к расплыванию импульса. Установлено, что структура импульсного пучка по мере распространения обладает четко выраженной периодичностью вдоль оси z (рис. 1). Максимальное значение амплитуды растет, происходит сужение импульса, но вследствие образующейся плазмы неограниченного роста интенсивности не происходит. Проявление периодичности существенно зависит от мощности проходящего пучка. Если ее величина превышает мощность падающего излучения более чем в 10 раз, периодичность нарушается. Причиной, на наш взгляд, является

преобладающее влияние генерируемой плазмы и инерционный характер ее формирования.

Как показывает анализ, использование импульсных трубчатых пучков позволяет значительно увеличить плотность плазмы свободных электронов по сравнению с гауссовыми импульсами, за счет увеличения интенсивности лазерного излучения, что обусловлено структурой самого пучка. Нами исследовалась динамика распределения ПСЭ при распространении излучения по образцу в зависимости от величины топологического заряда. Результаты численных расчетов показали, что при варьировании входных интенсивностей импульса от 2 до 9 ТВт/см² распределение ПСЭ увеличивается по сравнению с гауссовыми пучками на порядок (Рис.2) [4]. Дальнейший рост плотности возможен при использовании пучков с большим топологическим зарядом (Рис.2, вставка). При этом с увеличением входной интенсивности излучения процесс развития плазмы ускоряется, наблюдается смещение максимума ПСЭ в область меньших длин.

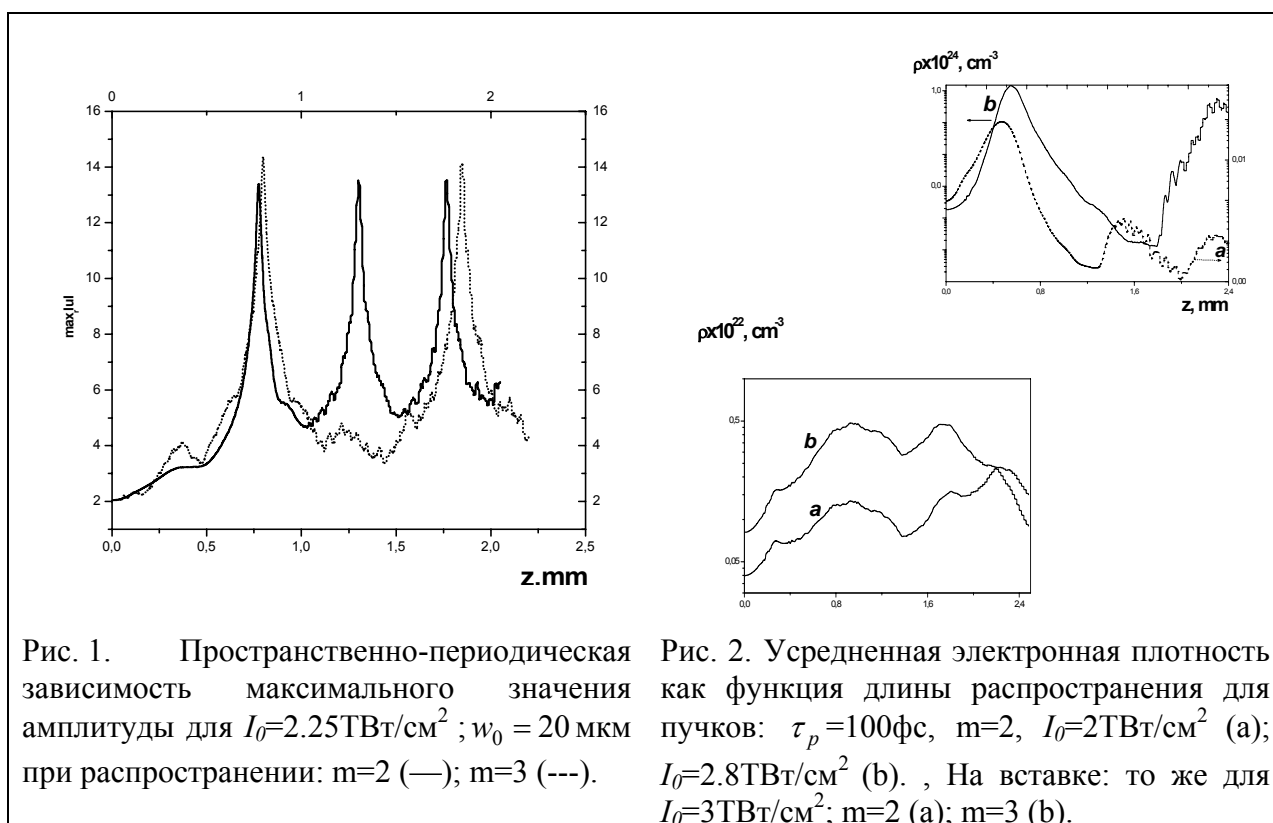


Рис. 1. Пространственно-периодическая зависимость максимального значения амплитуды для $I_0=2.25\text{ТВт/см}^2$; $w_0 = 20\text{ мкм}$ при распространении: $m=2$ (—); $m=3$ (---).

Рис. 2. Усредненная электронная плотность как функция длины распространения для пучков: $\tau_p=100\text{фс}$, $m=2$, $I_0=2\text{ТВт/см}^2$ (а); $I_0=2.8\text{ТВт/см}^2$ (б). На вставке: то же для $I_0=3\text{ТВт/см}^2$; $m=2$ (а); $m=3$ (б).

Настоящая работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского фонда фундаментальных исследований (гранты Ф04Р-083, БелРФФИ 04-02-81054).

1. L. Allen, M.J. Padgett, M. Babiker // Progress in Optics. V. 39. P. 294.
2. D. Von der Linde, H.J. Schuler // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. V. 13. P. 216.
3. L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco et al // PRL. 2002. V. 89. Iss. 18.
4. О.Х. Хасанов, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, А.П. Сухоруков, Д. фон дер Линде // В сб. «Актуальные проблемы физики твердого тела», Минск, 2003. С. 573.

СИНХРОНИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННОГО
ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ АВТОМОДУЛЯЦИИ

А.С. Ларькин

Полупроводниковые инжекционные лазеры с насыщающимся поглотителем способны работать в режиме автомодуляции, где генерируют свет в виде периодической последовательности коротких импульсов. Их применение перспективно в оптических системах передачи и хранения информации, в частности в устройствах считывания DVD, где они обеспечивают большее отношение сигнал/шум, чем инжекционные лазеры, работающие в режиме непрерывной генерации [1].

Данная работа посвящена исследованию синхронизации импульсного излучения, генерируемого инжекционным лазером с насыщающимся поглотителем, током гармонических колебаний СВЧ. Эффект синхронизации наблюдался при мощности сигнала $10^{-5} - 10^{-3}$ W, что на 3-4 порядка меньше, чем в ранних экспериментах [2].

Эксперименты проводились с партией образцов, имевших рабочую длину волны 786 nm. При комнатной температуре они имели пороговый ток $I_{th} = 20 \pm 0,4$ mA и крутизну ватт-амперной характеристики около 0,8 mW/mA. Автоมодуляционный режим излучения в лазерах имел место, когда ток накачки лежал в пределах от I_{th} до $I_1 \approx 35-40$ mA. При токе накачки вблизи I_{th} лазеры генерировали периодические последовательности световых импульсов длительностью менее 200 ps. Частота повторения импульсов f_{sp} увеличивалась с ростом тока накачки и варьировалась в интервале 0,8-2,6 GHz. Вблизи границы непрерывной генерации I_1 световое излучение не успевало затухать за время между импульсами, и его огибающая принимала вид амплитудно-модулированных пульсаций, глубина которых уменьшалась по мере приближения к I_1 . При токе накачки I_1 лазер переходил в режим непрерывной генерации.

Особенностью инжекционных лазеров данного типа являлось то, что они генерировали одномодовое световое излучение во всем интервале токов, использовавшихся в эксперименте. При этом какие-либо заметные вариации в пространственной структуре ближнего поля светового излучения за время импульса отсутствовали.

В работе был применен спектральный метод регистрации синхронизации. При этом импульсы оптического излучения лазера детектировались лавинным фотодиодом ЛФД-2, сигнал с которого подавался на анализатор спектра СВЧ С4-27. Наблюдавшаяся спектральная линия первой гармоники огибающей оптических импульсов имела максимум на частоте автомодуляции. При уровне накачки, немного превышавшим I_{th} , эта спектральная линия была значительно уширена, что свидетельствовало о высоком уровне флуктуаций временного

интервала между импульсами (рис.1,а). С ростом тока накачки наблюдалось сужение линии (ср. рис 1,а и левый пик на рис.1,б).

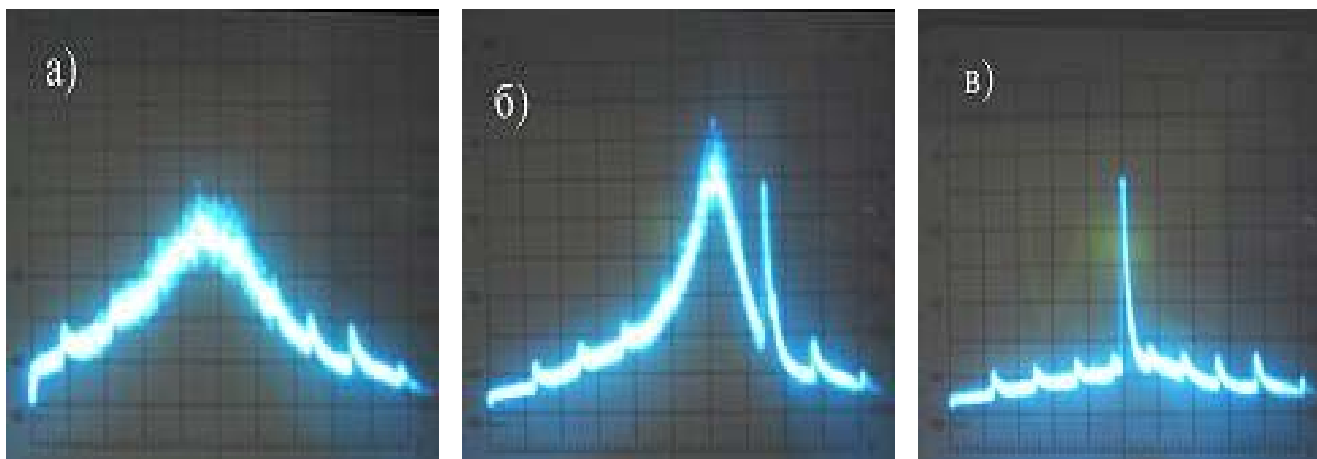


Рис.1. Спектрограммы огибающих оптических импульсов: а) свободная автомодуляция, $f_{sp} = 785$ MHz, $I = 20,5$ mA; б) асинхронный режим, $f_{sp} = 1120$ MHz, $I = 23$ mA, $f_s = 1095$ MHz и $I_s = 2,5$ mA; в) синхронный режим при синхронизации оптических импульсов в режиме автомодуляции $f_{sp} = f_s = 1120$ MHz, $I = 23$ mA и $I_s = 2,5$ mA. $T = 17,5$ °C, зубцы на спектрограммах - метки 10 MHz.

При наблюдении синхронизации на лазерный диод, наряду с постоянным током накачки, подавался гармонический сигнал с генератора СВЧ. В зависимости от частоты сигнала f_s использовался один из генераторов: Г4-129, Г4-78 или Г4-79. Воздействие гармонического тока приводило к модуляции времени начала импульса генерации лазера, что вызывало появление линии с частотой f_s в спектре огибающей световых импульсов. Если f_s существенно отличалась от частоты автомодуляции, то спектральные линии с частотами f_{sp} и f_s фиксировались на экране анализатора спектра отдельно (см.рис.1,б). При перестройке f_s в сторону приближения к частоте автомодуляции, наблюдался встречный сдвиг спектральной линии автомодуляции (f_{sp}). В зависимости от тока накачки и амплитуды синхронизирующих колебаний этот сдвиг составлялась от нескольких единиц до нескольких десятков мегагерц.

При дальнейшем сближении линий f_{sp} и f_s происходило их «слияние», которое сопровождалось резким сужением результирующей спектральной линии (рис.1,в). Этот момент фиксировался как граница области синхронизации. При дальнейшей перестройке частоты f_s происходил срыв синхронизации, и обе спектральные линии, f_{sp} и f_s , вновь наблюдались отдельно.

Типичный вид областей синхронизации в зависимости от амплитуды тока СВЧ (I_s) представлен на графиках рис.2. При возрастании тока накачки от порогового значения, зоны синхронизации становились вначале более узкими (рис.2,слева), а затем, когда ток накачки приближался к I_1 , вновь происходило расширение зон (рис.2,справа).

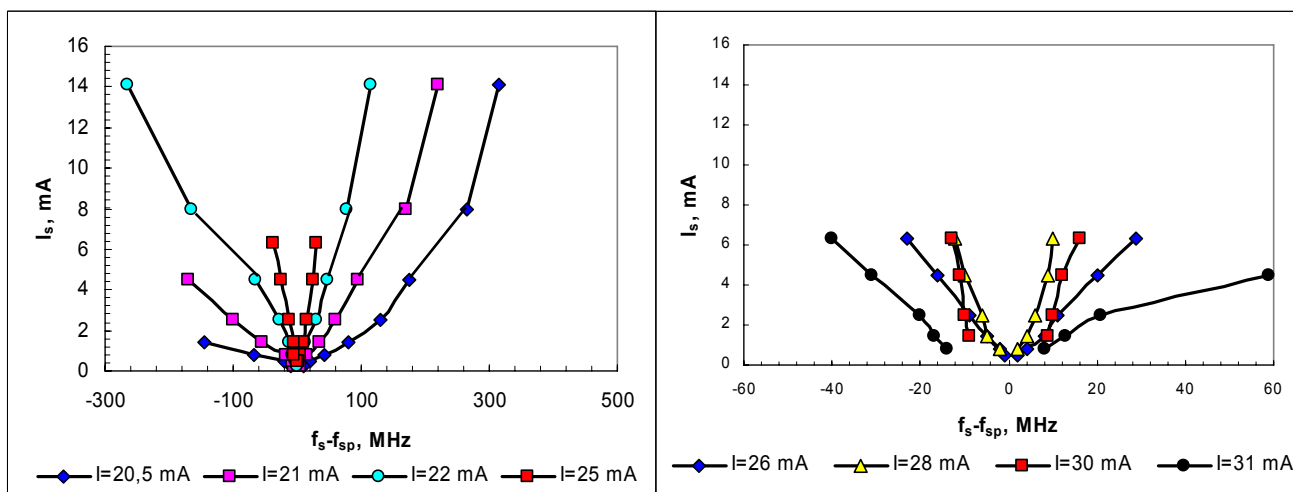


Рис.2. Область синхронизации импульсов излучения лазера с насыщающимся поглотителем в режиме автомодуляции в зависимости от амплитуды синхронизирующего сигнала: вблизи порога генерации – слева; вблизи границы области непрерывной генерации - справа.

Синхронизация импульсов излучения инжекционного лазера наблюдалась в интервале температур от 8,5 °С до 45 °С. С ростом рабочей температуры частота автомодуляции при фиксированном токе накачки понижалась на 25 МГц/К. Одновременно наблюдалась сужение ширины области синхронизации при постоянной амплитуде СВЧ-колебаний. Так, при величине тока модуляции $I_s = 4,5$ мА и частоте автомодуляции $f_{sp} = 1.0$ GHz ширина области синхронизации составляла 250 МГц при 8,5 °С и уменьшалась до 70 МГц при 45 °С.

Синхронизация импульсов излучения инжекционного лазера имела место также и при СВЧ-воздействии на второй гармонике ($f_s \approx 2f_{sp}$). Область синхронизации была при этом гораздо уже, и варьировалась, в зависимости от условий, от 16 до 30 МГц (при $I_s = 2-6$ мА).

Эффект синхронизации импульсов излучения осуществлен при мощности синхронизирующего сигнала $10^{-5} - 10^{-3}$ W, что на 3-5 порядков меньше, чем в ранних экспериментах. Это дает возможность применения синхронизации для ряда практических приложений. Синхронизация СВЧ-колебаниями позволяет повысить стабильность частоты повторения лазерных импульсов, а также ослабить влияние не только уходов рабочей температуры и тока накачки, но и коэффициента усиления в активной области. Далее, перестраивая частоту СВЧ-сигнала, можно управлять периодом повторения световых импульсов в широком диапазоне.

1. *Kidoguchi, H. Adachi, S. Kamiyama, T. Fukuhisa, M. Mannoh, A. Takamori* // IEEE J. of Quant. Electr. 1997. V. 33. № 5. P. 831.
2. *К.Я. Сенаторов и др.* // Квант. электрон. 1974. № 1. С.160.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СВЕТОВЫЕ
СТРУКТУРЫ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

О.В. Боровкова, Д.А. Чупраков, А.П. Сухоруков

Нелинейные стационарные состояния света довольно многообразны и в настоящее время не изучены до конца. До сих пор более всего исследователей привлекали пространственные солитоны и их применения [1]. Однако наряду с такими решениями вполне могут существовать более сложные стационарные состояния – решетки, в которых амплитуда светового поля изменяется в пространстве периодически. Ранние работы уже изучали такие структуры, как образующиеся в результате модуляционного распада параметрически связанных плоских волн [2]. Периодический характер распада обусловлен высоким усилением в узком спектре пространственных возмущений. Такие состояния, вообще говоря, не являются стационарными и волновая решетка испытывает сложную пространственную динамику [3]. В данной работе мы интересуемся стационарными решениями для периодического волнового поля первой и второй гармоник, численно изучаем генерацию таких структур в планарных и объемных средах с квадратичным по полю откликом.

Нормированные стационарные огибающие волн первой и второй гармоник $u(\xi)$ и $v(\xi)$ в планарной среде являются решениями следующих уравнений:

$$\partial^2 u / \partial^2 \xi - u + uv = 0, \quad \partial^2 v / \partial^2 \xi - \alpha v + \frac{1}{2} u^2 = 0 \quad (1)$$

где ξ - нормированная поперечная координата, α - безразмерный параметр расстройки волновых векторов в среде. Краевые условия задачи (1) удобно выбрать следующими: $\partial u / \partial \xi(0) = \partial v / \partial \xi(0) = 0, u(0) = u(\Lambda), v(0) = v(\Lambda)$. В силу того, что нелинейные решения для огибающих в общем случае не выражаются явными функциями, целесообразно использовать приближенное описание профилей в виде некоторых элементарных функций, подобно тому, как это делалось для солитонов [4, 5]. Выберем в качестве пробных функций следующие:

$$u = E_1 + \delta_1 \left| \cos \left(\frac{\pi}{\Lambda} \xi \right) \right|^{\nu}, \quad v = E_2 + \delta_2 \left| \cos \left(\frac{\pi}{\Lambda} \xi \right) \right|^{\nu}, \quad (2)$$

где E_j – амплитуда фона, δ_j – амплитуда периодической модуляции структуры, ν – параметр решения, Λ – период решетки.

Рассматриваемая система периодических решений имеет два следующих предельных перехода:

1. При большом периоде ($\Lambda \gg 1$) стационарная структура должна представлять собой последовательность отдельных солитонов.

2. При малом периоде ($\Lambda \ll 1$) из-за сильной дифракции субпучков стационарная структура должна переходить к плоской волне.

Для предельного перехода от решений в виде плоских волн к периодическим слабomodulированным решениям можно воспользоваться

линеаризованными уравнениями для огибающих [2], представив их в виде (2) при условии $|\delta_j| \ll |E_j|$. Тогда легко найти, что малоконтрастные решетки описываются (2) с $\nu=2$ и пространственным периодом, определяемым формулой:

$$\Lambda = \sqrt{\frac{8\pi^2}{\sqrt{\alpha^2 + 8\alpha} - \alpha}} \quad (3)$$

Это наименьший возможный период параметрических решеток, соответствующий нулевому инкременту модуляционной неустойчивости волн в работе [2]. Нахождение решений в виде (2) выполнялось вариационным методом. При этом была получена зависимость минимальной и максимальной амплитуд от пространственного периода структуры. На рис. 1 показан соответствующий график для случая $\alpha = 4$. Для других значений параметра α вид графика сохраняется. Исследовались зависимости контрастности найденных структур от фазовой расстройки α и периода решетки Λ .

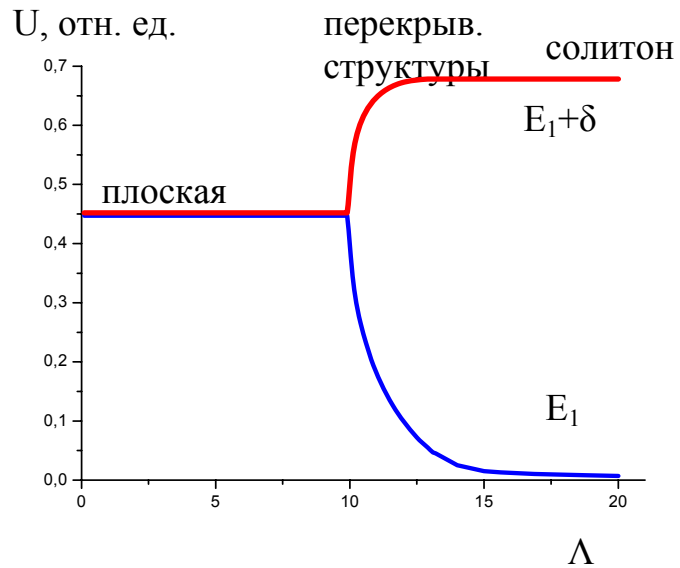


Рис. 1. Зависимость максимальной и минимальной амплитуд первой гармоники от периода для изучаемых волновых структур.

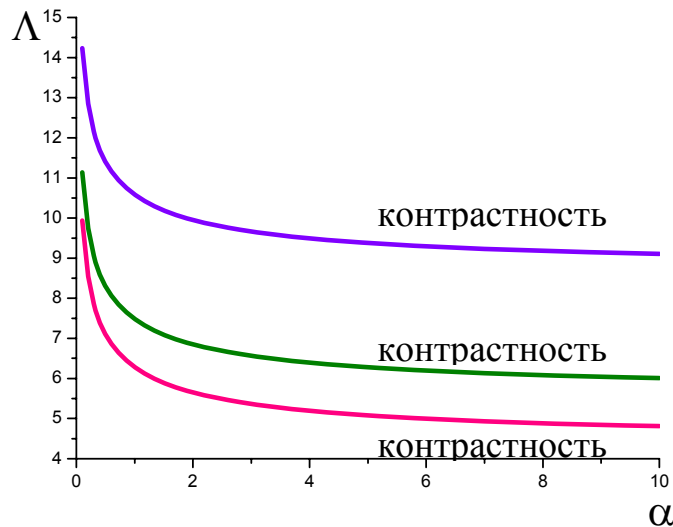


Рис. 2. Уровни контрастности квадратичных решеток.

Анализ устойчивости, проведенный в [1], может быть естественно перенесен на высококонтрастные структуры, однако для решеток с фоном, вопрос об устойчивости остается открытым. Численные эксперименты, в которых на вход в среду запускались найденные решения, выявили устойчивое распространение периодической структуры на десятки дифракционных длин (рис. 3).

Далее с помощью численного моделирования изучалось формирование 2D периодических структур в объемной квадратично-нелинейной среде как результат модуляционной неустойчивости широкого гауссова пучка основной частоты. Для этого на амплитудный профиль пучка на входе накладывалась

слабая модуляция. Изменяя частоту модуляции, определялись частоты, при которых в среде образуется решетка. В планарных волноводах наблюдалось квазипериодическое нарушение и восстановление регулярности структуры при распространении [3]. Однако в двумерном случае подобный эффект обнаружен не был.

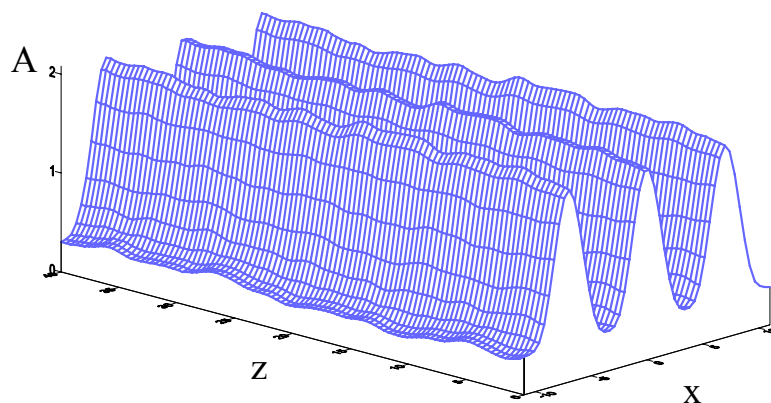


Рис. 3. Распространение контрастной 1D решетки в планарной квадратично-нелинейной среде.

Интересно заметить, что в результате симметричного перераспределения энергии в решетке с большим периодом у нее появляются новые узлы, пространственная частота увеличивается (рис. 4).

Проведенные эксперименты с немодулированными гауссовыми пучками показали, что и в этом случае может возбуждаться периодическая структура. Однако все эти способы возбуждения не приводят к установлению стационарного периодического светового состояния, в отличие от известных вариантов захвата солитона.

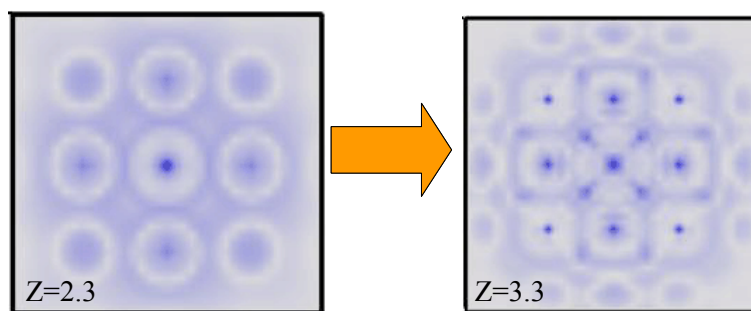


Рис. 4. Динамическое уплотнение 2D решетки в объемной квадратично-нелинейной среде.

Таким образом, в работе найдено и исследовано семейство одномерных периодических решений для стационарных огибающих первой и второй гармоник; численными экспериментами продемонстрирована их устойчивость; изучено возбуждение солитонных структур в режиме модуляционной неустойчивости.

1. *A.V. Buryak, Y.V. Kivshar, and V.V. Steblina* // Phys. Rev. A. 1995. V. 52. P. 1670.
2. *S. Trillo, P. Ferro* // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 438.
3. *С.Б. Шараев, А.П. Сухоруков, Д.А. Чупраков* // Известия РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1725.
4. *Лу Синь, А.П. Сухоруков* // Известия РАН. Сер. физ. 1996. Т. 60. С. 64.
5. *A.A. Sukhorukov* // Phys. Rev. E. 2000. V. 61. P. 4530.

**Tm³⁺-ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОГО
ГЕРМАНОСИЛИКАТНОГО СВЕТОВОДА**

В.В. Двойрин, О.Л. Опалев, В.М. Машинский, Е.М. Дианов, В.М. Яшков,
А.Н. Гурьянов

Одной из важных задач современной лазерной оптики является создание эффективных лазеров, генерирующих в диапазоне 2-3 мкм. Интерес к таким системам обусловлен их растущим применением в различных прикладных областях, например, в сфере экологической диагностики атмосферы, и, главным образом, в медицине. В последнем случае имеется настоятельная необходимость в использовании компактных волоконно-оптических лазеров, позволяющих более гибко проводить диагностику и лечение в клинических условиях.

В наиболее широко используемых (и обладающих наиболее высокими термической стабильностью и механической прочностью) световодах на основе кварцевого стекла большая энергия фонона препятствует получению генерации в области длин волн более 2-х мкм. Поэтому представляет интерес исследование активных ионов в материалах, характеризующихся меньшей энергией фонона и большей оптической нелинейностью, которая позволит сместить генерируемое излучение в длинноволновую область спектра за счет нелинейных эффектов. В частности, в сравнительно недавно разработанных в НЦВО световодах с высокой концентрацией германия в сердцевине (более 50 мол.%) [1], характеризующихся высокими нелинейными свойствами, средняя энергия фонона заметно ниже, чем в стандартных волокнах, что приводит к смещению минимума оптических потерь в область 1.9-2 мкм (по сравнению с 1.55 мкм). В то же время для этой спектральной области существует (по всей видимости, единственный в случае стекол) эффективный активный центр – ион Tm³⁺, позволяющий получать генерацию в диапазоне 1.8-2 мкм [2]. Такое удачное совпадение требует исследования спектроскопических и генерационных характеристик этого иона в высоколегированных германосиликатных световодах, что и было проведено в данной работе.

Техника изготовления

Tm³⁺. Германосиликатная световодная заготовка была изготовлена методом MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) при введении в стекло сердцевинной туллы также из газовой фазы. Содержание GeO₂ составило 55% мол.%. Из заготовки был вытянут световод с отсечкой в области 1.43 мкм

Результаты

Спектр оптических потерь в световоде (рис. 1) соответствует характерным спектрам поглощения Tm³⁺ в силикатных стеклах. Широкая полоса поглощения с максимумом в области 1.58 мкм соответствует электронному переходу ³H₆ →

3F_4 этого иона. Минимум оптических потерь расположен в области 1900 нм и составляет по величине 0.123 дБ/м.

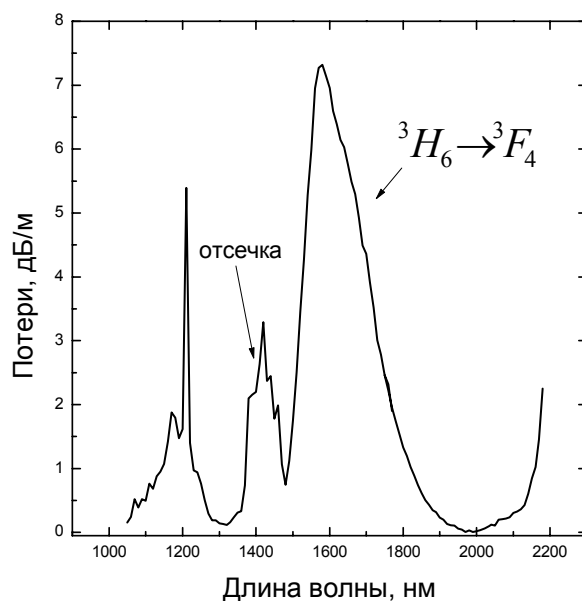


Рис. 1. Спектр оптических потерь в исследованном световоде. Пик в области 1.43 мкм обусловлен отсечкой второй моды волновода.

При возбуждении с длиной волны 1.56 мкм в световоде наблюдается характерная для иона Tm^{3+} в силикатных стеклах люминесценция в спектральном диапазоне $\sim 1.8-2$ мкм, соответствующая переходу $^3F_4 \rightarrow ^3H_6$.

Для получения оптической генерации использовался отрезок световода длиной 3 м. Резонатор был сформирован путем подваривания волоконной брэгговской решетки с высоким коэффициентом отражения (>20 дБ) на длине волны ~ 1.862 мкм к одному из концов отрезка активного световода. При этом выходным зеркалом служил торец активного волокна с противоположной стороны, обеспечивающий $\sim 4\%$ -ое отражение излучения.

Генерация была получена при накачке с длиной волны 1.56 мкм с мощностью 230 и 480 мВт (рис. 2). Выходная мощность лазера на длине волны 1.862 мкм изменяется пропорционально мощности накачки, что указывает на существенное превышение порога генерации. В спектре на рис. 2 наблюдаются симметрично расположенные относительно линии лазерной генерации компоненты на длинах волн 1840 и 1884 нм. Интенсивность компонент растет квадратично по отношению к росту интенсивности лазерной генерации, что указывает на наблюдаемое четырехволновое смешение вследствие высокой оптической нелинейности лазерной среды. Наблюдаемый нелинейный эффект открывает возможность спектрального преобразования выходного излучения лазера, в частности, его сдвиг в длинноволновую область.

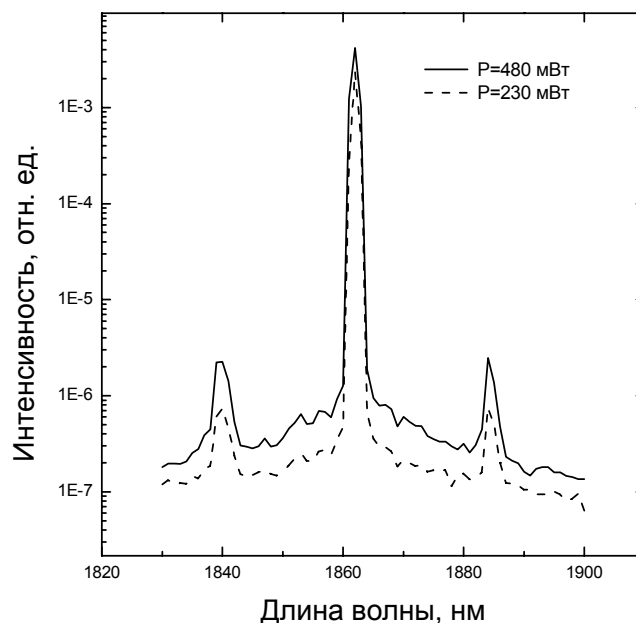


Рис. 2. Спектры лазерной генерации при мощностях накачки 480 и 230 мВт.

Выводы

В работе впервые получена лазерная генерация на ионе Tm^{3+} в новом лазерном материале – высоколегированном германосиликатном волокне с концентрацией GeO_2 около 55 мол.%. Генерация была получена на длине волны 1862 нм и, кроме того, наблюдалось четырехволновое смешение, приводившее к появлению в спектре выходного излучения лазера сателлитов на длинах волн 1840 и 1884 нм.

Полученные результаты демонстрируют перспективность высоколегированных германосиликатных световодов, легированных Tm^{3+} , для получения лазерной генерации в области 2-х мкм и дальнейшего преобразования излучения с помощью нелинейных эффектов в длинноволновую область спектра.

Авторы выражают глубокую благодарность всему коллективу НЦВО за дискуссии и помощь в работе. Работа поддержана грантом НШ-1949.2003.2.

1. *V.M. Mashinsky, V.B. Neustruev, V.V. Dvoyrin, S.A. Vasiliev, O.I. Medvedkov, I.A. Bufetov, A.V. Shubin, E.M. Dianov, A.N. Guryanov, V.F. Khopin, M.Yu. Salgansky* // *Optics Letters*. 2004. V. 29. Issue 22. P. 2596.
2. *P. Peterka, B. Faure, W.Blanc, M. Karasek, B. Dussardier* // *Optical and Quantum Electronics*. 2004. V. 36 [1/3]. P. 201.

ЩЕЛЕВЫЕ СОЛИТОНЫ В КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ПРИ УЧЕТЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ДИФРАКЦИИ

И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова, И.Ю. Полякова

Изучению пространственных и временных щелевых солитонов посвящены в настоящее время многочисленные исследования в нелинейной оптике. Особенность их формирования состоит в локализации света за счет оптической нелинейности и обратной связи волн через периодическую брэгговскую решетку. Следует отметить, что авторы большинства работ, связанных с этой тематикой, ограничиваются рассмотрением плоских волн, распространяющихся в средах с керровской или квадратичной нелинейностью [1-3]. Однако, в реальных физических ситуациях интерес представляет исследование солитонов, возбуждаемых пространственно ограниченными волновыми пучками, что приводит к необходимости учета дифракционных эффектов.

В настоящей работе поведение пространственно-временных щелевых солитонов, формируемых финитными волновыми пучками в фотонных кристаллах, исследуется в зависимости от скорости запускаемого в среду исходного солитона и силы дифракции. В качестве модели рассматривается фотонный кристалл с квадратичной нелинейностью, помещенный в линейную среду. Взаимодействие встречных волн основной и второй гармоники описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1^\pm}{\partial t} \pm v_1 \frac{\partial u_1^\pm}{\partial z} + iD_1 \Delta_\perp u_1^\pm + i\delta_1 u_1^\pm + i\kappa_1 u_1^\mp + i\gamma (u_1^\pm)^* u_2^\pm = 0, \\ \frac{\partial u_2^\pm}{\partial t} \pm v_2 \frac{\partial u_2^\pm}{\partial z} + iD_2 \Delta_\perp u_2^\pm + i\delta_2 u_2^\pm + i\kappa_2 u_2^\mp + i\gamma (u_1^\pm)^2 / 2 = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $u_{1,2}^\pm$ - огибающая волны; $z = \Gamma_1 z_{\text{dim}}$ - безразмерная координата направления распространения гармоник; $t = \Gamma_1 V_1 t_{\text{dim}}$ - безразмерное время; $v_2 = V_2 / V_1$ - отношение групповых скоростей основной и второй гармоник на брэгговской частоте; $\delta_{1,2} = -\Delta\beta_{1,2} / 2\Gamma_1$ - нормированная отстройка от брэгговского резонанса; $\kappa_2 = \Gamma_2 / \Gamma_1$, $\kappa_1 = \Gamma_1 / \Gamma_1 = 1$ - отношение степеней брэгговской связи для основной и второй гармоник; γ отвечает за квадратичную нелинейность; $D_1 = 2D_2$ - безразмерный коэффициент дифракции.

В наших численных экспериментах в качестве начального и граничного условия мы использовали точное солитонное решение, найденное ранее в [3] в “каскадном” пределе ($\delta_2 \gg 1$) без учета дифракции:

$$u_1^\pm = C_1^\pm \sqrt{\eta (2a\zeta)} \exp \{i\phi_\pm(\zeta)\}, \quad (2)$$

где $\zeta = d(z - vt - z_0)$, z_0 - константа, $a = \sqrt{1 - \tilde{\delta}_1^2}$ - безразмерная обратная ширина, $\tilde{\delta}_1 = \delta_1 \alpha$, $\alpha = (1 - v^2)^{-1/2}$ коэффициент Лоренца. Профиль интенсивности $\eta(x) = 2a^2 / [\cosh(x) + \tilde{\delta}_1 \sigma]$, $\sigma = -\text{sgn}(\delta_2)$, $\phi_{\pm}(x)$ - нелинейные фазы, C_1^{\pm} - константы.

Прежде всего, мы моделировали распространение неподвижных солитонов ($v = 0$) в “каскадном” пределе при $\delta_2 = 20 \gg 1$ в однорезонансной решетке ($\kappa_2 = 0$). Как известно [3], решение (2) может быть как устойчивым, так и неустойчивым, в зависимости от знаков отстроек от брэгговского резонанса. Было показано, что и для первоначально устойчивых ($\delta_1 < 0, \delta_2 > 0$), и для неустойчивых ($\delta_1, \delta_2 > 0$) решений (2) дифракция отрицательно влияет на характер распространения неподвижных солитонов. Распространение солитона можно считать стабильным только при слабой дифракции, при увеличении дифракционного коэффициента пучок разделяется на множество субпучков и разрушается (Рис.1).

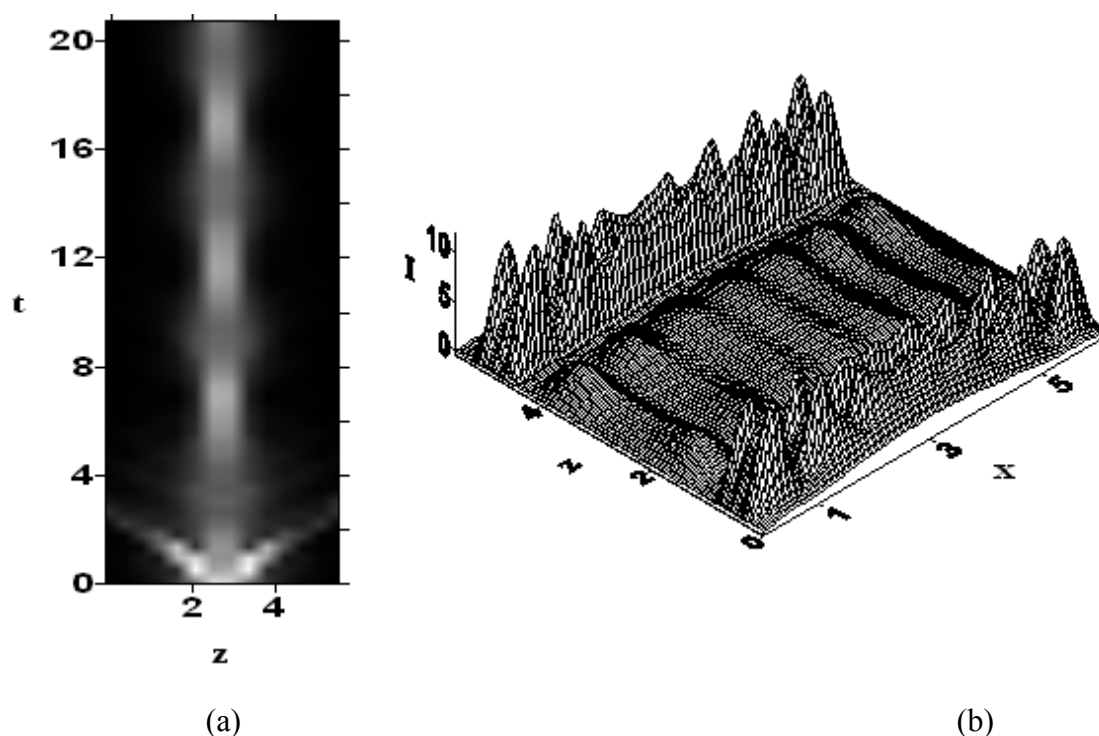


Рис. 1. Пиковая интенсивность основной гармоники на плоскости (z,t) (a) и профиль ее интенсивности на плоскости (x,z) (b). В начальный момент времени в среде находится неподвижный солитон с пиковой интенсивностью $I_{\max} = 40$. (a) $D_1 = 10^{-4}$, (b) $D_1 = 0.1$. Остальные параметры: $\delta_1 = -0.1, \delta_2 = 20, \kappa_1 = 1, \kappa_2 = 0, \gamma = 1$.

Более интересным оказалось исследование солитонов с ненулевой групповой скоростью. Для достаточно широкого набора дифракционных коэффициентов было показано, что дифракция не оказывает отрицательного влияния на устойчивость «быстрых» пространственных щелевых солитонов. Это утверждение проиллюстрировано на Рис.2. Наши вычислительные эксперименты выявили стабильность «быстрых» ($v = 0.25$ и выше) солитонов

даже при достаточно сильной дифракции ($D_1 \approx 0.1$). Зависимости пиковой интенсивности основной гармоники на плоскости (z,t) для слабой и сильной дифракции аналогичны, хотя значения интенсивности для сильной дифракции в три раза меньше. Случай слабой дифракции проиллюстрирован на Рис.2а. В случае сильной дифракции пучок распадается на субпучки, интенсивность которых в три раза больше интенсивности аналогичных пучков, обсуждавшихся выше в случае неподвижного начального солитона (Рис. 2б).

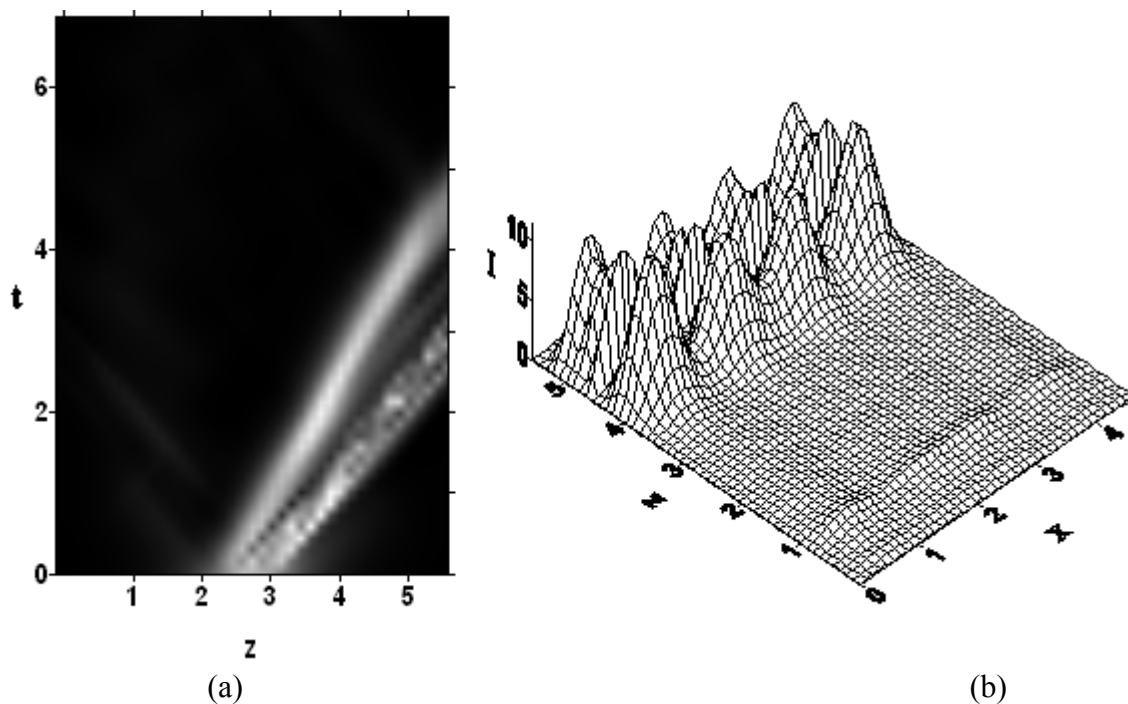


Рис. 2. Пиковая интенсивность основной гармоники на плоскости (z,t) (а) и профиль ее интенсивности на плоскости (x,z) (б). В начальный момент времени в среде находится солитон с пиковой интенсивностью $I_{\max} = 34$ и скоростью $v = 0.5$. (а) $D_1 = 10^{-4}$, (б) $D_1 = 0.1$. Остальные параметры: $\delta_1 = -0.1, \delta_2 = 20, \kappa_1 = 1, \kappa_2 = 0, \gamma = 1$.

1. *C.M. de Sterke, B.J. Eggleton, J.E. Sipe // Optical Sciences. Spatial solitons. Berlin: Springer, 2001.*
2. *C. Conti, G. Assanto, S. Trillo // Journ. of Nonlinear Opt. Phys.& Materials. 2002. V. 11. P. 239.*
3. *C. Conti, A. De Rossi, S. Trillo // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 1265.*
4. *S. Trillo, C. Conti, G. Assanto, A.V. Buryak // Chaos. 2000. V. 10. P. 590.*

ДИФРАКЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ КРИСТАЛА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В.А. Бушуев

В связи с ожидаемым созданием рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ) с длиной волны $\lambda \approx 0.1$ нм большой интерес представляет рассмотрение дифракции фемтосекундных импульсов для управления характеристиками излучения и развития методов диагностики лазерных импульсов. Расчеты показывают [1], что в результате самоусиления спонтанного излучения электронов с энергией ≈ 15 ГэВ из ондулятора выходит большое число сгустков (банчей) с длительностью ≈ 100 фс. Эти импульсы имеют нерегулярную пиковую структуру и состоят из сверхкоротких не синхронизированных импульсов с длительностью $\tau_0 \approx 0.1$ фс, разделенных временными интервалами ~ 0.3 - 0.5 фс. Поперечный размер импульсов $r_0 \sim 50$ μm , угловая расходимость ≈ 1 $\mu\text{рад}$, пиковая мощность ≈ 10 ГВт, средняя мощность ≈ 40 Вт.

Ранее дифракция излучения РЛСЭ рассматривалась исключительно в приближении плоского волнового фронта падающего δ -образного [2] или гауссовского [3, 4] импульса. Такой подход в принципе не может учесть наличие модовой структуры и неоднородное распределение фазы в поперечном сечении импульса. Кроме того, авторы ограничивались лишь анализом поля отраженного импульса на выходной поверхности кристалла, тогда как значительный практический интерес представляет учет пространственно-временного расплывания импульсов при их распространении в вакууме.

В настоящей работе развита общая теория динамической дифракции рентгеновского импульса с произвольной пространственно-временной структурой поля $E_{in}(\mathbf{r}, t)$ в кристаллах с произвольной толщиной d и коэффициентом асимметрии отражения b в случаях Брэгга и Лауэ. Такой подход позволяет анализировать структуру полей $E_g(\mathbf{r}, t)$ отраженных ($g = h$) и прошедших ($g = 0$) импульсов на произвольных расстояниях z от кристалла, а также степень пространственной и временной когерентности этих импульсов и ее связь со статистическими свойствами поля излучения РЛСЭ.

Поле падающего импульса на входной поверхности кристалла $z = 0$ представим в виде $E_{in}(x, t) = A_{in}(x, t)\exp(ik_{0x}x - i\omega_0 t)$, где A_{in} - комплексная медленно меняющаяся амплитуда, $k_{0x} = k_0 \cos(\theta_0 + \Delta\theta)$, $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda$, $\theta_0 = \theta_B + \psi$, $2k_0 \sin\theta_B = h$, θ_B - угол Брэгга для центральной частоты ω_0 , ψ - угол наклона отражающих плоскостей кристалла, $\Delta\theta$ - угловая отстройка.

С привлечением двумерного фурье-преобразования поля $E_{in}(x, t)$ получим следующее выражение для медленно меняющихся амплитуд импульсов:

$$A_g(x, z, t) = \iint B_g(q, \Omega, d) A_{in}(q, \Omega) \exp(i\varphi_S + i\varphi_D) dq d\Omega, \quad (1)$$

где

$$A_{in}(q, \Omega) = (2\pi)^{-2} \iint A_{in}(x, t) \exp(-iqx + i\Omega t) dx dt,$$

$$\varphi_S = q(x - |z| \operatorname{ctg} \theta_g) - \Omega(t - |z|/c\gamma_g), \quad \varphi_D = - [q - (\Omega/c) \cos \theta_g]^2 z / (2k_0 \gamma_g^3).$$

Здесь $q = k_x - k_{0x}$, $\Omega = \omega - \omega_0$; $\gamma_g = \sin \theta_g$, $\theta_h = \theta_B - \psi$; $B_0 = T(\alpha)$, $B_h = R(\alpha)$, где T и R - амплитудные коэффициенты прохождения и отражения для плоских волн, параметр отклонения $\alpha = [k^2 - (\mathbf{k} + \mathbf{h})^2]/k^2$ от условия Брэгга имеет вид:

$$\alpha(q, \Omega) = 2 \sin 2\theta_B [\Delta\theta - q/k_0\gamma_0 + (\Omega/\omega_0) \cos \psi / \gamma_0 \cos \theta_B].$$

Фаза φ_S в (1) описывает сдвиг по x и t , а φ_D - дифракционное расплывание импульса при его распространении в вакууме. Толщина кристалла d должна быть достаточно малой ($d \leq 1/3\Lambda$, где Λ - длина экстинкции) для уменьшения тепловыделения и обеспечения более высокого коэффициента отражения. Для узких и коротких импульсов дифракционная расходимость λ/r_0 и спектральная ширина $\Delta\Omega \approx 1/\tau_0$ сравнимы и даже много превышают угловую и спектральную ширины области брэгговского отражения. Это приводит к резкому изменению формы и уменьшению интенсивности отраженного импульса, а также к его

расплыванию как во времени, так и в пространстве. Степень расплывания увеличивается с ростом z (рис. 1-3).

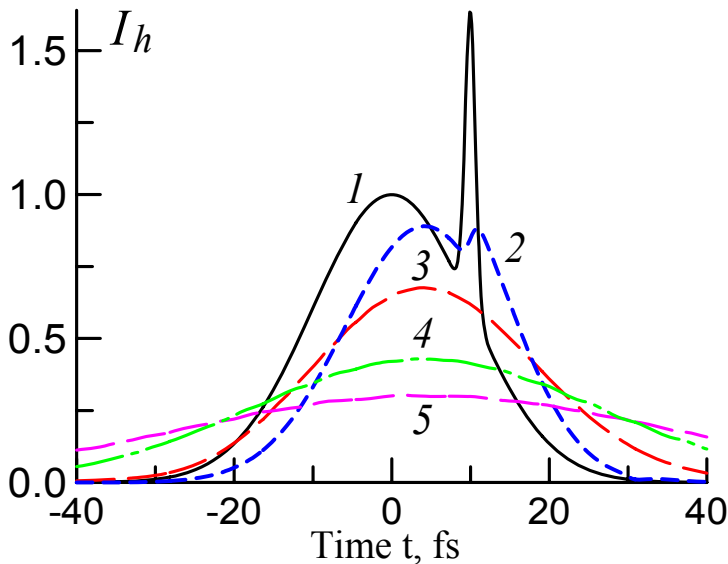


Рис. 1. I - падающий импульс, состоящий из длинного ($\tau_{01} = 20$ фс) и короткого ($\tau_{02} = 1$ фс) гауссовских импульсов, $r_0 = 100$ μm ; 2-5 - отраженные импульсы при $z = 0$ (2); 1 м (3), 2 м (4) и $z = 3$ м (5). Геометрия Брэгга, $\Delta\theta = 0$, $\lambda = 0.154$ нм, $b = \gamma_0/\gamma_h = 2$, Si(220), $d = 5$ μm , $v_{gr} = 0.92c$, $\alpha = 39^\circ$.

Наибольший интерес представляет дифракция короткого импульса $A_{in}(t)$ с широким фронтом ($r_0 \gg \tau_0 c$). При этом $q = (\Omega/c) \cos \theta_0$ и из (1) получим, что

$$A_h(x', z', t) = \int R(\Omega) A_{in}(\Omega) \exp(i\varphi_h) d\Omega,$$

где

$$\varphi_h(x', z', t) = \Omega(x'/v_{gr} - t) - f_D(x' \sin \alpha + z' \cos \alpha),$$

$$f_D = (\Omega/c)^2 (\cos \theta_0 - \cos \theta_h)^2 / 2k_0 \gamma_h^3,$$

$$\operatorname{tg} \alpha = (1 - \cos \theta_0 \cos \theta_h) / \gamma_h \cos \theta_0, \quad v_{gr} = c \gamma_h / (1 - 2 \cos \theta_0 \cos \theta_h + \cos^2 \theta_0)^{1/2}.$$

Здесь ось x' направлена вдоль вектора групповой скорости v_{gr} , составляющего угол α с поверхностью кристалла. В общем случае направления волнового вектора $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{h}$ и v_{gr} в вакууме не совпадают! В симметричном случае ($b = 1$) $\alpha = \theta_B$, $v_{gr} = c$ и $f_D = 0$, т.е. импульс не расплывается. Если же $b \neq 1$, то $v_{gr} < c$ и форма импульса сильно меняется при распространении в

вакууме (рис. 1-3). Это обусловлено тем, что при $\theta_0 = \text{const}$ различные спектральные компоненты $E_h(\Omega)$ отражаются под разными углами к поверхности кристалла.

Из рис. 2 видно, что два сверхкоротких импульса после отражения сливаются в один широкий несимметричный импульс с длительностью $\tau_h \approx 2(\Lambda/c)\sin^2\theta_B/\gamma_h = 5$ фс и с интенсивностью $I_h = |A_h|^2 \approx 0.2\%$. Второй пик в области $t = 2(d/c)\sin^2\theta_B/\gamma_h \approx 16$ фс обусловлен отражением от нижней поверхности кристалла. Проходящий импульс $I_0(t)$ при этом практически совпадает по форме и интенсивности с падающим.

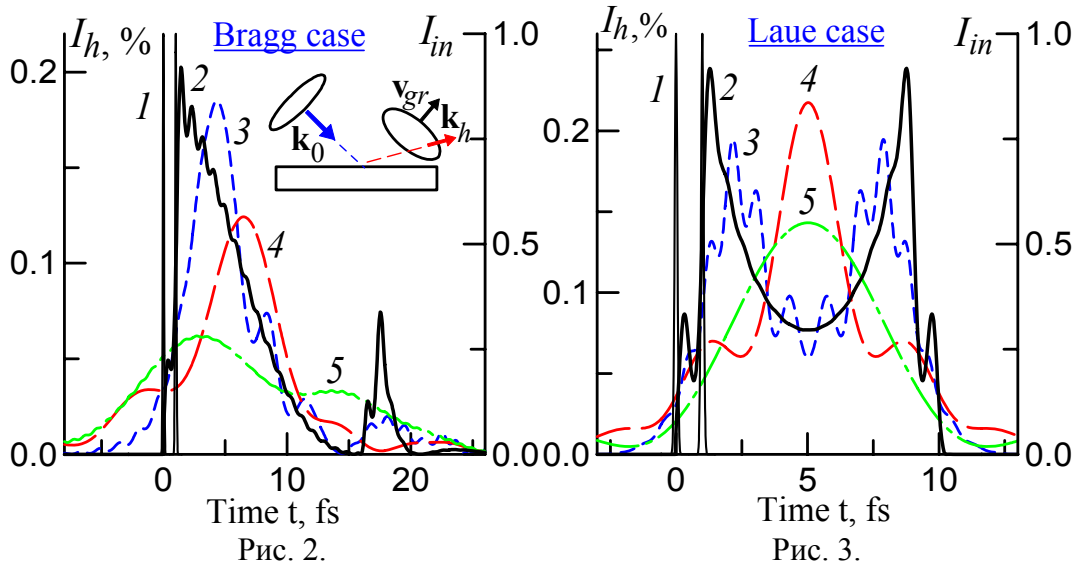


Рис. 2. Дифракционное отражение двух импульсов I с длительностями $\tau_0 = 0.1$ фс и временным интервалом между ними $\Delta t = 1$ фс. Расстояние от кристалла до детектора z (см): 2 - 0, 3 - 2, 4 - 10, 5 - 20. Случай Брэгга, $\Delta\theta = 0$, $b = 2$, $\lambda = 0.154$ нм, Si(220), $d = 4$ μm . На вставке – иллюстрация отличия направлений фазовой и групповой скоростей отраженного импульса в случае несимметричной дифракции; $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{h}$, где \mathbf{h} – вектор обратной решетки.

Рис. 3. Дифракционное отражение двух импульсов I с $\tau_0 = 0.1$ фс и $\Delta t = 1$ фс. Расстояние z (см): 2 - 0, 3 - 0.5, 4 - 2, 5 - 5. Случай Лауэ, $\Delta\theta = 0$, $b = 1$, $\lambda = 0.154$ нм, Si(220), σ -поляризация, $d = 7.73$ μm , $v_{gr} = 0.75c$, $\alpha = 17.6^\circ$.

Одной из самых серьезных проблем в задаче дифракции мощных импульсов РЛСЭ является большая тепловая нагрузка на монокристаллы. Простые оценки показывают, что время распространения температуры на расстояние $\Delta x \approx \Lambda$ для кремния и алмаза ~ 10 нс, что много больше, чем $\tau_0 \div 0.1-100$ фс. Таким образом, возможно, что лазерные импульсы не будут успевать разогревать кристалл за время своего отражения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 04-02-16866.

1. E.L. Saldin, E.A. Schneidmiller, M.V. Yurkov // Report TESLA-FEL 2004-02, DESY, 2004.
2. C. Malgrange, W. Graeff // J. Synchrotron Rad. 2003. V. 10. P. 248.
3. S.D. Shastri, P. Zambianchi, D.M. Mills // J. Synchrotron Rad. 2001. V. 8. P. 1131.
4. W. Graeff // J. Synchrotron. Rad. 2004. V. 11. P. 261.

УСИЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В НЕЛИНЕЙНОМ ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ
С МИКРОРЕЗОНАТОРОМ

В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов, Е.В. Петров

Терагерцовый диапазон длин волн ($\lambda \sim 0.05-1$ мм) привлекает пристальное внимание в связи с широким применением такого излучения в спектроскопии, коммуникации, получении биомедицинских томографических изображений и т.п. Поэтому создание эффективных, перестраиваемых и компактных источников терагерцового диапазона является актуальной задачей. Один из методов получения таких источников заключается в осуществлении нелинейной генерации разностной частоты $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ излучений субпикосекундных или фемтосекундных лазеров. К сожалению, показатель преломления в терагерцовом диапазоне частот намного больше, чем в оптической области, поэтому условие фазового синхронизма практически невозможно реализовать в обычных условиях.

Ранее нами было показано [1], что интенсивность генерируемого терагерцового сигнала можно увеличить в десятки раз по сравнению с однородной средой с той же нелинейно-оптической толщиной за счет использования несинхронного механизма генерации в одномерном фотонном кристалле (ФК) в результате резкого возрастания плотности энергии поля на основных частотах вблизи краев запрещенной фотонной зоны.

В настоящей работе впервые показано, что в ФК, в центральной части которого содержится линейный или нелинейный микрорезонатор (МК), эффективность генерации терагерцового сигнала возрастает еще в несколько десятков раз в результате резонансного увеличения плотностей полей накачки как в самом резонаторном слое, так и в соседних слоях фотонного кристалла при его возбуждении в малой окрестности угловой (или частотной) резонаторной моды. Ранее подобное усиление наблюдалось экспериментально при генерации второй [2, 3] и третьей [4] оптических гармоник.

Рассмотрены одномерные ФК, состоящие из слоев с оптическими толщинами $\lambda_0/4$ и $3\lambda_0/4$, а толщины резонаторных слоев составляли как $\lambda_0/2$, так и λ_0 для излучения с определенной длиной волны λ_0 . Показано также, что дополнительное усиление на 1-2 порядка возникает еще и при использовании неколлинеарной геометрии генерации разностной частоты в результате совмещения положений резонаторных мод на основных частотах в области квазизапрещенной фотонной зоны при наличии волноводного МР. Исследовано влияние толщин слоев ФК, толщины МР-слоя, числа бислоев и величин дисперсии показателей преломления на эффективность генерации терагерцового сигнала.

Простейшая планарная нелинейно-оптическая структура с

микрорезонатором состоит из двух ФК (брэгговских зеркал), между которыми расположен резонаторный слой. ФК состоят из N_1 и N_2 одинаковых бислоев. Каждый бислой состоит из двух слоев с толщинами d_i , показателями преломления n_{ij} и квадратичными восприимчивостями $\chi_i^{(2)}$, где индекс слоя $i = 1, 2$; индекс частоты $j = 1, 2, 3$. Толщины слоев $d_i = \xi\lambda_0/n_{i1}$, где λ_0 - некоторая длина волны и для определенности $\xi = 1/2$ или $3/4$. Толщина микрорезонатора $d_{MP} = \xi_{MP}\lambda_0/n_{MP}(\omega_1)$. Амплитуды полей в структуре и интенсивность сигнала на разностной частоте находятся с помощью развитого в [1, 5] метода рекуррентных соотношений.

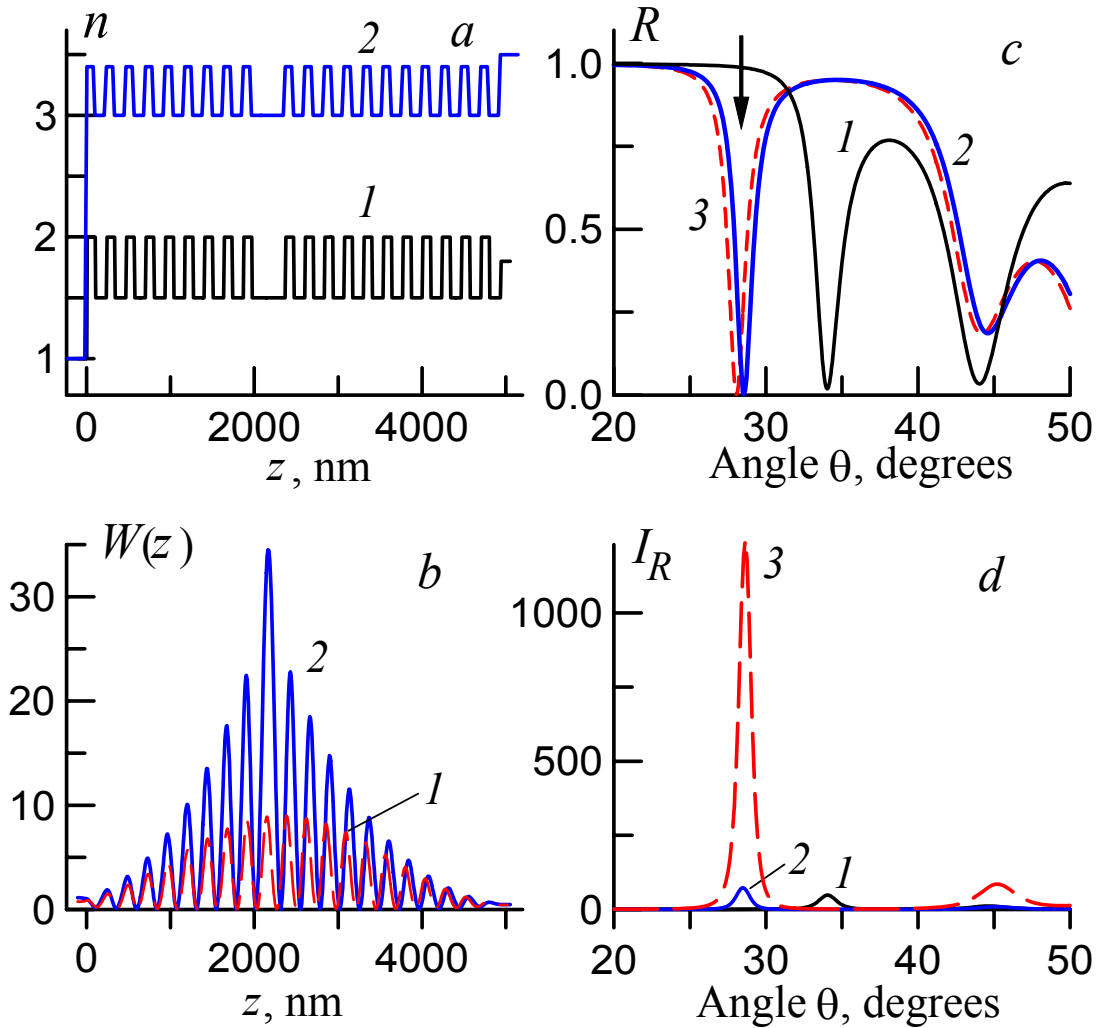


Рис. 1. *a*) профили показателей преломления $n(\omega_1)$ (1) и $n(\omega_3)$ (2); $n_{11} = 2.0$, $n_{21} = 1.5$, $n_{13} = 3.4$, $n_{23} = 3.0$; $\lambda_0 = 800$ нм, $\lambda_1 = 850$ нм, $\lambda_2 = 851$ нм, $\xi = 1/4$, $n_{MP}(\omega_1) = n_{21}$, $n_{MP}(\omega_3) = n_{23}$, $\xi_{MP} = 1/2$; *b*) плотность энергии поля на основной частоте ω_1 в ФК без МР (1) и с МР (2); *s*-поляризация; *c*) кривые отражения накачки с частотой ω_1 от ФК без МР (1) и при наличии МР (2, 3), 3 - для частоты ω_2 ; *d*) интенсивность терагерцового сигнала, нормированная на сигнал от однородной среды с такой же оптической толщиной, для ФК без МР (1), с МР (2) и с МР в случае неколлинеарной геометрии (3) с углом $\varphi = -0.3^\circ$ между \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 ; $\chi_1^{(2)} = 0$, $\chi_{MP}^{(2)} = \chi_2^{(2)}$.

На рис. 1 изображены профили показателей преломления $n(z)$ для накачки (кривая 1) и терагерцового сигнала (2) в ФК с МР в случае $N_1 + N_2 = 20$. Из рис. 1*b* видно, что наличие микрорезонатора приводит к значительному

увеличению плотности энергии поля накачки в МР и в соседних слоях ФК. При $\xi = 1/4$ поле локализуется в слоях с меньшим показателем преломления, поэтому именно эти слои должны быть оптически нелинейными. Наличие микрорезонатора приводит к значительной трансформации формы кривой отражения по отношению к идеальному ФК без МР (“дефекта”) (рис. 1с) и к появлению резонаторной моды (показано стрелкой) в виде глубокого и узкого провала в области запрещенной фотонной зоны. В фотонном кристалле без МР пик сигнала расположен на краю запрещенной фотонной зоны (рис. 1d, кривая 1), а при наличии микрорезонатора пик смещается в область резонанса и, в общем случае, возрастает в несколько десятков раз (2). Однако наибольшее увеличение интенсивности сигнала (в нашем случае еще на один порядок) реализуется в случае неколлинеарной геометрии (3), что вызвано совмещением угловых положений резонаторных мод для частот ω_1 и ω_2 и, следовательно, значительным повышением плотности источников $E(\omega_1, \theta)E^*(\omega_2, \theta + \varphi)$.

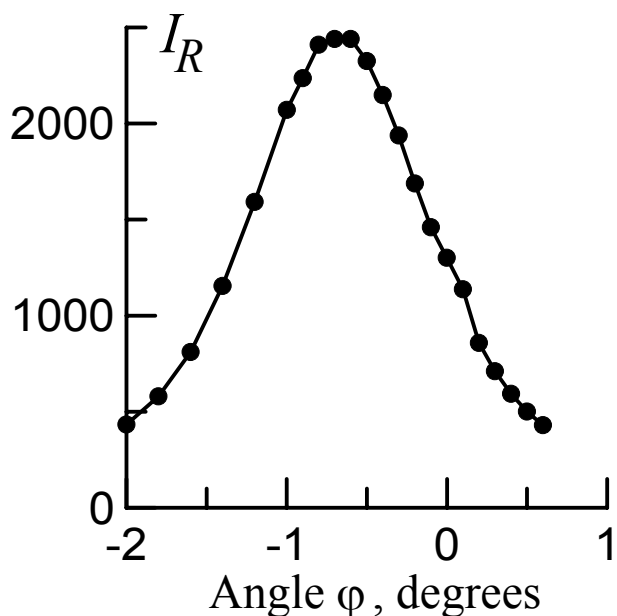


Рис. 2. Зависимость интенсивности сигнала от угла φ между волновыми векторами накачки \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . Величина $\xi_{\text{MP}} = 1$, остальные параметры как на рис. 1.

Анализ показывает, что в ряде случаев использование нетрадиционной толщины МР с $\xi_{\text{MP}} = 1$ оказывается более оптимальным по сравнению с полуволновой толщиной (рис. 2, сравни с рис. 1d). Показано, также, что использование линейного слабопоглощающего микрорезонатора (или воздушного промежутка) при определенном соотношении параметров многослойной структуры является более предпочтительным по сравнению с нелинейным микрорезонатором.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 04-02-16866.

1. В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов // Изв. РАН, сер. физическая. 2003. Т. 67. С. 1714.
2. J. Trull, R. Vilaseca, J. Martorell, R. Corbolan // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 1746.
3. T.V. Dolgova, A.I. Maidykovski, M.G. Martemyanov et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 2725.
4. M.G. Martemyanov, E.M. Kim, T.V. Dolgova et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 073311.
5. Balakin A.V., Bushuev V.A., Mantsyzov B.I. et al. // Phys. Rev. E. 2001. V. 63. P. 046609.

ГЕНЕРАЦИЯ ГИПЕРЗВУКА В РЕЖИМЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

А.В. Гулаков, С.В. Сазонов

Исторически так сложилось, что для оптических когерентных эффектов спустя несколько лет обнаруживались акустические аналоги. Примером проявления данной тенденции является электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [1] и ее аналог - акустическая индуцированная прозрачность (АИП) [2]. В обоих случаях трехуровневая резонансная среда просветляется в центре линии поглощения под действием мощной накачки. Основным отличием АИП от ЭИП является степень замедления групповой скорости. В случае ЭИП данная скорость может быть в миллионы раз меньше скорости света c в вакууме [1], а для режима АИП замедление звука составляет десятые доли процента [2]. В случае ЭИП групповая скорость света в среде может стать равной скорости звука. Следовательно, возможно эффективное взаимодействие света со звуком.

Возникает вопрос, что будет происходить со светом и звуком, если они резонансны переходам внутри одного атома. Подходящими объектами являются парамагнитные ионы, внедренные в кристаллическую матрицу. Известно, что парамагнитные ионы способны эффективно взаимодействовать как с колебаниями решетки, так и с когерентным светом.

Исследованию вопроса о возможности генерации гиперзвука в системе парамагнитных примесей в условиях режима ЭИП посвящена настоящая работа.

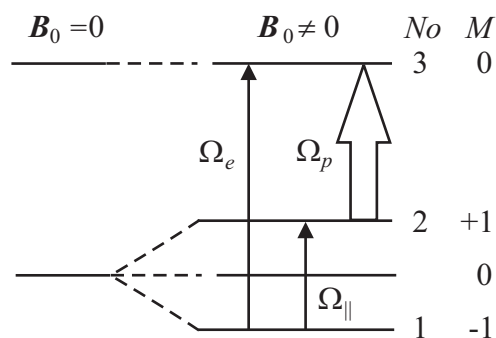


Рис. 1. Схема энергетических уровней парамагнитного иона. Где N_0 – номер уровня, M – магнитное квантовое число, стрелками обозначены переходы вызываемые мощной резонансной электромагнитной накачкой Ω_p и сигнальными компонентами электромагнитного Ω_e и акустического $\Omega_{||}$ полей.

Рассмотрим систему парамагнитных ионов, находящихся в кубическом кристалле в виде примесей. Необходимо подчеркнуть, что наиболее сильное взаимодействие с колебаниями решетки испытывают парамагнитные ионы с эффективным спином $S=1$. После помещения кристалла во внешнее магнитное поле направленное вдоль оси z , являющейся одной из осей симметрии четвертого порядка, основной электронный уровень расщепляется на три зеемановских подуровня. Примерами таких ионов являются Ni^{2+} в кристаллической матрице MgO . Оптические поля (пробное и поле накачки) вызывают квантовые переходы между данным зеемановским триплетом и вышележащим электронным уровнем, а потому не испытывает зеемановского

который считается синглетным,

расщепления. Пусть на переходе $2 \leftrightarrow 3$ задействована мощная резонансная электромагнитная накачка, а на переходах $1 \leftrightarrow 3$ и $1 \leftrightarrow 2$ - слабые резонансные сигнальные импульсы, соответственно электромагнитный и продольный акустический (рис. 1).

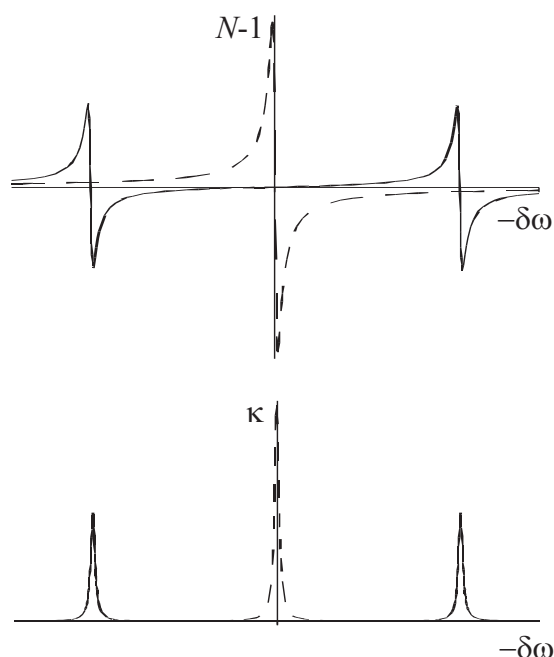


Рис. 2. Схематический вид профилей показателя преломления (верхний график) и коэффициента поглощения (нижний) гиперзвука и света в отсутствие (пунктирная линия) и в присутствии (сплошная линия) мощной резонансной электромагнитной накачки.

В такой системе при выполнении условий трехволнового взаимодействия

$$\omega_{21} = \alpha\omega_{31}, \quad \Delta_{21} = \beta\Delta_{31}$$

где Δ_{ij} - отстройки, ω_{ij} - частоты акустического и оптического пробных полей вызывающих переходы $i \leftrightarrow j$, α и β - константы, зависящие от параметров среды. Возможен режим распространения при котором мощная резонансная электромагнитная накачка позволяет создать область прозрачности для резонансных света и звука (рис. 2).

Добиться выполнения первого условия можно, меняя величину магнитного поля \mathbf{V}_0 , тем самым, изменяя частоту заemannовского расщепления ω_{21} . В этих условиях можно одновременно управлять прохождением света и звука. Групповая скорость пробной электромагнитной компоненты, в

отличие от акустического поля, существенно замедляется. Данное обстоятельство может позволить добиться распространения света со скоростью близкой к скорости продольного звука. В этом случае возможен эффективный обмен энергией между оптической и акустической волнами и, как следствие, возможна генерация гиперзвука с помощью сигнальной оптической волны.

Исследованию различных механизмов генерации гиперзвука с помощью электромагнитного поля посвящено существенное количество работ. Так взаимодействие ортогонально поляризованных компонент обыкновенной и необыкновенной волн в одноосном кристалле может приводить к генерации непьезоактивной продольной акустической волны вследствие параметрического резонанса. Особый интерес здесь представляет генерация пикосекундных импульсов. Их длительность в твердом теле может составлять всего несколько межатомных расстояний, что позволяет исследовать структуру многоатомных кристаллов и сложных молекулярных структур. Акустоэлектромагнитные пикосекундные явления активно изучаются в анизотропных кристаллах.

Будем считать импульсы квазимонохроматическими и воспользуемся для их описания приближением ММАФ. Рассмотрим ситуацию, когда исходно гиперзвук отсутствовал. В этом случае для звука можно записать

$$\frac{\partial \Omega_{\parallel}}{\partial t} + a \frac{\partial \Omega_{\parallel}}{\partial t} = -i\mu \frac{\Omega_e}{\Omega_p}.$$

Решая данное уравнение с помощью метода функций Грина, можно оценить длину, на которой произойдет перекачка половины энергии оптической компоненты в звук. Взяв накачку $\Omega_p \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$ и параметры среды для кристалла MgO с примесями Ni^{2+} , для эффективной длины получим $l_{ef} \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ см}$. Будем считать длительность оптического импульса сравнима с эффективной длиной генерации гиперзвука, тогда, используя данный механизм, возможно создание акустических импульсов длительностью порядка $\tau_p \sim 10^{-9} - 10^{-8} \text{ с}$. В случае анизотропных кристаллов длительность импульсов генерируемых на частоте $\omega \sim 10^8 \text{ c}^{-1}$ для кристалла $BaTiO_3$ при температуре 180 К составляет $\tau_p \sim 10^{-7} \text{ с}$ [3]. Более коротких длительностей можно достичь используя кристалл $LiNbO_3$, для которого возможна генерация импульсов длительностью порядка $\tau_p \sim 10^{-8} \text{ с}$, с несущей частотой $\omega \sim 10^9 \text{ c}^{-1}$. Однако, в случае анизотропных сред для квазимонохроматических импульсов коэффициент затухания пропорционален квадрату частоты. В случае, который мы рассматриваем в данном параграфе, коэффициент поглощения значительно уменьшается за счет мощной электромагнитной накачки. Значит, этот режим можно использовать для эффективной генерации монохроматического гиперзвука пикосекундной длительности.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 05-02-16422а), а также частично фондом «Династия».

1. *S.E. Harris* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 552.
2. *С.В. Сазонов* // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. С. 176.
3. *Г.Н. Бурлак* // ЖЭТФ. 1990. Т. 96. С. 1607.

О ПЕРСПЕКТИВАХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ
НАБЛЮДЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВАКУУМА

В.Ю. Мартьянов, Вл.В. Кочаровский

Согласно квантовой электродинамике, обмен виртуальными электрон-позитронными парами обуславливает возможность фотон-фотонного рассеяния в вакууме, который в результате оказывается нелинейной (кубической) средой. Нелинейные слагаемые в соответствующих уравнениях Максвелла обращаются в ноль для случая параллельно распространяющихся плоских волн. Однако, если использовать моды резонатора или скрещенные пучки, можно предложить ряд схем, позволяющих наблюдать нелинейность вакуума. В настоящей работе рассмотрены четыре варианта подобных экспериментов:

I) генерация третьей гармоники в закрытом комбинированном СВЧ резонаторе, обеспечивающем высокую добротность мод на основной и третьей гармониках;

II) генерация третьей гармоники СВЧ в квазиоптическом резонаторе, ориентированном под углом к оси основного квазиоптического резонатора, обеспечивающего сильное поле;

III) генерация оптического излучения на частоте $\omega \pm 2W$ при взаимодействии лазерного пучка частоты ω с СВЧ полем частоты W ;

IV) генерация оптического излучения на частоте $2\omega - W$ при взаимодействии лазерного пучка частоты ω с СВЧ полем частоты W .

В каждом случае проведен аналитический расчет конкретных моделей, определены оптимальные значения их параметров и дан сравнительный анализ результатов. Получены оценки интенсивности генерируемых вакуумом полей при достижимых на современном технологическом уровне полях накачки. Проведено сопоставление рассчитанных полей с шумовыми.

В первом порядке теории возмущений вакуум можно описывать уравнениями Максвелла [1]

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{div} (\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}) = 0$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - (1/c) \partial \mathbf{B} / \partial t, \quad \operatorname{rot} (\mathbf{B} - 4\pi \mathbf{M}) = (1/c) \partial (\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}) / \partial t$$

с кубически-нелинейными материальными связями

$$\mathbf{P} = (\xi/4\pi) [2 (E^2 - B^2) \mathbf{E} + 7 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}]$$

$$\mathbf{M} = -(\xi/4\pi) [2 (E^2 - B^2) \mathbf{B} - 7 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{E}]$$

Нелинейный параметр определяется зарядом e и массой m электрона:

$$\xi = \hbar e^4 / 45 \pi m^4 c^7 \approx 0,26 \cdot 10^{-31} \text{ ед. СГС}$$

$$\xi^{-1/2} \approx 0,6 \cdot 10^{16} \text{ ед. СГС} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ В/см}$$

При этом предполагаются выполненными условия

$$E, B \ll E_c = B_c = m^2 c^3 / \hbar e \approx 1,3 \cdot 10^{16} \text{ В/см,}$$

$$\lambda \sim c/\omega \gg mc^2 / e(E+B), \quad \hbar\omega \ll \hbar e(E+B) / mc,$$

так что реальные электрон-позитронные пары в рассматриваемых процессах не рождаются, хотя необходимое для их рождения критическое поле примерно в

137 раз меньше указанного выше значения. Исследованные в данной работе комбинированные схемы можно рассматривать как развитие прежних схем обнаружения нелинейности вакуума, предлагавшихся ранее либо в СВЧ, либо в оптическом диапазоне; см., например, [2-5].

Пусть в СВЧ резонаторе каким-то источником возбуждаются колебания на собственной частоте резонатора Ω . Если частота третьей гармоники 3Ω также является собственной, то в резонаторе будут возбуждаться колебания на частоте 3Ω . Измерение этих колебаний могло бы быть подтверждением нелинейности вакуума. В эксперименте резонатор целесообразно организовать так, чтобы основная мода слабо проникала в ту часть резонатора, где проводятся измерения амплитуды третьей гармоники, что может быть достигнуто использованием резонатора с закритическим каналом для основной частоты, схематически изображенного на рисунке:



Рис. 1. Схема резонатора для детектирования третьей гармоники.

С учетом конечной добротности резонатора Q можно получить оценку амплитуды возбуждаемых колебаний, связанных с нелинейностью вакуума:

$$E_{3\Omega} \sim \xi E_{\Omega}^3 Q$$

Для сверхпроводящих резонаторов электрические поля ограничены величинами порядка 0,4 МВ/см, откуда получается $E_{3\Omega} < 0,6 \cdot 10^{-22} Q$ ед.СГС и практически невыполнимое требование на добротность $Q > 10^{14}$ для превышения уровня тепловых флуктуаций.

Обойти ограничение на величину электрического поля позволяет либо использование квазиоптических СВЧ резонаторов, которое, как показывают детальные оценки, также приводит к невыполнимым требованиям на добротность резонаторов и монохроматичность СВЧ генератора, либо использование лазерного излучения для нелинейного смещения.

При взаимодействии лазерного пучка с СВЧ полем в резонаторе невозможно одновременно выполнить условия синхронизма и эффективного нелинейного взаимодействия волн в вакууме. Преодолеть это ограничение можно использованием двух пересекающихся лазерных пучков (см. рис. 2).

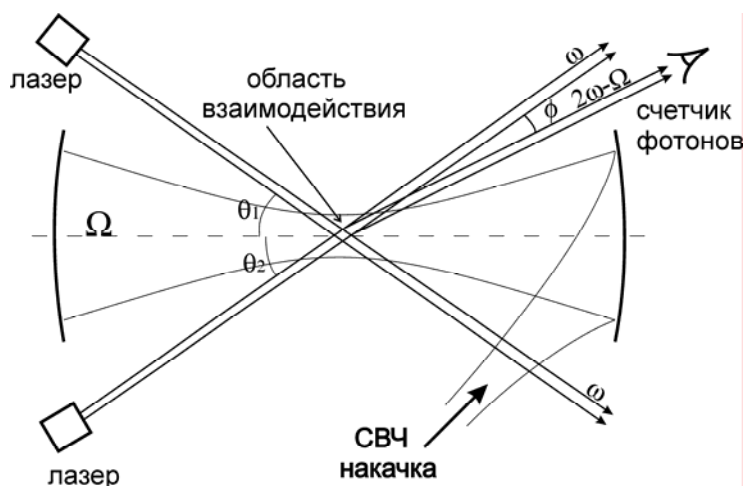


Рис. 2. Генерация разностной частоты при смешении двух лазерных пучков с квазиоптической СВЧ модой.

При этом углы θ_1 и θ_2 между лазерными пучками и осью резонатора можно подобрать так, что будет выполнено условие $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_S + \mathbf{k}_{\text{СВЧ}}$, то есть $c|\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_{\text{СВЧ}}| = 2\omega - \Omega \equiv c(|\mathbf{k}_1| + |\mathbf{k}_2| - |\mathbf{k}_{\text{СВЧ}}|)$. В общем случае $\phi \sim \theta_1 \sim \theta_2$ и угол между \mathbf{k}_S и $\mathbf{k}_{\text{СВЧ}}$ может быть произвольным. В симметричной модельной задаче с $\mathbf{k}_S \uparrow \downarrow \mathbf{k}$, когда $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, условие синхронизма принимает вид $2k \cos \theta + k_{\text{СВЧ}} = 2k - k_{\text{СВЧ}}$, и угол θ однозначно определяется. В этом случае удастся аналитически провести вычисления до конца и для рассеянной мощности P_S на частоте $2\omega - \Omega$ получить оценку:

$$P_S \approx \pi (\xi E_\omega E_\Omega)^2 (k_{\text{СВЧ}} a_{\text{опт}})^2 (k/k_{\text{СВЧ}})^3 P \approx 4\pi (\xi E_\Omega)^2 (k^3 / ck_{\text{СВЧ}}) P^2,$$

где $a_{\text{опт}}$ - радиус перетяжки лазерных пучков (в области их пересечения), P - мощность каждого из пучков накачки. Отметим, что особой монохроматичности СВЧ и лазерных источников в этой схеме не требуется.

Чтобы за время лазерного импульса ~ 1 нс рассеялся хотя бы один фотон, необходимо выполнение условия $P_S > P_{S\text{min}} \sim 2 \cdot 10^{-10}$ Вт. Отсюда при $k/k_{\text{СВЧ}} \sim 10^4$, $2\pi/k \sim 1$ мкм, $E_\Omega \sim 4 \cdot 10^4$ ед.СГС из получаем требование к мощности накачки $P > 3 \cdot 10^{16}$ Вт. Несмотря на преимущества этой схемы перед другими, рассмотренными нами, требуемая энергия в импульсе наносекундного лазера $\sim 3 \cdot 10^7$ Дж, отвечающая полю $E_\Omega \sim 3 \cdot 10^7$ ед. СГС, более чем на три порядка превосходит возможности современных установок.

1. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980.
2. Y.J. Ding, A.E. Kaplan // PRL. 1989. V. 64. № 25.
3. Н.Н. Розанов // ЖЭТФ. 1993. Т.103. В. 6.
4. Н.Н. Розанов // ЖЭТФ. 1997. Т.113. В. 2.
5. Brodin et al. // PRL. 2001. V. 87. № 17.

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ГИПЕРЗВУКА В РЕЖИМЕ АКУСТИЧЕСКОЙ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ

А.Н. Бугай, С.В. Сазонов

Развитие квантовой акустики во многом определялось достижениями когерентной и нелинейной оптики. Это в значительной степени связано с аналогиями между соответствующими оптическими и акустическими эффектами. Различные режимы генерации второй оптической гармоники достаточно детально описаны в работе [1]. В настоящей работе затрагивается вопрос о генерации второй акустической гармоники в условиях резонансного эффекта акустической самоиндуцированной прозрачности. С квантовомеханической точки зрения для реализации данного процесса необходима как минимум трехуровневая система эквидистантных переходов типа изображенной на рис.1. Пусть все переходы разрешены и система находится в основном состоянии. Если послать импульс на частоте $\omega_{12} = \omega_{23}$, то он способен возбудить каскад переходов $1 \leftrightarrow 2$, $2 \leftrightarrow 3$. В результате возможно появление волны на удвоенной частоте $\omega_{13} = 2\omega_{12}$. С другой стороны, мощный импульс, резонансный какому-либо из переходов, может распространяться при определенных условиях в режиме самоиндуцированной прозрачности. Исследованию данных вопросов применительно к распространению акустической волны и посвящена настоящая работа.

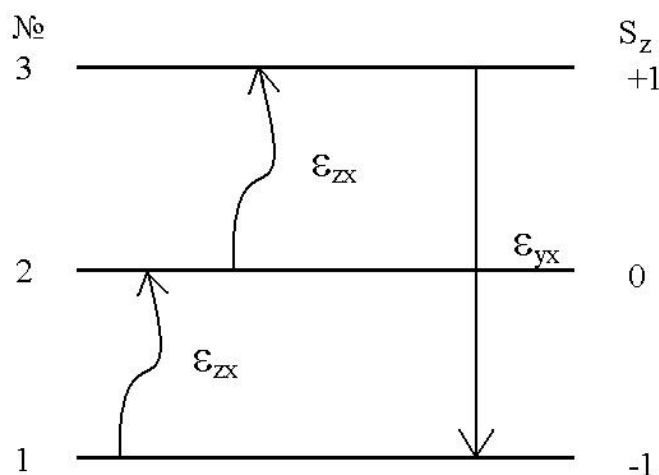


Рис. 1. Схема квантовых переходов, вызываемых акустическим импульсом в системе зеемановских подуровней.

Описанную выше схему можно реализовать следующим образом. В качестве среды возьмем кристалл, содержащий парамагнитные примеси с эффективным спином $S=1$. Кристалл помещается в постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси z . По оси x , совпадающей с одной из осей симметрии кристалла, подается мощный акустический импульс

взаимодействующий с системой парамагнитных ионов. Импульс считаем сугубо поперечным. Компонента деформации $\varepsilon_{zx} = \partial u_z / \partial x$ (“необыкновенная” волна), где u – смещение вдоль соответствующей оси, с частотой, близкой к частоте расщепления зеемановского триплета ω_0 , вызывает переходы $1 \leftrightarrow 2$, $2 \leftrightarrow 3$ (см. рис.1). Другая же компонента $\varepsilon_{yx} = \partial u_y / \partial x$ (“обыкновенная” волна), идущая на удвоенной частоте, резонансна переходу $1 \leftrightarrow 3$. Рассматриваемые величины частот лежат в области гиперзвука (диапазон частот $10^{10} - 10^{11}$ Гц).

Математическое рассмотрение мы проводим с использованием полуклассического подхода [2], согласно которому акустическое поле описывается классическим образом, а система парамагнитных примесей – квантовомеханически. Гамильтониан системы представим в виде суммы гамильтоновых операторов взаимодействия эффективного спина с внешним магнитным полем, взаимодействия акустического поля с парамагнитными ионами и классического гамильтониана акустического поля. Классические уравнения Гамильтона наряду с уравнением фон-Неймана для эволюции матрицы плотности полностью описывают динамику данной системы. Полученную систему уравнений можно упростить с использованием метода медленно меняющихся амплитуд и фаз, что позволяет перейти к уравнениям для огибающих.

Основная трудность здесь заключается в решении материальных уравнений для трехуровневой квантовой среды, резонансно взаимодействующей с двухкомпонентным акустическим импульсом. Эту проблему удастся решить с использованием приближенного операторного метода типа Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ) [3]. Таким образом, при нулевой отстройке (при точном резонансе), для эволюции огибающих компонент акустического поля получена следующая система нелинейных интегро-дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial \Omega_1}{\partial t} + a \frac{\partial \Omega_1}{\partial z} = -\beta \left(1 + \frac{\Omega_2}{\Omega} \sin \theta - \frac{2\Omega_2^2}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \left(\frac{\Omega_1}{\Omega} \sin \theta - \frac{2\Omega_1 \Omega_2}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Omega_2}{\partial t} + a \frac{\partial \Omega_2}{\partial z} = -2\beta \left(1 - \frac{2(\Omega_1^2 + \Omega_2^2)}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \left(\frac{\Omega_2}{\Omega} \sin \theta + \frac{2\Omega_1^2}{\Omega^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right). \quad (2)$$

Здесь $\Omega_1 = G_{44} \tilde{\varepsilon}_{zx} / \sqrt{2\hbar}$, $\Omega_2 = G_{44} \tilde{\varepsilon}_{yx} / \hbar$, $\beta = nG_{44}^2 \omega_0 / 4\rho a^2 \hbar$, G_{44} - постоянная спин-фононной связи, $\tilde{\varepsilon}_{zx}$ и $\tilde{\varepsilon}_{yx}$ - огибающие соответствующих компонент акустического импульса, $\Omega^2 = 2\Omega_1^2 + \Omega_2^2$, $\theta = \int_{-\infty}^t \Omega dt'$, \hbar - постоянная Планка, n - концентрация парамагнитных ионов, ρ - плотность кристалла, a - линейная скорость звука. При этом считается, что квантовая система находилась в основном состоянии до импульсного воздействия.

В частных случаях, когда одна из компонент поля отсутствует, для оставшейся выполняется уравнение sine-Gordon, а импульс распространяется в режиме акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП).

Пусть теперь амплитуда компоненты Ω_2 (на удвоенной частоте) вначале пренебрежимо мала. Положим $\Omega_2 = 0$ в правых частях (1), (2). Тогда в приближении заданного поля можно получить аналитические выражения для Ω_1 и Ω_2 . Соответствующие профили огибающих показаны на рис.2.

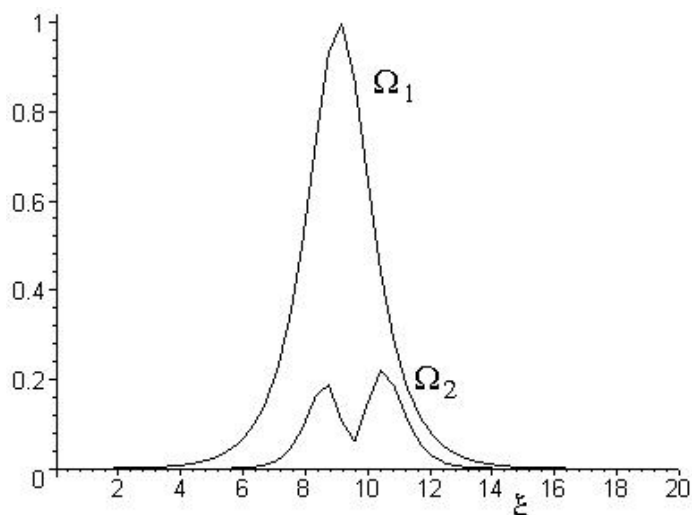


Рис. 2. Профили огибающих первой Ω_1 и второй гармоник Ω_2 , нормированные на Ω_1 . Здесь $\xi = (t - z/v)/\tau_p$, v и τ_p соответственно скорость и длительность импульса.

Таким образом, в работе показано, что в низкотемпературном парамагнитном кристалле, помещенном в постоянное магнитное поле, в резонансном режиме можно генерировать вторую гармонику поперечного гиперзвука. Если на входе в среду присутствует только “необыкновенная” волна, то будет генерироваться поляризованная в перпендикулярной плоскости “обыкновенная” составляющая на удвоенной частоте. Импульс основной гармоники при этом распространяется в режиме акустической самоиндуцированной прозрачности.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 05-02-16422а).

1. А.П. Сухоруков. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука, 1988.
2. С.В. Сазонов // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. С. 20.
3. С.В. Сазонов // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 95. С. 666.

ОПТИЧЕСКИЙ ЗУМЕРОН КАК РЕЗУЛЬТАТ БИЕНИЙ
ВНУТРЕННИХ МОД БРЭГГОВСКОГО СОЛИТОНА

Б. И. Манцызов

Интерес к исследованиям нелинейных волновых процессов, связанных с уединенными нелинейными волнами, или солитонами, неизменно высок в различных областях естественных наук и техники [1]. Прежде всего, это связано с большим многообразием нелинейных процессов в природе, а также с уникальными свойствами самих солитонов, сохранение ими формы и скорости при распространении и после взаимодействия. Строго говоря, такими свойствами обладают лишь решения полностью интегрируемых нелинейных динамических уравнений [1], например, синус-уравнения Гордона, уравнений Максвелла-Блоха, нелинейного уравнения Шредингера и некоторых других уравнений, которые появляются в результате использования ряда приближений при решении физических проблем. Математически же, используя метод обратной задачи рассеяния, можно построить бесконечное число полностью интегрируемых уравнений, в том числе и такие уравнения, которые в зависимости от начальных условий могут иметь как традиционные, так и качественно новые солитонные решения, названные зумеронами (Ф. Калоджеро, А. Дегасперис в [1] Гл.9). Зумерон обладает характерной для солитона устойчивостью при распространении и взаимодействии, но демонстрирует качественно новую динамику, его амплитуда и скорость осциллируют в процессе движения, причем изменяется не только величина, но и знак скорости. Поэтому обнаружение уравнений типа уравнения зумерона в реальных физических задачах открыло бы широкие возможности для исследования новых закономерностей в динамике нелинейных систем, позволило бы обобщить разнообразные результаты по солитонной динамике на случай осциллирующих импульсов. К сожалению, до настоящего времени не найдено физическое явление, которые бы описывались полностью интегрируемым уравнением зумерона. Вместе с тем известно [2], что изменение величины скорости солитоноподобных решений в уравнениях близких к полностью интегрируемым возможно, например, при захвате солитона возмущением, когда возникают осцилляции с нулевой средней скоростью вблизи возмущения, а также при неупругом столкновении импульсов, которое сопровождается однократным возбуждением и поглощением внутренней моды (ВМ) солитона [3]. Возможны также долгоживущие осцилляции амплитуды солитона при возбуждении ВМ на ненулевой частоте [4], однако при этом скорость солитона сохраняется или изменяется незначительно. Для брэгговских солитонов (БС) неполностью интегрируемых двухволновых уравнений Максвелла-Блоха [5] и нелинейных уравнений Шредингера для связанных мод имеет место динамическая мультистабильность, когда при определенных начальных условиях возникают осцилляции скорости импульса, причем с характерным для зумерона изменением знака скорости, однако лишь вблизи нулевого среднего значения. При численном моделировании динамики БС в

резонансно поглощающей решетке в случае малой отстройки от точного условия Брэгга, наблюдались осцилляции амплитуд блоховских волн и знака скорости БС при его распространении с ненулевой средней скоростью [5], но физическая причина появления подобной динамики импульса до настоящего времени оставалась невыясненной.

В настоящей работе решена задача о возбуждении ВМ в стоячем БС самоиндуцированной прозрачности с возмущенными профилями огибающих прямой и обратной блоховских волн и показано, что возможно одновременное возбуждение двух ВМ - на малой и на нулевой частотах. В результате биений этих мод возникает периодический обмен энергией между полями ВМ и резонансной подсистемой двухуровневых атомов в БС, который приводит к возникновению осцилляций инверсии возбужденных атомов. Решение обобщается на случай медленно движущегося солитона. Такой солитон уже испытывает возмущение не только за счет деформации формы, но и вследствие осцилляций инверсии при биениях ВМ, что приводит к осцилляциям амплитуды, поляризации, инверсии и знака скорости импульса. Подобная динамика уединенной волны характерна для зумерона. Параметры решений, полученных прямым численным интегрированием двухволновых уравнений Максвелла-Блоха, хорошо согласуются с предложенным аналитическим анзацем решения для оптического зумероноподобного импульса. С помощью интеграла энергии получена зависимость скорости зумерона от времени.

На рис. 1 представлены результаты прямого численного интегрирования

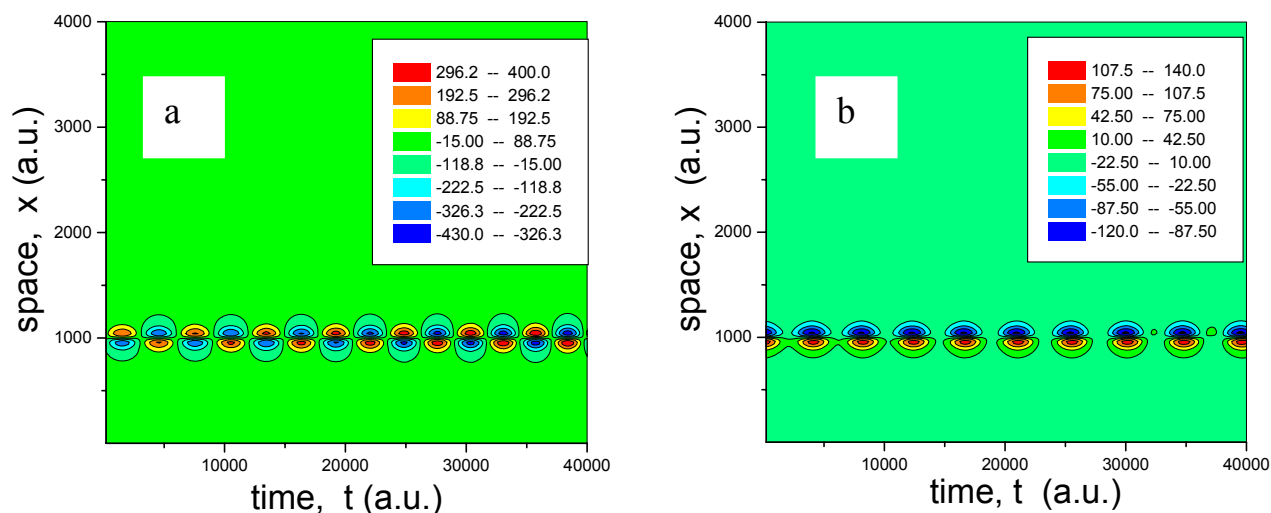


Рис. 1. Пространственно-временная динамика разностного поля $\tilde{\mathcal{X}}(x, t) = \mathcal{X}^+ - \mathcal{X}^-$ прямой и обратной блоховских волн внутренних мод БС в случае возбуждения одной моды с ненулевой частотой (а) и биений двух мод с ненулевой и нулевой частотами (б).

двухволновых уравнений Максвелла-Блоха, когда в качестве начальных условий выбирается аналитическое решение для стоячего солитона с внутренними модами. Видно, что излучение свободного поля отсутствует как в случае возбуждения ВМ на ненулевой частоте (рис. 1а), так и при биениях двух мод (рис. 1б), что свидетельствует об устойчивости решений. Зависимость

частоты ВМ от параметра возмущения профиля БС совпадает с полученной аналитической зависимостью. Рисунок 2 демонстрирует динамику инверсии (рис. 2 а) и поля $\tilde{\Omega}$ (b) ВМ зумероноподобного импульса, полученную при численном интегрировании двухволновых уравнений Максвелла-Блоха в случае задания начальных условий в виде следующего аналитического решения для зумероноподобного импульса (здесь $\Omega, \tilde{\Omega}$ - медленные амплитуды полей, n - инверсия и P - поляризация атомов; v, ξ - скорость и координата импульса, β - параметр формы, ω - частота ВМ):

$$\Omega = \frac{4v(t)}{\beta\sqrt{1-v^2}} \operatorname{sech} \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}} + i\varepsilon\omega \sin(\omega t) \operatorname{sech} \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}},$$

$$\tilde{\Omega} = \frac{4}{\beta\sqrt{1-v^2}} \operatorname{sech} \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}} - i \frac{\varepsilon\beta}{\sqrt{1-v^2}} (\cos \omega t + \varphi_0) \operatorname{sech} \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}} \operatorname{th} \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}},$$

$$n = \left(-1 + 2 \operatorname{sech}^2 \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}} \right) \left(1 - \frac{1}{2} \varepsilon^2 (\cos \omega t + \varphi_0)^2 \operatorname{sech}^2 \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}} \right),$$

$$P(x,t) = -2 \operatorname{sech} \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}} \operatorname{th} \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}} + i\varepsilon \left(-1 + 2 \operatorname{sech}^2 \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}} \right) (\cos \omega t + \varphi_0) \operatorname{sech} \frac{\beta(x-\xi(t))}{\sqrt{1-v^2}}.$$

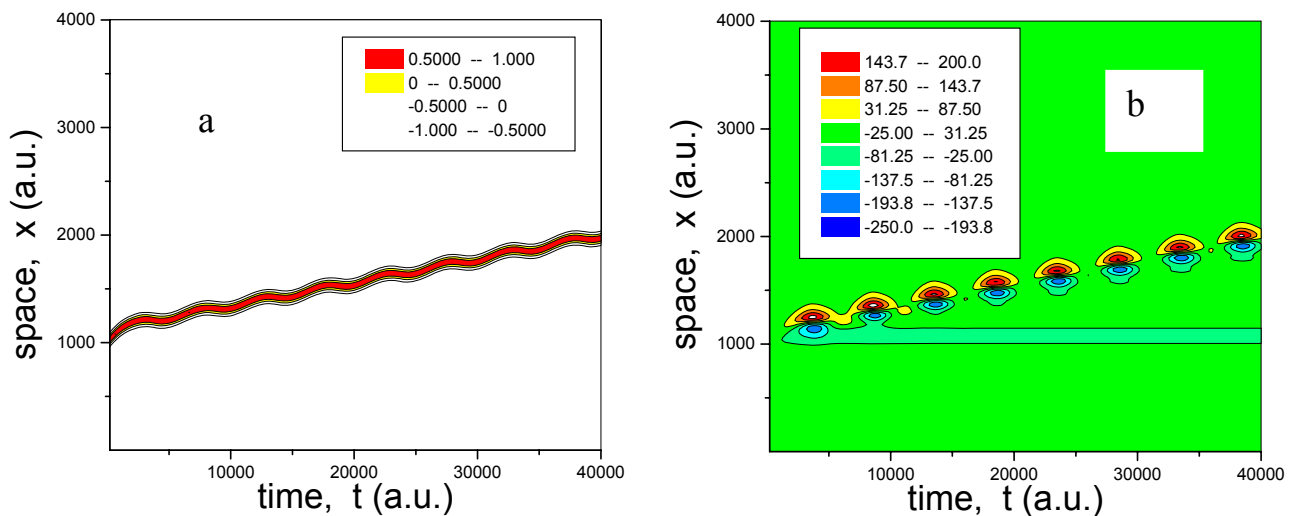


Рис. 2. Динамика инверсии и поля внутренних мод оптического зумерона.

1. *Р. Буллаф, Ф. Кодри. Солитоны. М.: Мир, 1983.*
2. *Y.S. Kivshar, V.A. Malomed // Rev. Mod. Phys. 1989. V. 61. P. 763.*
3. *D.K. Cambell, J.F. Schonfeld, C.A. Wingate // Physica D. 1983. V. 9. P. 1.*
4. *D.E. Pelinovsky, Y.S. Kivshar, and V.A. Afanasjev // Physica D. 1998. V. 116. P. 121.*
5. *B.I. Mantsyzov // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. P. 4939; J. Opt. Soc. Am. B. 2002. V. 19. P. 2203.*

БРЭГГОВСКИЙ СОЛИТОН САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ
В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ
ПЛОТНОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ

Б.И. Манцызов, Е.В. Петров

Существование брэгговских солитонов (БС) самоиндуцированной прозрачности (СИП) было предсказано для различных типов периодических резонансно поглощающих структур: (а) дискретной резонансной структуры, которая состоит из набора тонких параллельных слоев, содержащих двухуровневые осцилляторы в однородной линейной среде [1], (б) дискретной резонансной структуры с синусоидальной модуляцией линейного коэффициента преломления [2], (с) нелинейного фотонного кристалла, легированного резонансными атомами с однородным пространственным распределением [3]. Существенной особенностью БС СИП является то, что они могут формироваться при низкой интенсивности импульса 10 МВт/см^2 , тогда как для распространения БС в оптоволоконных брэгговских решетках с керровской нелинейностью необходимы интенсивности порядка 10 ГВт/см [4-5]. Для исследования процессов распространения низкоэнергетических БС необходима достаточно протяженная резонансная структура, состоящая из 400 или более периодов, однако до настоящего времени изготовление подобных структур традиционными методами сопряжено с различными техническими трудностями. В связи с этим особое место занимает технология голографической фотополимеризации [6], которая позволяет изготавливать протяженные резонансные структуры с гармонической или какой-либо другой периодической модуляцией функции плотности резонансных атомов.

В настоящей работе теоретически изучена динамика формирования и распространения БС СИП в периодической структуре с произвольным профилем функции распределения плотности резонансных атомов и постоянным профилем линейного коэффициента преломления. Соответствующее двухволновое уравнение Максвелла-Блоха имеет вид:

$$\begin{aligned} \pm c\Omega'_x(x',t') + \Omega'_t(x',t') &= \tau_c^{-2} \left\langle P(x',t') \tilde{\rho}(x',t') e^{\pm(-ikx')} \right\rangle_\lambda, \\ P_t(x,t) &= n(x',t') [\Omega'^+(x',t') e^{ikx'} + \Omega'^-(x',t') e^{-ikx'}], \\ n_t(x',t') &= -\text{Re} \left\{ P^*(x',t') [\Omega'^+(x',t') e^{ikx'} + \Omega'^-(x',t') e^{-ikx'}] \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\Omega'^{\pm} = 2(\mu/\hbar)E^{\pm}$, E^{\pm} – медленно изменяющиеся огибающие комплексных амплитуд падающего (+) и дифрагированного (–) электрических полей, P – безразмерная поляризация атомов, n – инверсная населенность атомов, $\rho(x',t') = \rho_0 \tilde{\rho}(x',t')$ и $\tilde{\rho}(x',t')$ – плотность и безразмерная функция распределения плотности резонансных атомов, $\tau_c^2 = 8T_1/3c\rho_0\lambda^2$ – кооперативное время, характеризующее среднее время жизни фотона в структуре, $k = 2\pi/\lambda$ и λ – волновой вектор и длина волны излучения, c –

скорость света в вакууме.

Показано, что в частном случае модуляции плотности резонансных атомов по закону косинуса с полуволновым периодом модуляции, т.е. при $\tilde{\rho}(x', t') = [1 + \cos(2kx')]/2$, система (1) приводится к виду

$$\begin{aligned}\Omega_t^+(x, t) + \Omega_x^+(x, t) &= P^+ + 2P^-, \\ \Omega_t^-(x, t) + \Omega_x^-(x, t) &= 2P^+ + P^-, \\ P_t^\pm(x, t) &= n(x, t)\Omega^\mp(x, t), \\ n_t(x, t) &= -\text{Re}\left[P^{-*}\Omega^+ + P^{+*}\Omega^-\right],\end{aligned}\tag{2}$$

и имеет аналитическое БС-подобное решение для излучения, частота которого лежит в линейно запрещенной фотонной зоне:

$$\begin{aligned}\Omega^\pm(x, t) &= \Omega_0^\pm \text{sech}\left(\frac{x - vt}{v\tau}\right), \\ P^+(x, t) &= \frac{1}{3\tau v} \left[(1 - v)\Omega_0^+ + 2(1 + v)\Omega_0^- \right] \text{sech}\left(\frac{x - vt}{v\tau}\right) \text{th}\left(\frac{x - vt}{v\tau}\right), \\ P^-(x, t) &= -\frac{1}{3\tau v} \left[2(1 - v)\Omega_0^+ + (1 + v)\Omega_0^- \right] \text{sech}\left(\frac{x - vt}{v\tau}\right) \text{th}\left(\frac{x - vt}{v\tau}\right), \\ n(x, t) &= -\frac{-2v + \sqrt{3 + v^2}}{3\tau^2 v} \left[1 - 2\text{sech}^2\left(\frac{x - vt}{v\tau}\right) \right].\end{aligned}$$

Здесь $P^\pm(x, t) = \langle P(x, t) e^{\pm ikx} \rangle_\lambda$, v и τ – скорость и длительность импульса в единицах c и $2\tau_c$ соответственно; введены безразмерные координаты $x = x'/2\tau_c c$, $t = t'/2\tau_c$ и функции $\Omega^\pm(x, t) = 2\tau_c \Omega'^\pm(x, t)$. Амплитуды полей прямой (+) и обратной (–) волн имеют следующий явный вид:

$$\Omega_0^\pm = \pm \frac{\sqrt{2}}{\tau} \sqrt{1 \pm \frac{v + 2\sqrt{3 + v^2}}{4 + v^2}}.\tag{3}$$

Легко показать, что система (2) имеет интеграл движения

$$n(x, t)^2 + |P^+(x, t)|^2 + |P^-(x, t)|^2 = \left(\frac{-2v + \sqrt{3 + v^2}}{3\tau^2 v} \right)^2,$$

значение которого с учетом условия локализации импульса $n(x = \pm\infty, t) = -1$, $P^\pm(x = \pm\infty, t) = 0$ равно единице, откуда получается явная связь параметров ширины и скорости импульса:

$$\tau = \sqrt{(-2\nu + \sqrt{3 + \nu^2})/3\nu}. \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что система (2) не имеет решения при нулевой скорости ν солитона в отличие от случая дискретной периодической резонансной структуры. Таким образом, в структуре с косинусоидальной модуляцией плотности резонансных атомов стоячий солитон существовать не может, что сходно со случаем однородной резонансной среды. Однако, амплитуда обратной волны импульса ненулевая при $\nu \neq 1$.

На рисунке 1 представлены результаты численного моделирования распространения БС СИП в среде с косинусоидальным профилем плотности резонансных атомов. Из рисунка видно, что импульс при распространении сохраняет форму и скорость неизменными. Невозможность существования стоячих солитонов приводит к неустойчивости импульсов на малых скоростях и их распаду на времена порядка нескольких τ_c . Импульсы же на больших скоростях (на рисунке $\nu \approx 0.95$) являются солитоно-подобными и существуют на протяжении сотен времен τ_c .

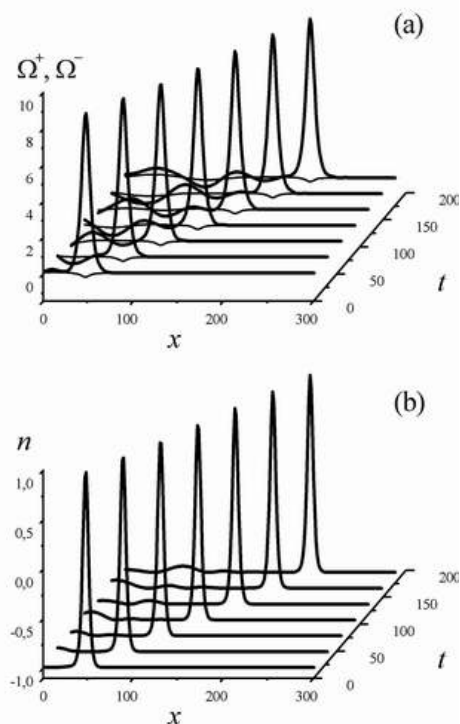


Рис. 1. Динамика (а) поля импульса ($\Omega^+(x,t)$ – толстая линия, $\Omega^-(x,t)$ – тонкая линия) и (б) инверсной населенности.

Другим характерным солитонным свойством «быстрых» импульсов в косинусоидально модулированной резонансной структуре является упругость

столкновения импульсов как в случае кинк-кинк, так и кинк-антикинк взаимодействия. Показано, что импульсы сохраняют свои начальные параметры (скорость, ширину, амплитуду) неизменными после столкновения.

Также в работе показана устойчивость солитоно-подобных импульсов при их взаимодействии с различными типами неоднородностей, такими как возмущение функции распределения резонансных атомов $\tilde{\rho}(x,t)$, локального возбуждения инверсной населенности, слабыми линейными модами поля и т.д.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16866).

1. Б.И. Манцызов, Р.Н. Кузьмин // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 65.
2. А.Е. Kozhekin, G. Kurizki, B. Malomed // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 3647.
3. N. Akozbek, S. John // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. P. 3876.
4. H.Y. Tseng, S. Chi // Phys. Rev. E. 2002. V. 66. P. 056606.
5. B.J. Eggleton, R.E. Slusher, C.M. de Sterke et al // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 1627.
6. А.А. Акаев, С.В. Гуревич et al. Holography and optical processing of data, С.-П.: Наука, 2003.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

А.Н. Калиш, В.И. Белотелов

Фотонные кристаллы — это материалы, оптические свойства которых модулированы в пространстве, причем период модуляции сравним с длиной волны используемого электромагнитного излучения. Многократная интерференция от границ слоев приводит к образованию запрещенных зон — диапазонов частот, для которых распространение волн в фотонном кристалле запрещено. Благодаря своим свойствам, связанным с особенностями распространения света, дисперсией и анизотропией, фотонные кристаллы могут находить широкие применения в прикладных задачах интегральной оптики, а именно в качестве оптических фильтров, отражателей, волноводов, лазеров, суперпризм, демультимплексоров [1]. Использование магнитных материалов, с одной стороны, позволяет управлять оптическими свойствами фотонных кристаллов (например, положением и шириной запрещенной зоны), а, с другой стороны, приводит к появлению эффектов магнитооптики, в частности, эффекта Фарадея — вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света при наличии внешнего магнитного поля [2]. Таким образом, магнитные фотонные кристаллы могут находить применения как преобразователи поляризации света, оптические изоляторы, модуляторы, затворы.

По своей структуре фотонные кристаллы могут быть одно-, двух- или трехмерными. В данной работе рассматриваются одномерные магнитные фотонные кристаллы, представляющие собой последовательность чередующихся магнитных и немагнитных слоев. Рассматриваемые структуры обладают структурными дефектами, а именно изменением последовательности чередования слоев. Это приводит к появлению внутри запрещенной зоны резонансного уровня, на котором наблюдается сильное увеличение коэффициента прохождения и усиление эффекта Фарадея.

Для определения характеристик отраженного и прошедшего света разработан метод, основанный на том, что внутри каждого слоя независимо друг от друга распространяются четыре волны — нормальные моды, характеризующиеся определенными направлением распространения и поляризацией [3]. Для каждого n -го слоя вводятся: столбец комплексных амплитуд нормальных мод A_n , матрица-пропагатор (матрица распространения) P_n , описывающая распространение нормальных мод внутри слоя, и динамическая матрица (матрица перехода) D_n , связывающая амплитуды нормальных мод с тангенциальными компонентами напряженностей электрического и магнитного полей. С помощью введенных матриц условие непрерывности тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей на границе n -го и $(n+1)$ -го слоев записывается в виде:

$$D_n P_n A_n = D_{n+1} A_{n+1}.$$

Связь амплитуд нормальных мод на входе и выходе фотонного кристалла таким образом имеет вид:

$$A_0 = D_0^{-1} D_1 P_1^{-1} \dots D_N P_N^{-1} D_N^{-1} D_{N+1} A_{N+1}. \quad (1)$$

Уравнение (1) представляет собой систему четырех уравнений для четырех неизвестных амплитуд, соответствующих отраженной и прошедшей волнам. Из амплитуд нормальных мод можно определить декартовые составляющие полей для отраженной и прошедшей волн, а из них, в свою очередь, — характеристики волн: коэффициенты прохождения и отражения, углы Фарадея и эллиптичности прошедшего и отраженного света.

Для нахождения нормальных мод введем систему координат так, что ось z направлена перпендикулярно границам слоев, а плоскостью падения является плоскость Oyz . Пусть намагниченность в магнитных слоях направлена вдоль оси z . Тогда тензор диэлектрической проницаемости для магнитных слоев имеет вид:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

а для нормальных мод получены соотношения:

$$n_y = \sin \theta, \quad n_{z\pm}^2 = \varepsilon_1 - \left(1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}\right) \frac{n_y^2}{2} \pm \sqrt{\left(1 - \frac{n_y^2}{2\varepsilon_0}\right)^2 g^2 + \frac{n_y^4}{4} \left\{ \left(1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}\right)^2 - \frac{g^2}{\varepsilon_0^2} \right\}},$$

$$e_x = -\frac{ig}{n_z^2 + n_y^2 - \varepsilon_1} e_y, \quad e_z = \frac{n_y n_z}{n_y^2 - \varepsilon_0} e_y, \quad \vec{h} = \frac{\vec{n} \times \vec{e}}{|\vec{n}|},$$

где $\vec{n} = \frac{c}{\omega} \vec{k}$, \vec{k} — волновой вектор, θ — угол падения света, \vec{e} , \vec{h} — единичные векторы напряженности электрического и магнитного полей для нормальных мод. В немагнитном слое $n_z^2 = \varepsilon - \sin^2 \theta$, где ε — диэлектрическая проницаемость, а в качестве нормальных мод можно выбрать линейные s - и p -поляризации, для которых единичные векторы напряженности электрического и магнитного полей имеют вид:

$$\vec{e}_s = (1, 0, 0), \quad \vec{e}_p = \left(0, \frac{n_z}{\sqrt{\varepsilon}}, -\frac{n_y}{\sqrt{\varepsilon}}\right), \quad \vec{h}_{s,p} = \frac{\vec{n} \times \vec{e}_{s,p}}{|\vec{n}|}.$$

Разработанный метод позволяет исследовать оптические свойства фотонных кристаллов при наклонном падении света.

В рассматриваемых структурах толщина слоев составляет $\lambda/4$ для длины волны 1.55 мкм. Параметры слоев подобраны таким образом, что немагнитные слои соответствуют гадолиний-галлиевому гранату ($\varepsilon = 3,71$), а магнитные —

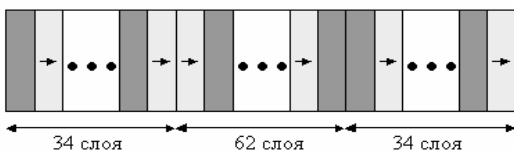


Рис. 1. Рассматриваемая структура.

церий-замещенному железиттриевому гранату ($\varepsilon_1 = \varepsilon_0 = 4,884$, $g = 0,009$, см. (2)).

Рассмотрим структуру $(NM)^{17}(MN)^{31}(NM)^{17}$, обладающую двумя дефектами чередования (рис.1). На рис.2

приведены зависимости коэффициента прохождения и угла Фарадея для

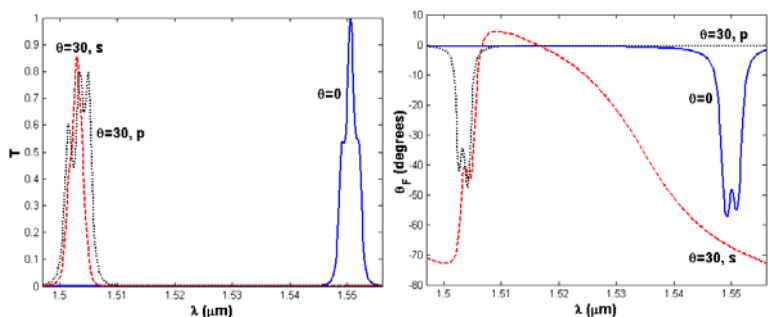


Рис. 2. Зависимости коэффициентов прохождения и угла Фарадея от длины волны.

случаев нормального падения света и падения под углом 30° вблизи резонансного уровня. Расчеты показывают, что максимальный эффект Фарадея при нормальном падении составляет около 55° , в то время как для однородной магнитной среды такой же толщины он равен 11° , что

свидетельствует о преимуществах фотонных кристаллов по сравнению с однородными материалами. При наклонном падении света наблюдается ряд интересных явлений, а именно:

- изменение резонансной длины волны;
- усиление эффекта Фарадея для s -волны (максимальный угол составляет 70°);
- различие коэффициентов прохождения для s - и p -волн.

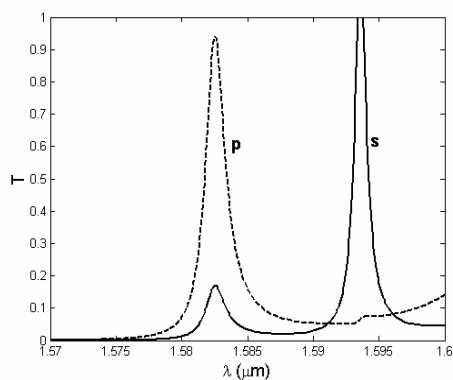


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения от длины волны при падении света под углом 30°

На рис.3 показана зависимость коэффициента прохождения в геометрии падения света под углом 30° вблизи длинноволнового края запрещенной зоны. Здесь максимумы коэффициентов прохождения для разных поляризаций оказались разнесены. Более того, как показывают расчеты, в этом случае угол Фарадея для p -волны близок к нулю, а для s -волны — к 90° , и прошедший свет имеет p -поляризацию независимо от поляризации падающей волны.

Полученные результаты свидетельствуют:

- о возможности простой перестройки рабочей длины волны фотонного кристалла;
- о возможности усиления эффекта Фарадея при использовании наклонного падения света;
- о возможности использования фотонного кристалла в качестве поляризатора.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17308, 05-02-17064, 03-02-16980 и НШ-1949.2003.2.

1. C. Monat, C. Seassal, X. Letartre et al. // Physica E 2003. V. 17. P. 475.
2. M. Levy, H.C.Yang, M.J.Steel et al. // J. Light Wave Tech. 2001. V. 19. P. 1964.
3. J. Hamrle. Magneto-optical determination of the in-depth magnetization profile in magnetic multilayers. Paris, 2003.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ЗАХВАТ МОД ПРИ СИНХРОННОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ ЧАСТОТЫ ВНИЗ

А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков

Полное оптическое переключение всесторонне исследовано в фотонике солитонов [1-3]. В частности, в квадратичных средах образуются параметрические солитоны вследствие синхронного взаимодействия трех волн. Для достижения фазового синхронизма часто используются фотонные кристаллы. Пространственные солитоны могут, как притягиваться, так и отталкиваться друг от друга, в зависимости от разности их фаз. Недостатком такого подхода является необходимость использовать пучки высокой интенсивности, чтобы могли сформироваться солитоны.

Один из путей решения этой проблемы состоит в том, чтобы осуществить параметрические взаимодействия пучков ниже порога образования солитонов. В данной работе мы обсуждаем новые механизмы параметрического переключения: преломление и отражение при неколлинеарном взаимодействии трех волн. При векторном синхронизме сигнальный пучок пересекает пучок накачки под некоторым углом и возбуждает холостую волну, идущую во встречном направлении. Таким образом, отраженная волна приобретает частоту холостой волны. Пучок накачки может иметь низшую или высшую частоту по отношению к двум другим. При анализе этих двух случаев дифракционными эффектами, как и в [3], мы пренебрегаем. Сигнальная и холостая волны выходят по разные стороны от пучка накачки.

Поскольку оба слабоинтенсивных пучка, наклонены друг к другу, область взаимодействия трех волн ограничена. Это приводит к следующему интересному эффекту. Если интенсивность накачки мала, то интенсивность сигнальной волны растет медленно при прохождении пучка накачки и происходит лишь частичное отражение. При возрастании амплитуды накачки интенсивности сигнальной и холостой волн начинают расти экспоненциально – формирование параметрической моды. Поэтому вершины сигнального и холостого пучков идут параллельно оси пучка накачки, несмотря на боковой снос энергии.

Рассмотрим вначале кратко неколлинеарное взаимодействие трех волн $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, где ω_1 - частота низкочастотной волны накачки, ω_1 и ω_2 - частоты сигнальной и холостой волн, соответственно. Основная идея параметрического отражения состоит в том, что энергия сигнального пучка может быть передана холостой волне, распространяющейся в противоположном направлении, при выполнении векторного синхронизма $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$. При этом возникает поперечное параметрическое усиление. Таким образом, отраженная волна имеет холостую частоту (рис. 1).

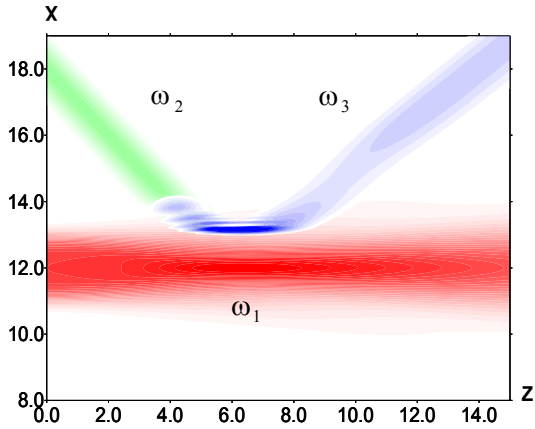


Рис. 1. Параметрическое отражение наклонного сигнального пучка (зеленый) от низкочастотной накачки (красный) с преобразованием в холостую волну (синий).

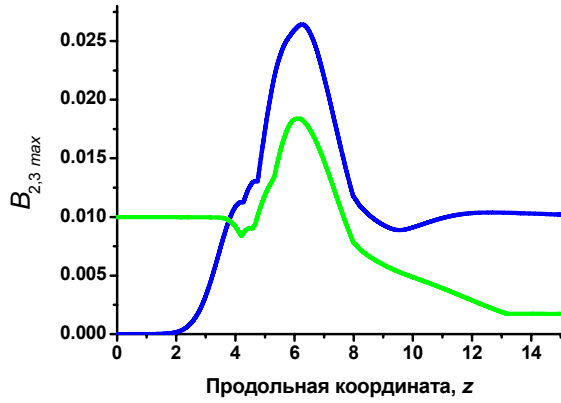


Рис. 2. Зависимость максимальной амплитуды сигнальной (зеленый) и холостой (синий) волн от продольной координаты Z (ср. с картиной отражения на рис. 1).

Ключевым параметром в данной задаче является величина $G_{\beta,1} = \Gamma_{01} l_{\beta,1}$, определяемая произведением инкремента $\Gamma_{01} = \sqrt{\gamma_2 \gamma_3} E_{01}^2$ на длину сноса $l_{\beta,1} = a_1 / \beta$. Сильное отражение происходит при большом усилении, $G_{\beta,1} > 1$.

Иная картина наблюдается при параметрическом взаимодействии в поле высокочастотной накачки $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$; теперь обе слабые волны, сигнальная (ω_2) и холостая (ω_3), усиливаются с расстоянием. Причем, если, усиление становится достаточно большим, $G_{\beta,3} = \Gamma_{03} l_{\beta,3} = \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} E_{03} a_3 / \beta \gg 1$, то амплитуды слабых пучков начинают нарастать экспоненциально $A_{1,2} = B_{1,2}(x, y) \exp(\Gamma_{\beta,3} z)$, а формы пучков не меняются (рис. 3, 4). Это означает формирование параметрической

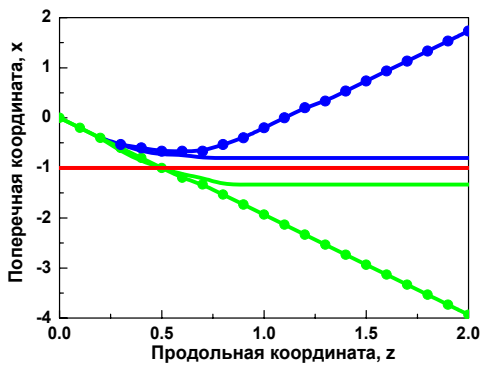


Рис. 3.

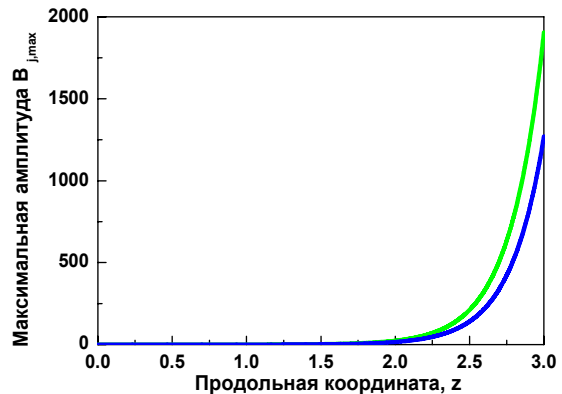


Рис. 4.

моды. Вершины обоих пучков идут параллельно оси пучка накачки. На рисунках 5, 6 показаны профили пучков и траектории смещения их вершин в зависимости от величины параметрического усиления $G_{\beta 3}$.

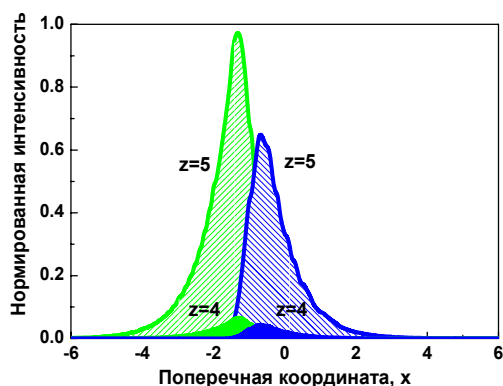


Рис. 5. Профили интенсивностей сигнального и холостого пучков на различных расстояниях $z = 4, 6$.

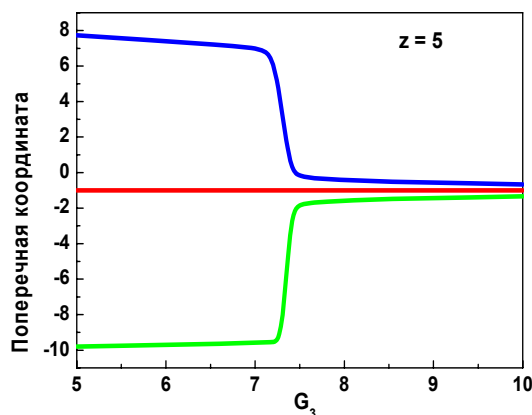


Рис. 6. Координаты пучков на выходе из нелинейной среды до и после порога формирования параметрической моды при $G_{\beta 3m} \approx 7.5$.

Таким образом, мы провели оригинальное численное и аналитическое исследование неколлинеарного трехволнового взаимодействия. Проанализированы коэффициенты параметрического отражения и траектории пучков как в поле низкочастотной, так и поле высокочастотной накачки.

Прослежен переход в режим модового параметрического усиления. Теоретические результаты хорошо согласуются с данными численного моделирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 05-02-17308, БелРФФИ, проект 04-02-81054, НШ-1949.2003.2, УР.01.02.499.

1. Yu.S. Kivshar, G.I. Stegeman // OPN. 2002. P. 59.
2. T. Pertsch, U. Peschel, and F. Lederer // Opt. Lett. 2003. V. 28. № 2. P. 102.
3. А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Изв. РАН, сер. физич. 2004. Т. 68. № 12. С. 1720.

МИКРОКРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СЕРДЦЕВИНЫ И ОПТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В СИЛИКАТНЫХ СВЕТОВОДАХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ

В.В. Двойрин, В.М. Машинский, Е.М. Дианов, А.А. Умников, А.Н. Гурьянов

Создание и исследование стекол и стеклокерамик, легированных ионами переходных металлов, является важной задачей фундаментальной и прикладной оптики. Такие материалы являются потенциальной основой для создания перестраиваемых и фемтосекундных лазеров [1,2]. Хотя лазерного действия на подобных объектах не продемонстрировано, они более привлекательны, чем кристаллы, так как более просты и дешевы в изготовлении. Использование световода в качестве активного элемента приведёт к компактности устройств.

Техника изготовления

Заготовка световода была изготовлена методом MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) путем осаждения SiO_2 из газовой фазы и введением и галлия методом пропитки пористого слоя сердцевины. Средняя концентрация Ga в сердцевине составила 1.3 ат.%, а концентрация хрома составляла менее 0,01 ат.%. Из заготовки был вытянут световод с длиной волны отсечки 0.85 мкм. Световод отжигался при 1000°C в течении 9 ч. на воздухе.

Результаты

В спектре потерь световода до отжига (рис. 1) наблюдается поглощение ионов Cr^{6+} (ультрафиолетовый край поглощения, соответствующий полосе с максимумом на 360 нм) и широкая диффузная полоса Cr^{4+} с максимумом в области 800 нм.

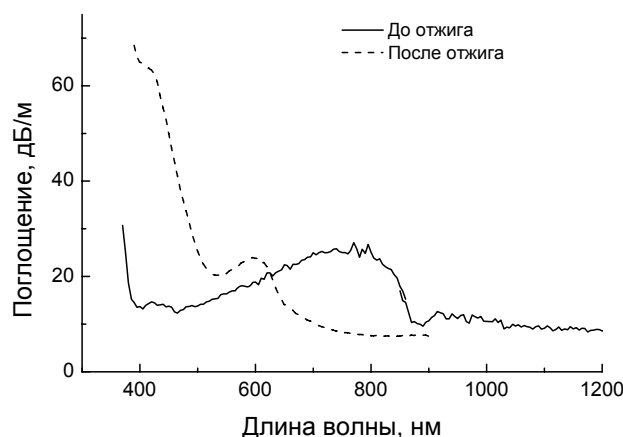


Рис. 1. Спектр потерь в световоде до и после отжига.

В световодах наблюдается слабая люминесценция с максимумом в области 1000 нм в зависимости от образца, обусловленная ионом Cr^{3+} с вероятным вкладом от Cr^{4+} в длинноволновый край.

После отжига в световоде наблюдается появление сигнала рамановского рассеяния на кристаллической фазе, не принадлежащей к известным модификациям SiO_2 . Сигнал представлен двумя узкими пиками с максимумами на 45 и 200 см^{-1} . Рентгенографический анализ отожжённой заготовки показал образование в сердцевине кристаллических фаз, одной из которых, по-видимому, является высокотемпературная форма кристобалита, а другой рефлекс с постоянной решётки $d=0.715 \text{ нм}$ также нельзя отнести к известным модификациям SiO_2 .

В отожженном световоде наблюдается появление характерных полос поглощения иона Cr^{3+} ($\sim 420 \text{ нм}$ и $\sim 630 \text{ нм}$, см. (рис. 1)) и интенсивная люминесценция этого иона. Максимум полосы люминесценции при комнатной температуре расположен на 760 нм , а ширина полосы составляет 130 нм . Относительно малая ширина полосы указывает на упорядоченность и высокую симметрию окружения ионов хрома, что, очевидно, обусловлено кристаллизацией сердцевины световода.

При возбуждении на 633 нм в световоде удалось зарегистрировать усиление пробного сигнала в диапазоне $700\text{-}900 \text{ нм}$ (рис. 2). При удалении из схемы активного волокна усиление отсутствовало, что позволяет утверждать, что эффект не обусловлен откликом измерительной схемы.

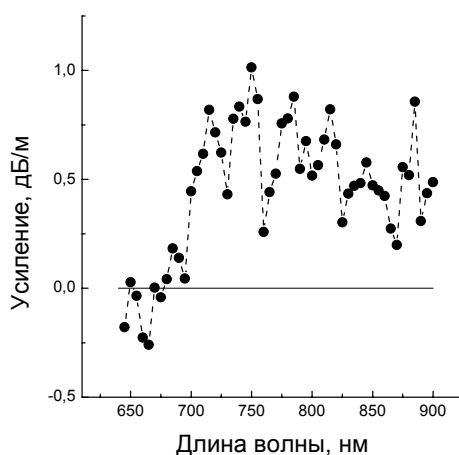


Рис. 2. Спектр усиления для световода при возбуждении на 632 нм с мощностью 10 мВт .

Обсуждение

Ранее нами сообщалось о перезарядке ионов Cr^{4+} и Cr^{6+} до состояния $+3$ при отжиге алюмо- и галиевосиликатных световодов, изготовленных методом MCVD и было предложено объяснение явления [3]. Отжиг приводит к упорядочению и созданию высокосимметричного окружения ионов Cr^{3+} , что находит отражение в их эффективной люминесценции. В этой работе нам удалось получить световод со стеклокерамической сердцевиной, демонстрирующий привлекательные для создания лазеров свойства. Наблюдаемое усиление оптического сигнала не связано с насыщением поглощения ионов Cr^{3+} , т.к. спектрально соответствует полосе люминесценции (рис. 2), и не является насыщением поглощения ионов Cr^{4+} , поскольку их вклад в потери в этом световоде мал. По нашим сведениям, это первое сообщение о

наблюдавшемся широкополосном оптическом усилении в стеклах, легированных ионами переходных металлов.

Коэффициент усиления относительно невысок по сравнению с активными потерями в волокне ~ 20 дБ/м. В данном случае снижающим усиление фактором, по-видимому, является поглощение из возбужденных состояний (ПВС). Поэтому исследования ПВС представляют исключительную важность и будут проведены в дальнейших работах.

Выводы

В работе была достигнута микрокристаллизация сердцевинны галиевосиликатного волокна, изготовленного методом MCVD, путем его отжига при 1000°C . Перезарядка ионов Cr^{4+} в Cr^{3+} в результате отжига и упорядочение ближайшего окружения этих ионов как следствие микрокристаллизации приводят к эффективной люминесценции ионов Cr^{3+} . В световоде наблюдалось оптическое усиление в полосе люминесценции Cr^{3+} в диапазоне 700-900 нм при возбуждении с длиной волны 633 нм. Это первое сообщение об усилении в широкой полосе в стеклянной матрице, легированной ионами переходных металлов.

Результаты работы являются первым успешным шагом на пути создания перестраиваемых лазеров и широкополосных усилителей в ближней ИК-области на основе силикатных волоконных световодов, легированных ионами хрома.

Авторы выражают благодарность коллективу НЦВО, в частности Неуструеву В.Б., Божкову А.С., Медведкову О.И. и Васильеву С.А., Плотниченко В.Г., Колтышеву В.В., Исхаковой Л.Д., Тенякову С.Ю. и Лебедеву В.Ф. за плодотворные дискуссии и помощь в проведении ряда экспериментов. Работа была поддержана грантом РФФИ № 05-02-16788-а.

1. *Cz. Koeper, K. Wisniewski, M. Grinberg, D.L. Russel, K. Holliday // J. Lumin. 1999. V. 81. P. 301.*
2. *G.H. Beall // Proc. XIX Int. Congr. Glass. Edinburgh, Scotland, 2001. V. 2. P. 170.*
3. *V.V. Dvoyrin, V.M. Mashinsky, V.B. Neustruev, E.M. Dianov, A.N. Guryanov, A.A. Umnikov // J. Opt. Soc. Amer. B. 2003. V. 20. № 2. P. 280.*

В.В. Янгирова, А.П. Сухоруков

Впервые исследуются волновые свойства пространственно-временных вихревых, или винтовых фазовых дислокаций, которые являются аналогом чисто оптических вихрей [1]. Положение сингулярной точки в таких структурах определяется одной пространственной координатой и некоторым моментом времени. При этом фаза вихря закручивается по спирали при обходе сингулярности по замкнутой кривой с одновременным изменением координаты и времени. Пространственно-временная дислокация сохраняется при дифракционном и дисперсионном расплывании импульсного пучка.

Динамика распространения импульсного пучка, несущего пространственно-временную дислокацию, описывается эволюционным уравнением для медленно-меняющейся огибающей амплитуды:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + iD_{\perp} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + iD_{\tau} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} = 0, \quad (1)$$

где $D_{\perp} = 1/(2k)$ – коэффициент поперечной дифракции, k – волновое число, $\tau = (t - z/u)/T$ – нормированное сопровождающее время, u – групповая скорость, $D_{\tau} = -\frac{1}{2} \partial u^{-1} / \partial \omega$ – коэффициент дисперсии групповой скорости.

Амплитуда пространственно-временного вихря, расположенного на импульсном пучке гауссовой формы, записывается в виде

$$A_v = \left[\frac{x}{a\psi_a(z)} \pm i \frac{\tau}{T\psi_T(z)} \right] \exp \left(-\frac{x^2}{a^2\Psi_a} - \frac{\tau^2}{T^2\Psi_T} \right), \quad (2)$$

где изменения из-за дифракции и дисперсионного расплывания описываются комплексными функциями $\psi_a = 1 - i4D_{\perp} z/a^2$ и $\psi_T = 1 - i4D_{\tau} z/T^2$.

Фаза вихря (2) в окрестности дислокации меняется по закону

$$\varphi_v = \arctg \frac{(\tau/T) - (D_{\tau}/T^2)(x/a)z}{(x/a) + (D_{\perp}/a^2)(\tau/T)z}. \quad (3)$$

При одинаковом влиянии дифракционного и дисперсионных явлений, то есть при $l_{dif} = l_{dis}$, волновой фронт пространственно-временной дислокации не изменяет своей формы: $\varphi_v = \arctg((\tau/T)/(x/a)) + \arctg(z/l_{dif})$.

Для регистрации смешанных состояний мы предлагаем использовать метод динамической интерферограммы. В окрестности формирования дислокации образуется характерная «вилка» при интерференции сигнальной волны (2) с плоской опорной волной, направленной под малым углом γ :

$$A_{in} = E \left(\frac{x}{a} + i \frac{\tau}{T} \right) A_G(x, y, \tau, z) + E_0 \exp(i\gamma x/a). \quad (4)$$

Согласно (4) интерференционные максимумы формируются вдоль направления оси ОХ. Их положение меняется со временем, и в точке дислокации две соседние полосы сливаются. На рис. 1 отображено распределение интенсивности в интерференционной картине в различные моменты времени: до появления дислокации при $\tau < 0$ (а), в ее центре при $\tau = 0$ (б) и в момент $\tau > 0$ (в).

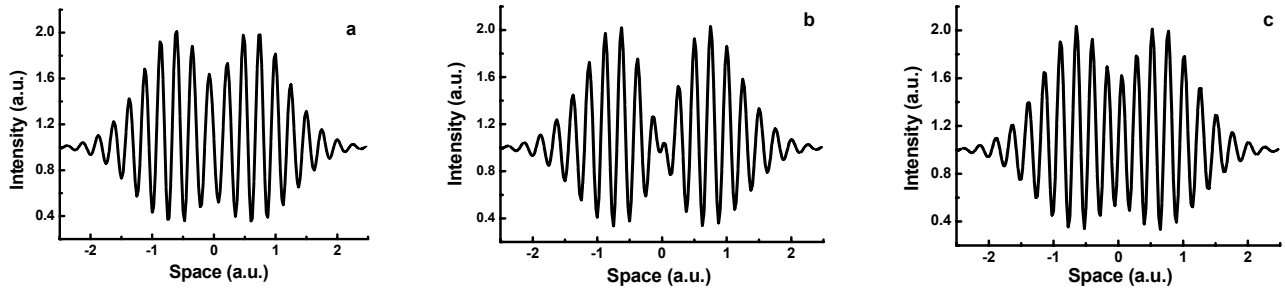


Рис. 1. Распределение интенсивности на интерферограмме до появления дислокации (а), в момент ее образования (б) и спустя некоторый момент времени (в).

Таким образом, регистрируя пространственное распределение интерференционного поля (4) в различные моменты времени, можно построить динамическую интерферограмму (рис. 2). В окрестности дислокации образуется характерная вилка, свидетельствующая о наличии винтовой пространственно - временной фазовой дислокации.

Далее, для генерации пространственно-временных дислокаций мы предлагаем использовать два гауссовых пучка-импульса, имеющих или разные малые наклоны, или немного разные частоты. В работах [2, 3] показано, что при суперпозиции несоосных некопланарных гауссовых пучков возникает цепочка винтовых фазовых дислокаций. Эту идею можно перенести на генерацию вихревых с перепутанными пространственно-временными состояниями амплитуды.

Так, при суперпозиции двух скрещенных одночастотных гауссовых импульсов, запаздывающих друг относительно друга по времени,

$$A_2 = E_1 A_G(x, y, \tau - \tau_0, z) \exp(i\theta x/a) + E_2 A_G(x, y, \tau + \tau_0, z) \exp(-i\theta x/a). \quad (5)$$

при $\tau_v = \ln(E_2/E_1)T^2/(4\tau_0)$ вдоль в оси x формируется пространственная цепочка дислокаций с периодом $\Delta x_v = \pi a/(2\theta)$. В окрестности каждого вихря амплитуда поля имеет следующий вид:

$$A_{vn}(x, \tau) \sim 2 \Omega(\tau - \tau_n) - i 4 x_0 a^{-2} (x - x_n). \quad (6)$$

Серия дислокаций образуется также при взаимодействии двух импульсных гауссовых пучков со смещенными частотами, разнесенных в пространстве. При этом сгенерированные вихревые оказываются периодическими во времени.

Нами также исследуется распространение пространственно-временных дислокаций в нелинейных средах. В качестве примера рассмотрена динамика темного пространственно-временного солитона-вихрека в керровской дефокусирующей среде:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + iD_{\perp} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + iD_{\tau} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - i\gamma |A|^2 A = 0. \quad (7)$$

На рис. 3. представлены исходный солитонный профиль пучка (черный) и тот же профиль на расстоянии 5 дифракционных длин в линейной (синий) и дефокусирующей (красный) средах. Несложно видеть, что в линейном случае радиус центрального отверстия пучка заметно увеличивается, в то время, как наличие нелинейности сдерживает это уширение.

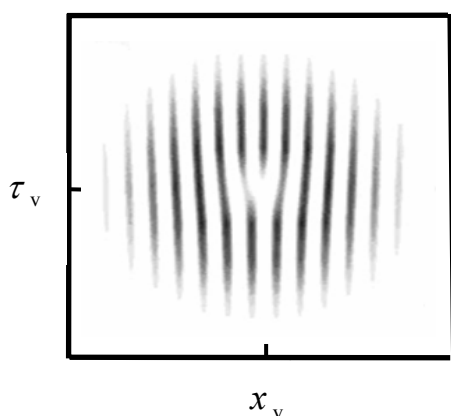


Рис. 2. Динамическая интерферограмма пространственно-временного вихрека.

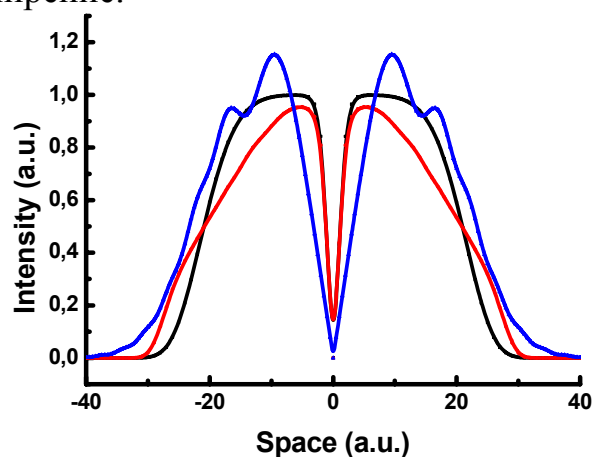


Рис. 3. Профиль интенсивности пространственно-временного вихрека при $z = 0$ (черный), $z = 5l_{dif}$ в линейной (синий) и дефокусирующей керровской среде (красный).

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, РФФИ № 05-02-17308, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

1. *J.F. Nye* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2003. № 5. P. 503.
2. *Н.Н. Розанов* // Оптика и спектроскопия 1993. Т. 75. № 4. С. 861.
3. *В.В. Янгирова, А.А. Калинович, А.П. Сухоруков* // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1799.

ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ И УДВОЕНИЕ ЧАСТОТЫ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЛИЯНИИ ГРУППОВОЙ РАССТРОЙКИ

В.А. Черных, А.П. Сухоруков

В твердых телах и плазме могут взаимодействовать продольные и поперечные волны благодаря квадратичной нелинейности. На этой же нелинейности формируются двухкомпонентные простые волны с резким перепадом амплитуды. Естественно, на динамику распространения оказывают влияние дисперсионные и диссипативные эффекты. В частности, учет вязких потерь описывается системой двух параметрически связанных уравнений Бюргера для профилей продольных и поперечных волн [1-3]. Здесь, во-первых, сказывается разность коэффициентов вязкости. Кроме этого, на эффективность взаимодействия двух компонент оказывает влияние дисперсия волн через расстройку фазовых и групповых скоростей. В отличие от оптики мы применяем метод медленно меняющихся профилей, согласно которому фазовые и групповые скорости равны друг другу. Поэтому мы учитываем одну расстройку скоростей продольных и поперечных волн. В данной работе мы анализируем эффекты дифференцирования коротких видео-импульсов и удвоения частоты волновых пакетов с малым числом периодов. Впервые исследовано протекание указанных эффектов в слоистых средах, составленных из периодически расположенных инвертированных слоев.

Будем описывать динамику коротких импульсов с помощью следующей системы для медленноменяющихся профилей V и U в нормированном виде:

$$\frac{\partial V}{\partial z} + \nu \frac{\partial V}{\partial \Theta} = \beta_{21} \frac{\partial(UV)}{\partial \Theta}, \quad \frac{\partial U}{\partial z} = \beta_{11} \frac{\partial U^2}{\partial \Theta} + \frac{\beta_{21}}{2} \frac{\partial V^2}{\partial \Theta}, \quad (1)$$

где Z - пространственная координата вдоль направления распространения, Θ - время, β_{jk} - коэффициент нелинейности, $\nu = c_V^{-1} - c_U^{-1}$ - расстройка обратных величин скоростей волн.

Будем считать, что вторая компонента много больше первой: $V \gg U$. Тогда можно найти полное решение уравнений (1) в следующем виде:

$$V = V_0(\Theta - \nu Z), \quad U = \frac{\beta_{21}}{2\nu} [V_0^2(\Theta) - V_0^2(\Theta - \nu Z)]. \quad (2)$$

Эффект дифференцирования наблюдается при равенстве скоростей, $\nu = 0$,

$$U = \frac{\beta_{21}}{2} \frac{\partial V_0^2(\Theta)}{\partial \Theta}. \quad (3)$$

Этот эффект показан на рис. 1 для гауссова профиля первой компоненты $V = V_0 \exp(-\Theta^2 / T_0^2)$. Видно, что в результате операции дифференцирования

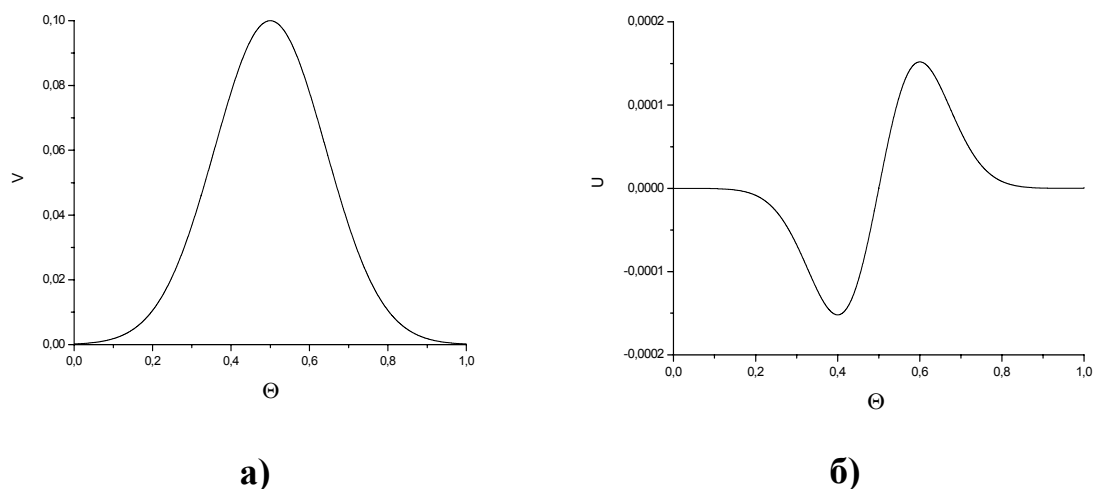


Рис. 1. а) Начальный профиль компоненты V ; б) Профиль U в нелинейной среде с параметрами $\beta_{11} = \beta_{21} = 1, \nu = 0$.

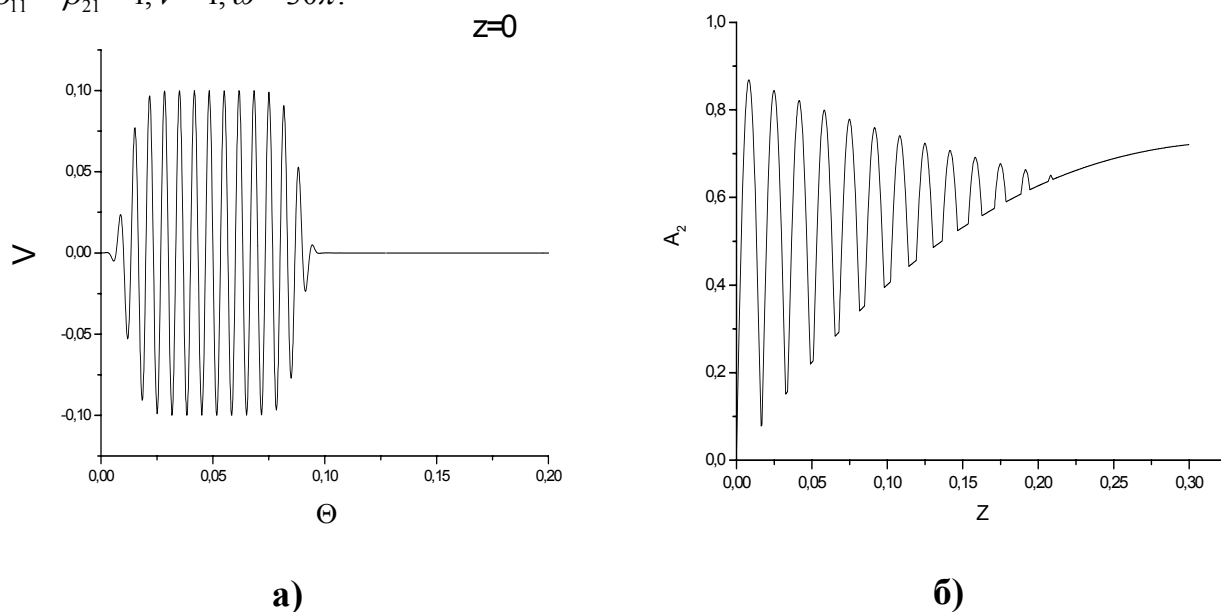
второй импульс становится биполярным.

Далее был проанализирован эффект удвоения частоты, при подаче на вход среды волнового пакета в виде

$$V = V_0 \exp(-\theta^{10} / T_0^{10}) \sin(\omega \Theta). \quad (4)$$

В этом случае из-за расстройки скоростей происходят пространственные биения амплитуды второй компоненты (рис. 2). Из рис. 2б можно рассчитать длину когерентности. Она равна полуширине первого максимума $l_k = 0.0082$.

Рис. 2. а) Начальный профиль V , б) Зависимость амплитуды второй гармоники A_2 от Z при $\beta_{11} = \beta_{21} = 1, \nu = 1, \omega = 30\pi$.



Эта величина совпадает с полученной нами длиной когерентного взаимодействия, рассчитываемой по формуле

$$l_k = \frac{\pi}{4\omega\nu}. \quad (5)$$

Эффективность удвоения частоты можно увеличить в слоистой среде с периодически инвертированными слоями. В этом случае от слоя к слою будет меняться знак нелинейности, как в фотонном кристалле. Ширина каждого слоя равна длине когерентности (5), причем слои отличаются друг от друга знаком нелинейности. На рис. 3 представлена зависимость амплитуды второй гармоники в слоистом твердом теле при наличии квазисинхронизма. Видно, амплитуда второй гармоники монотонно растет с расстоянием (ср. с несинхронной генерацией, показанной на рис. 2).

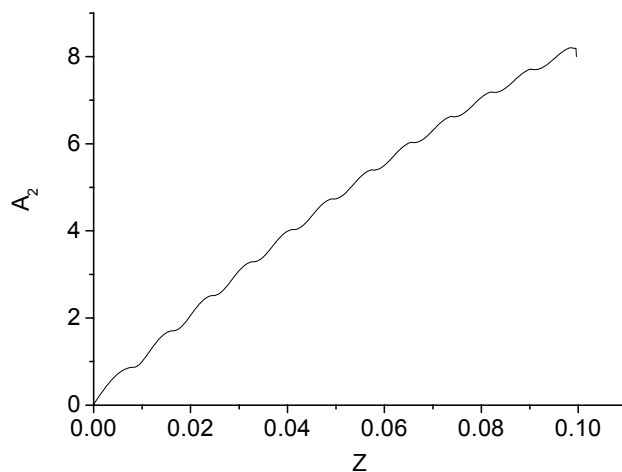


Рис. 3. Зависимость амплитуды второй гармоники A_2 от расстояния z в слоисто-инвертированной среде.

Таким образом, в нелинейной среде при взаимодействии двух компонент можно дифференцировать профиль волны и эффективно возбуждать вторую гармонику. Расстройку скоростей можно компенсировать чередованием слоев с противоположной ориентацией, аналогично фотонным кристаллам.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, РФФИ № 05-02-17308, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

1. S.E. Esipov // Phys. Rev. E. 1995. V. 52. P. 3711.
2. В.А. Черных, А.П. Сухоруков, И.Г. Захарова // Изв. РАН, сер. физич. 2002. Т. 66. № 12. С. 1747.
3. В.А. Черных, А.П. Сухоруков // Изв. РАН, сер. физич. 2004. Т. 68. С. 1735.

В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков

Управление световыми пучками всегда было одной из важных проблем оптики. Сначала для этого использовались механические устройства, такие как зеркала, призмы, линзы. В последнее время большой интерес представляет возможность управлять светом с помощью света. Такой подход позволяет ещё больше уменьшить размеры телекоммуникационных устройств, повысить их быстродействие. Этому, в частности, способствовал большой прогресс в технике изготовления различного вида фотонных кристаллов, как линейных, так и нелинейных [1], которые являются аналогами полупроводников в оптическом диапазоне. Ещё одна методика базируется на использовании пространственных солитонов [2]. Однако, зачастую для генерации солитонов требуются достаточно большие мощности, что не всегда приемлемо, поэтому мы обратили своё внимание на процессы, позволяющие управлять оптическими пучками в несолитонном режиме. В [3] изучается оптическое переключение посредством трехчастотного неколлинеарного взаимодействия в области низкочастотной волны накачки в кристалле с двулучепреломлением. Этот процесс сопровождается преобразованием частоты вверх. В данной работе аналитически и численно исследуется другой механизм параметрического отражения пучков в квадратично-нелинейной среде, позволяющий реализовать полностью оптическое переключение на сигнальной частоте.

Рассмотрим процесс неколлинеарного трёхчастотного параметрического взаимодействия $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Уравнения для огибающих пучков имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \Delta_{\perp} A_1 = -i\gamma_1 A_3 A_2^*, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \Delta_{\perp} A_2 = -i\gamma_2 A_3 A_1^*, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} + iD_3 \Delta_{\perp} A_3 = i\Delta k A_3 - i\gamma_3 A_1 A_2. \end{aligned} \quad (1)$$

Расстройка Δk складывается из 2 частей: дисперсионной расстройки Δk_m , характерной для данной среды, и расстройки, появляющейся в результате наклона пучков друг относительно друга Δk_l . На вход среды подается мощная накачка $A_1(x, y, 0) = E_1(x, y)$ и под углом к ней слабый сигнал $A_2(x, y, 0) = E_2(x, y) \exp(ik_2 \theta_2 x)$. Холостая волна на суммарной частоте отсутствует $A_3(x, y, 0) = 0$. При численном моделировании мы полагали, что дисперсионная расстройка $\Delta k_m = 0$; этого можно достичь, используя, например, нелинейные фотонные кристаллы. Оценку фазовой расстройки Δk_l , возникающей из-за большого угла наклона сигнального и холостого пучков к оси Z, можно дать, полагая для случая $3\omega = 2\omega + \omega$ $\theta_3 \approx \frac{2}{3}\theta_2$:

$$\Delta k = \Delta k_l = k_1 + k_2 \cos \theta_2 - k_3 \cos \theta_3 \approx -k_1 \theta_2^2 / 3. \quad (2)$$

При большой фазовой расстройке возникает каскадный процесс, при котором холостая волна возбуждается локально с малой амплитудой:

$$A_3 = (\gamma_3 / \Delta k) A_1(x, y, z) A_2. \quad (3)$$

Подставляя (2) в (1), находим одно уравнение для огибающей сигнальной волны

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i D_2 \Delta_{\perp} A_2 = i n_{nl}(x, y, z) A_2, \quad n_{nl} = -(\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)) E_1^2(x, y). \quad (4)$$

Уравнение (4) описывает распространение сигнала в среде, показатель преломления которой стал неоднородным из-за параметрического кросс – воздействия. Задача похожа на распространение наклонных пучков в неоднородном канале (ионосфера, оптическое градиентное волокно и т.д.). Обычно в таких случаях возникает отражение сигнала при определенных условиях.

$$\frac{dx}{dz} = \sqrt{2} \sqrt{-n_{nl}(x) + n_{nl}(x_0) + \theta_2^2 / 2}. \quad (5)$$

В точке поворота траектория параллельна оси Z и $\frac{dx}{dz} = 0$. Используя это соотношение, можно записать выражение для предельного угла отражения

$$\theta_{cr} = \left(\frac{4 \gamma_2 \gamma_3 k_3 E_{1max}^2}{k_1 k_2^2} \right)^{1/4}. \quad (6)$$

Пучки, падающие под углом, большим предельного, проходят сквозь пучок накачки, не отражаясь.

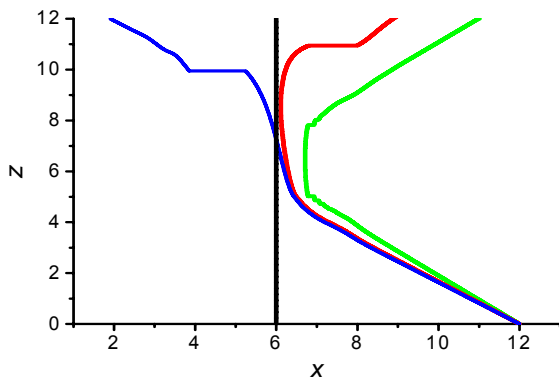


Рис. 1. Траектория $z(x)$ максимума сигнального пучка для различных углов падения (справа налево) $\theta_2 / \theta_{dif} = 25.2; 31.8; 32.1$. Предельный угол $\theta_{cr} / \theta_{dif} = 31.8$, $\theta_{dif} = 2 / (k_2 a_2)$ - дифракционный угол.

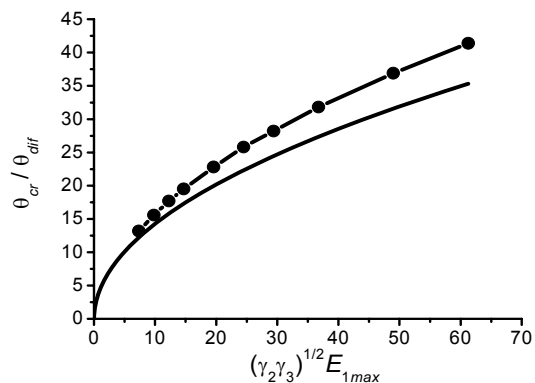


Рис. 2. Зависимость нормированного предельного угла параметрического отражения от коэффициента нелинейности. Точки соответствуют результатам численного моделирования; нижняя сплошная линия получена с помощью формулы (6).

Следует заметить, что если на начальном этапе процесса параметрическое взаимодействие является несогласованным, то вблизи области поворота, где траектория почти параллельна оси Z, фазы взаимодействующих волн равны. Исходя из этого условия можно найти связь между амплитудами на пологой части траектории $B_2^2(x, z) / B_3^2(x, z) = \gamma_2 / \gamma_3$. Подчеркнём, что в случае

несогласованного параметрического отражения холостая волна сконцентрирована только в узкой области поворота.

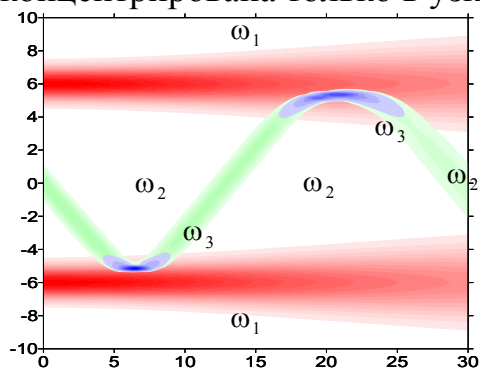


Рис. 3. Двойное несогласованное параметрическое отражение сигнального пучка от 2 дифрагирующих пучков накачки.

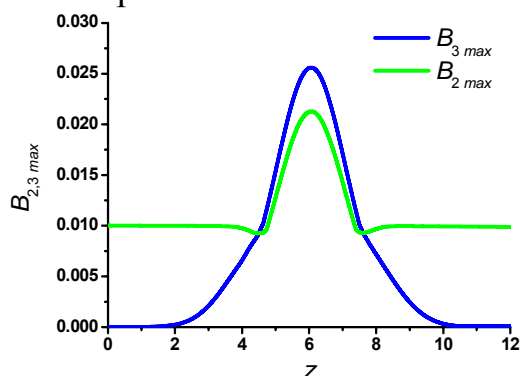


Рис. 4. Зависимость максимальной амплитуды от продольной координаты z для сигнального (зелёная линия) и холостого (синяя линия) пучков при несогласованном параметрическом отражении.

В рассмотренном выше случае, параметрическое отражение происходило без преобразования частоты. Однако, если подобрать угол падения сигнальной волны так, чтобы скомпенсировать дисперсионную расстройку, то есть $\Delta k = \Delta k_i + \Delta k_m = 0$, то в результате согласованного параметрического взаимодействия можно наблюдать параметрическое отражение с преобразованием частоты вверх.

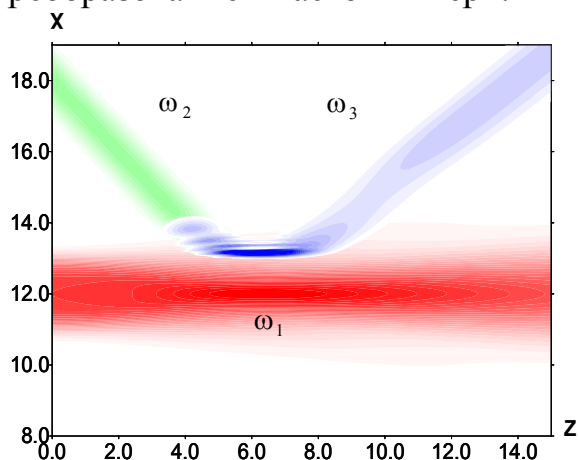


Рис. 5. Однократное согласованное параметрическое отражение от пучка накачки с преобразованием частоты.

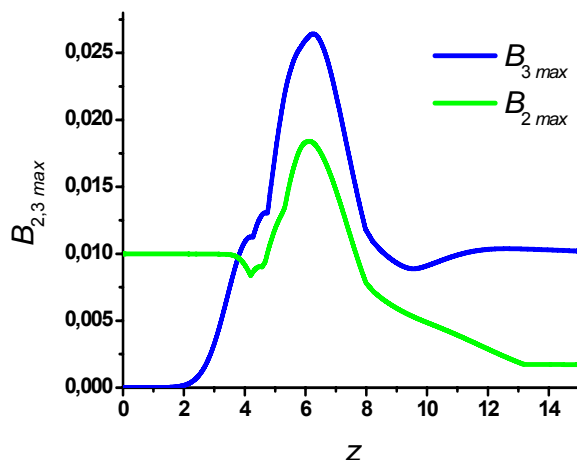


Рис. 6. Зависимость максимальной амплитуды от продольной координаты z для сигнального (зелёная линия) и холостого (синяя линия) пучков при согласованном параметрическом отражении.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-1949.2003.2, РФФИ № 05-02-17308, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

1. S. Mingaleev, Yu.S. Kivshar // OPN. July 2002. P. 48.
2. Yu.S. Kivshar, G.I. Stegeman // OPN. February 2002. P. 59.
3. А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков // Изв. АН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1720.

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПУЧКОВ В
КУБИЧНО-НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

С.В. Ермакова, А.П. Сухоруков

Одним из направлений современной фотоники является разработка методов чисто оптического переключения. Это позволит увеличить быстродействие телекоммуникационных устройств. Переключение оптических волн можно осуществить в нелинейных средах, например, при столкновении пространственных солитонов. Однако для их формирования требуются пучки большой мощности. Мы предлагаем использовать для переключения четырёхфотонное неколлинеарное синхронное взаимодействие пучков в кубично-нелинейной среде.

Четырёхфотонный процесс в кубичной среде подчиняется закону сохранения энергии четырех квантов, что на языке частот означает выполнение соотношения $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. При равенстве всех частот процесс называется вырожденным. Эффективное взаимодействие волн осуществляется при условии выполнения векторного синхронизма для волновых векторов: $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4$. Четырёхволновое взаимодействие применяется в различных схемах обращения волнового фронта [1], в параметрических генераторах с двухфотонной накачкой и т.д.[2-3] Как показано в данной работе неколлинеарное взаимодействие может приводить к параметрическому отражению оптических пучков от пучка накачки.

Мы рассматриваем взаимодействие пучка двухфотонной накачки с сигнальной и холостой волнами, наклонными в разные стороны, как показано на рис. 1.

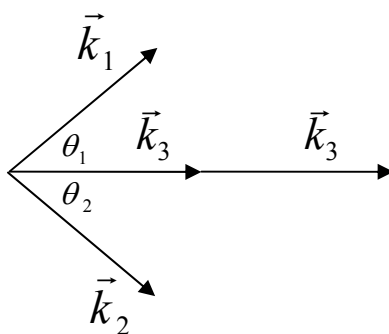


Рис. 1. Схема неколлинеарного четырёхволнового взаимодействия.

Эволюция волновых пучков описывается уравнениями для медленно меняющихся амплитуд трех волн:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} = D_1 \Delta_{\perp} A_1 + \gamma_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_3|^2) A_1 + \gamma_1 A_3^2 A_2^* - \frac{1}{2} \Delta k A_1, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} = D_2 \Delta_{\perp} A_2 + \gamma_2 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_3|^2) A_2 + \gamma_2 A_3^2 A_1^* - \frac{1}{2} \Delta k A_2, \quad (2)$$

$$i \frac{\partial A_3}{\partial z} = D_3 \Delta_{\perp} A_3 + \gamma_3 \left(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + 2|A_3|^2 \right) A_3 + \gamma_3 A_1 A_2 A_3^*, \quad (3)$$

где A_1 , A_2 , – амплитуды сигнальной и холостой волн, соответственно, A_3 – амплитуда накачки, $D_j = 1/(2k_j)$ – коэффициент дифракции, γ_j – коэффициент нелинейности, $\Delta k = 2k_3 - k_1 - k_2$ – расстройка волновых векторов, вызванная дисперсией.

Сигнальная волна входит в кубичную среду под углом θ_1 . Для простоты изложения будем далее рассматривать вырожденный по частоте случай, когда $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$ и $k_1 = k_2 = k_3$. Из геометрических соображений ясно, что $k_1 \sin \theta_1 = k_2 \sin \theta_2$, и векторная расстройка равна $\Delta k_t = 2k_3 - k_1 \cos \theta_1 - k_2 \cos \theta_2$. Так как в нашем случае $\theta_1 = \theta_2$, то $\Delta k_t = k_1 \theta_1^2$. Векторный синхронизм $\Delta k_t + \Delta k = 0$ достигается путём подбора углов между волновыми векторами для компенсации естественной дисперсии среды или дисперсии в фотонном кристалле.

Сигнальная волна, проходя через пучок накачки, значительно усиливается и генерирует холостую волну, которая выходит из накачки в противоположную сторону (рис. 2а).

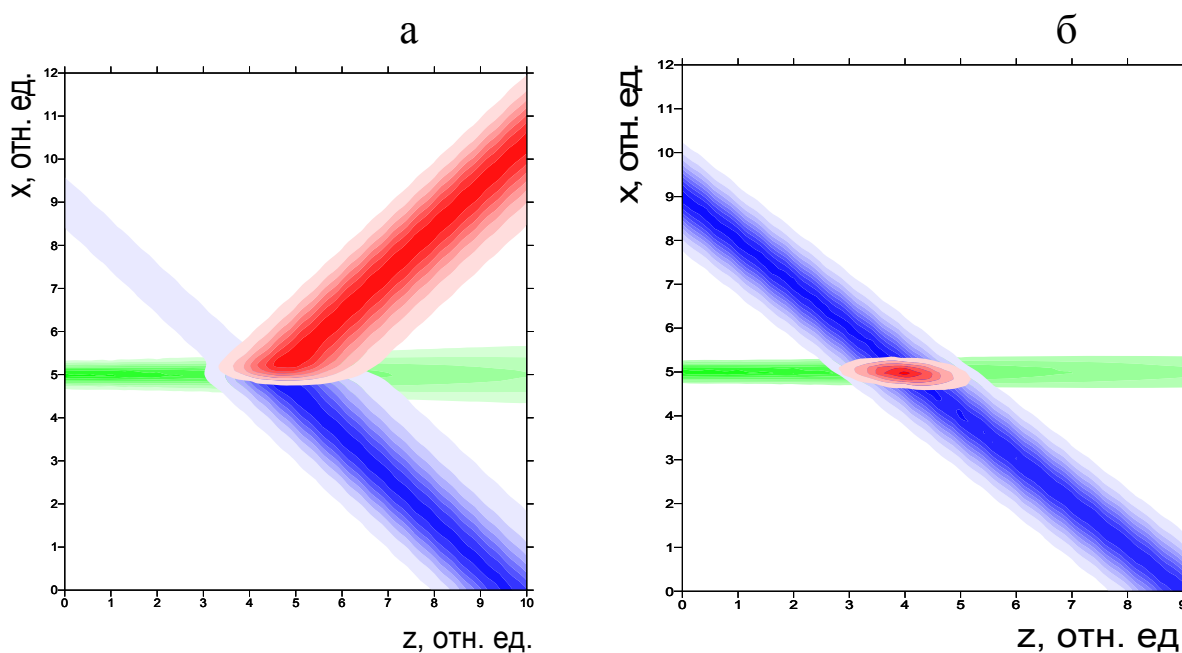


Рис. 2. Динамика неколлинеарного параметрического четырёхфотонного взаимодействия: (а) при фазовом синхронизме, (б) без фазового синхронизма.

Отношение интенсивностей сигнальной и отражённой волн достигает 100%. Если условие фазового синхронизма не выполняется, отражения практически не происходит (рис. 2б).

Нами проведено численное моделирование на основе полной системы уравнений (1-3) с граничными условиями

$$A_1 = E_1 \exp[-(x/a_1)^2 - ik_1 \theta_1 x], \quad (4)$$

$$A_2 = 0, \quad (5)$$

$$A_3 = E_3 \exp[-(x/a_3)^2]. \quad (6)$$

при различных значениях коэффициента нелинейности, амплитуды накачки и угла наклона пучка. В качестве примера на рис. 2 приведены контрастные картины взаимодействия пучков. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента отражения холостой волны от амплитуды накачки. Под коэффициентом отражения мы понимаем отношение интенсивностей отраженной и падающей волны. При превышении параметра порогового значения, наблюдается явление захвата.

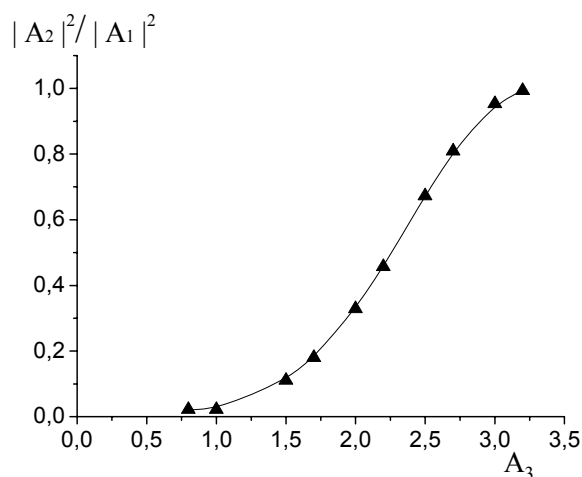


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения от амплитуды накачки при $\gamma = -0.5$ и угле наклона сигнального пучка $\theta_1 = 20 \theta_d$.

Таким образом, четырехфотонное взаимодействие может быть использовано для эффективного полностью оптического переключения пучков.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 05-02-17308, БелРФФИ, проект 04-02-81054, НШ-1949.2003.2, УР.01.02.499.

1. Б.Я. Зельдович, Н.Ф. Пилипецкий, В.В. Шкунов. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985
2. C.F. McCormick, R.Y. Chiao, J.M. Hickmann // Optics Express. 2002. V. 10. № 13. P. 581
3. L. Deng, M. Kozuma, E.W. Hagley, M.G. Payne // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 14. P. 143902-1