

## СЕКЦИЯ 4. КОГЕРЕНТНАЯ И НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

<b>Пучки Айнса-Гаусса и их свойства</b> Е.Г. Абрамочкин.....	4
<b>Генерация разностной гармоник среднего ИК диапазона в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой</b> А.А. Андронов, Д.Е. Святошенко.....	9
<b>Взаимодействие предельно коротких оптических импульсов в неметаллических углеродных нанотрубках</b> М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Е.Н. Нелидина.....	11
<b>Двумерные уединенные волны в массиве углеродных нанотрубок</b> М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, А.С. Попов.....	15
<b>Механизмы релаксации и динамика предельно короткого импульса в углеродных нанотрубках</b> М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, И.В. Сочнев, Е.В. Сочнева.....	20
<b>Нелинейная дифракция в полупроводниковой сверхрешетке с неоднородностями</b> М.Б. Белоненко, Э.Г. Федоров.....	22
<b>Когерентность вынужденного комбинационного рассеяния</b> В.Г. Беспалов.....	27
<b>Генерация терагерцового излучения в нелинейных режимах прозрачности в анизотропной среде</b> А.Н. Бугай, С.В. Сазонов.....	29
<b>Об эффекте перестройки частоты и скорости квазимонохроматического импульса при взаимодействии с предельно коротким импульсом</b> А.Н. Бугай, С.В. Сазонов, А.П. Сухоруков.....	31
<b>Генерация излучения на комбинационных частотах при взаимодействии плоских встречных световых волн из малого числа колебаний</b> Е.М. Буяновская, С.А. Козлов.....	33
<b>Вклад рамановского рассеяния в генерацию континуального излучения в нелинейных диэлектриках</b> Н.Ю. Вислобоков, А.П. Сухоруков.....	38
<b>Сверхизлучательное рассеяние света на кооперативных переходах</b> Д.Д. Власова, А.А. Калачев.....	40
<b>Дискретная дисперсия оптических импульсов на нелинейно-индуцированной движущейся решетке</b> Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков.....	42
<b>Нелинейное взаимодействие и отражение некогерентных световых пучков</b> Д.В. Горбач, О.Г. Романов, А.П. Сухоруков, А.Л. Толстик.....	45
<b>Трансформация бесселева пучка анизотропными кристаллами</b> Д.Г. Зусин, Р. Максименко, В.В. Филиппов, Р.В. Чулков, М. Perdrix, О. Gobert, А.С. Грабчиков.....	47
<b>Сверхизлучательное рассеяние света и проблема оптической квантовой памяти</b> А.А. Калачёв.....	51

<b>Туннелирование оптических пучков сквозь узкую индуцированную неоднородность</b>	
А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков .....	53
<b>Спектроскопия методом некогерентного фотонного эха примесных полимеров в широком температурном диапазоне и в условиях высокого давления</b>	
К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов, И.Ю. Еремчев, М.В. Князев, Ю.Г. Вайнер, В.В. Самарцев .....	55
<b>Взаимное выпрямление двух синусоидальных волн с ортогональными плоскостями поляризации в сверхрешетке на основе графена</b>	
С.В. Крючков, Е.И. Кухарь, В.А. Яковенко .....	59
<b>Формирование бесселевых световых импульсов с помощью конического зеркала</b>	
С.Н. Курилкина, Е.Е. Ушакова .....	62
<b>Генерация однофотонных состояний света в процессе спонтанного параметрического рассеяния в резонаторе</b>	
И.З. Латыпов, А.В. Шкаликов, А.А. Калинин, А.А. Калачев, В.В. Самарцев .....	66
<b>Термооптические постоянные и атермальные направления в анизотропном лазерном кристалле ND:KGW</b>	
П.А. Лойко, К.В. Юмашев, Н.В. Кулешов, А.А. Павлюк .....	68
<b>Оптические затворы на основе углеродных нанотрубок</b>	
О.С. Ляпкосова, Н.Г. Лебедев .....	71
<b>Динамика изогнутых темных солитонов</b>	
В.А. Миронов, Л.А. Смирнов .....	74
<b>Компрессия терагерцовых импульсов в составных нелинейных диспергирующих средах</b>	
О.И. Пасека, А.П. Сухоруков .....	76
<b>Непараксиальная динамика световых волн из малого числа колебаний поля в нелинейных диэлектрических средах с нормальной групповой дисперсией</b>	
П.А. Петрошенко .....	79
<b>Анализ распространения электромагнитных волн в брэгговской решетке</b>	
А.В. Садовников, А.Г. Рожнев .....	83
<b>Микрорезонатор на поверхностных плазмонах в метаматериалах</b>	
Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков .....	87
<b>Немарковские модели релаксации в теории излучения двухуровневых атомов</b>	
В.В. Семин, А.В. Горохов .....	91
<b>Динамика лазерных импульсов при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ в фотонных кристаллах с кубической нелинейностью</b>	
А.А. Скорынин, Б.И. Манцызов .....	93
<b>Обработка оптических сигналов в световодах с переменной по длине дисперсией</b>	
А.А. Сысолятин .....	98
<b>Управление временной формой однофотонных волновых пакетов, генерируемых в процессе СПР от импульсной накачки</b>	
Ю.З. Фаттахова, А.А. Калачёв .....	100

<b>О динамике спектра предельно коротких импульсов в двуосных кристаллах</b> В.А. Халяпин .....	103
<b>Закономерности генерации импульсов из малого числа колебаний инфракрасного и терагерцового диапазонов спектра при взаимодействии в диэлектрике двух разночастотных фемтосекундных световых импульсов</b> С.А. Штумпф, В.Г. Беспалов, А.А. Королев, С.А. Козлов .....	107

## ПУЧКИ АЙНСА-ГАУССА И ИХ СВОЙСТВА

Е.Г. Абрамочкин

Самарский филиал Физического института им.П.Н.Лебедева РАН

[ega@fian.smr.ru](mailto:ega@fian.smr.ru)

Известно [1], что эволюция когерентного светового поля с волновым числом  $k$  при распространении в свободном пространстве в системе координат  $(\mathbf{r}, l) = (x, y, l) = (r \cos \varphi, r \sin \varphi, l)$  вдоль оси  $l$  описывается, в параксиальном приближении, уравнением

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial F}{\partial l} = 0. \quad (1)$$

Если в плоскости  $l = 0$  задано распределение комплексной амплитуды  $F_0(\mathbf{r})$ , обладающее конечной энергией,

$$F(\mathbf{r}, l)|_{l=0} = F_0(\mathbf{r}) \in L_2(\mathbb{R}^2),$$

то дальнейшая эволюция поля  $F$  выражается через начальное распределение  $F_0$  с помощью преобразования Френеля:

$$F(\mathbf{r}, l) = \mathbf{FR}_l[F_0(\boldsymbol{\rho})](\mathbf{r}) = \frac{k}{2\pi i l} \iint_{\mathbb{R}^2} \exp\left(\frac{ik}{2l} |\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}|^2\right) F_0(\boldsymbol{\rho}) d\boldsymbol{\rho},$$

где  $\boldsymbol{\rho} = (\rho_x, \rho_y)$  – двумерный вектор.

Наиболее известными решениями уравнения (1) являются два класса решений, выражающихся через функции Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса [2]:

$$H_{n,m}(\mathbf{r}) = \exp(-r^2) H_n(\sqrt{2}x) H_m(\sqrt{2}y), \quad (2)$$

$$L_{n,\pm m}(\mathbf{r}) = \exp(-r^2) r^m e^{\pm im\varphi} L_n^m(2r^2), \quad (3)$$

где  $n, m = 0, 1, \dots$  и  $H_n(t)$ ,  $L_n^m(t)$  – полиномы Эрмита и Лагерра соответственно.

С использованием преобразования Френеля эти решения – пучки Эрмита-Гаусса (ЭГ) и Лагерра-Гаусса (ЛГ) – можно представить в виде

$$\mathbf{FR}_l \left[ F_0 \left( \frac{\boldsymbol{\rho}}{w_0} \right) \right] (\mathbf{r}) = \frac{1}{|\sigma|} \exp \left( \frac{2ilr^2}{kw_0^4 |\sigma|^2} - i\gamma \arg \sigma \right) F_0 \left( \frac{\mathbf{r}}{w_0 |\sigma|} \right), \quad (4)$$

где  $w_0$  – ширина гауссова пучка,  $\sigma = 1 + 2il/kw_0^2$  – вспомогательный комплексный параметр и  $\gamma$  – параметр дополнительного фазового набега:  $\gamma = n + m + 1$  для  $F_0(\mathbf{r}) = H_{n,m}(\mathbf{r})$ ,  $\gamma = 2n + m + 1$  для  $F_0(\mathbf{r}) = L_{n,\pm m}(\mathbf{r})$ .

Из (4) видно, что интенсивность ЭГ- и ЛГ-пучков при эволюции в зоне Френеля изменяется только в масштабе, что позволяет назвать их *структурно устойчивыми гауссовыми пучками*.

Особое значение ЭГ- и ЛГ-пучков связано с такими свойствами классов функций  $\{H_{n,m}(\mathbf{r}), n, m = 0, 1, \dots\}$  и  $\{L_{n,\pm m}(\mathbf{r}), n, m = 0, 1, \dots\}$  как ортогональность и полнота в пространстве  $L_2(\mathbb{R}^2)$ . Как следствие, любое поле, обладающее конечной энергией, можно разложить в исходной плоскости, например, по ЭГ-пучкам, а затем проследить его эволюцию в зоне Френеля, меняя коэффициенты разложения:

$$F_0(\mathbf{r}) = \sum_{n,m=0}^{\infty} c_{n,m} H_{n,m}\left(\frac{\mathbf{r}}{w_0}\right), \quad c_{n,m} = \frac{1}{2^{n+m-1} \pi n! m!} \iint_{\mathbb{R}^2} F_0(\mathbf{r}) H_{n,m}\left(\frac{\mathbf{r}}{w_0}\right) d\mathbf{r},$$

$$\mathbf{FR}_l[F_0(\boldsymbol{\rho})](\mathbf{r}) = \frac{1}{|\sigma|} \exp\left(\frac{2ilr^2}{kw_0^4 |\sigma|^2}\right) \sum_{n,m=0}^{\infty} c_{n,m} \exp(-i(n+m+1) \arg \sigma) H_{n,m}\left(\frac{\mathbf{r}}{w_0 |\sigma|}\right).$$

В последнее десятилетие были найдены два новых семейства структурно устойчивых решений уравнения (1) – пучки Айнса-Гаусса [3,4] и Эрмита-Лагерра-Гаусса [5,6], которые занимают промежуточное положение между ЭГ- и ЛГ-пучками. Пучки Айнса-Гаусса (АГ) вещественны и разделяются на четные ( $e$ ) и нечетные ( $o$ ):

$$\text{IG}_{n,n-2m}^{(e)}(\mathbf{r}) = \exp(-r^2) C_n^{(n-2m)}(i\xi, \varepsilon) C_n^{(n-2m)}(\eta, \varepsilon), \quad (5)$$

$$\text{IG}_{n,n-2m}^{(o)}(\mathbf{r}) = \exp(-r^2) S_n^{(n-2m)}(i\xi, \varepsilon) S_n^{(n-2m)}(\eta, \varepsilon). \quad (6)$$

Здесь  $n = 0, 1, \dots$ ,  $m = 0, 1, \dots, \left[\frac{n}{2}\right]$  для  $\text{IG}^{(e)}$ -пучков,  $m = 0, 1, \dots, \left[\frac{n-1}{2}\right]$  для  $\text{IG}^{(o)}$ -пучков,  $\varepsilon$  – вещественный параметр ( $0 \leq \varepsilon < \infty$ ),  $(\xi, \eta)$  – эллиптические координаты, связанные с декартовыми координатами  $(x, y)$  соотношениями

$$\frac{x}{\sqrt{\varepsilon/2}} = \text{ch } \xi \cos \eta, \quad \frac{y}{\sqrt{\varepsilon/2}} = \text{sh } \xi \sin \eta, \quad (x, y) \in \mathbb{R}^2, \quad \xi \geq 0, \quad \eta \in [0, 2\pi)$$

и  $C_n^{(m)}(t, \varepsilon)$ ,  $S_n^{(m)}(t, \varepsilon)$  – четные и нечетные тригонометрические полиномы Айнса соответственно, т.е. решения уравнения

$$\frac{d^2 f}{dt^2} + \varepsilon \sin 2t \frac{df}{dt} + (\lambda - n\varepsilon \cos 2t)f = 0.$$

Решения данного уравнения будут тригонометрическими *полиномами* только при определенных дискретных значениях  $\lambda$ . Например, при  $n = 2$  получаем

$$f(t) = S_2^{(2)}(t, \varepsilon) = \sin 2t \text{ при } \lambda = 4;$$

$$f(t) = C_2^{(0)}(t, \varepsilon) = \cos 2t - \frac{\sqrt{1 + \varepsilon^2} + 1}{\varepsilon} \text{ при } \lambda = 2 - 2\sqrt{1 + \varepsilon^2};$$

$$f(t) = C_2^{(2)}(t, \varepsilon) = \cos 2t + \frac{\sqrt{1 + \varepsilon^2} - 1}{\varepsilon} \text{ при } \lambda = 2 + 2\sqrt{1 + \varepsilon^2}.$$

Как следствие,

$$IG_{2,2}^{(o)}(\mathbf{r}, \varepsilon) = H_{1,1}(\mathbf{r}),$$

$$IG_{2,0}^{(e)}(\mathbf{r}, \varepsilon) = \frac{H_{2,0}(\mathbf{r})}{\varepsilon + \sqrt{1 + \varepsilon^2}} + H_{0,2}(\mathbf{r}), \quad IG_{2,2}^{(e)}(\mathbf{r}, \varepsilon) = H_{2,0}(\mathbf{r}) - \frac{H_{0,2}(\mathbf{r})}{\varepsilon + \sqrt{1 + \varepsilon^2}}.$$

В общем случае значения  $\lambda$  определяются из полиномиального характеристического уравнения  $(n + 1)$ -го порядка, поэтому для каждого  $n$  существует ровно  $n + 1$  тригонометрический полином Айнса. Для всех  $\varepsilon$  решить характеристическое уравнение Айнса в радикалах нельзя, поэтому исследование АГ-пучков весьма непросто.

Промежуточное положение АГ-пучков между ЭГ- и ЛГ-пучками обусловлено тем свойством, что с точностью до нормировочного множителя имеют место следующие предельные случаи:

$$IG_{n,m}^{(e)}(\mathbf{r}, 0) \cong \operatorname{Re} L_{\frac{n-m}{2}, m}(\mathbf{r}), \quad IG_{n,m}^{(e)}(\mathbf{r}, \infty) = H_{m, n-m}(\mathbf{r}),$$

$$IG_{n,m}^{(o)}(\mathbf{r}, 0) \cong \operatorname{Im} L_{\frac{n-m}{2}, m}(\mathbf{r}), \quad IG_{n,m}^{(o)}(\mathbf{r}, \infty) = H_{m-1, n-m+1}(\mathbf{r}).$$

Пучки Эрмита-Лагерра-Гаусса (ЭЛГ), подобно АГ-пучкам, также зависят от некоторого вещественного параметра, но в отличие от них, являются комплекснозначными. Большим преимуществом ЭЛГ-пучков является их явное аналитическое представление

$$G_{n,m}(\mathbf{r}|\alpha) = \sum_{k=0}^{n+m} i^k \cos^{n-k} \alpha \sin^{m-k} \alpha P_k^{(n-k, m-k)}(-\cos 2\alpha) H_{n+m-k, k}(\mathbf{r}). \quad (7)$$

Здесь  $\alpha$  – вещественный параметр ( $0 \leq \alpha \leq \pi/4$ ) и  $P_k^{(n,m)}(t)$  – полиномы Якоби.

ЭЛГ-пучки также занимают промежуточное положение между ЭГ- и ЛГ-пучками, поскольку

$$G_{n,m}(\mathbf{r}|0) = (-i)^m H_{n,m}(\mathbf{r}), \quad G_{n,m}(\mathbf{r}|\pi/4) = (-1)^{\min(n,m)} 2^{\max(n,m)} \min(n,m)! L_{\min(n,m),n-m}(\mathbf{r}).$$

И АГ-пучки, и ЭЛГ-пучки структурно устойчивы при распространении в зоне Френеля: см. (4), где  $\gamma = n + m + 1$  для  $F_0(\mathbf{r}) = G_{n,m}(\mathbf{r}|\alpha)$  и  $\gamma = n + 1$  для  $F_0(\mathbf{r}) = IG_{n,m}^{(e|o)}(\mathbf{r}, \varepsilon)$ . Каждое из семейств также является ортогональным базисом в пространстве  $L_2(\mathbf{R}^2)$ , однако наличие представления (7) для ЭЛГ-пучков и отсутствие такового для АГ-пучков показывает, что проще исследовать АГ-пучки в терминах ЭЛГ-пучков, а не наоборот.

В данной работе с помощью интегральных преобразований ЭЛГ-пучков исследовано асимптотическое представление АГ-пучков при  $\varepsilon \rightarrow \infty$ . Показано, что для  $IG_{n,m}^{(e|o)}(\mathbf{r}, \varepsilon)$  и соответствующего параметра  $\lambda_{n,m}^{(e|o)}$  имеют место следующие разложения:

$$\begin{aligned} IG_{n,m}^{(e|o)}(\mathbf{r}, \varepsilon) &= H_{\mu,\nu}(\mathbf{r}) + \frac{\nu(\nu-1)H_{\mu+2,\nu-2}(\mathbf{r}) - \mu(\mu-1)H_{\mu-2,\nu+2}(\mathbf{r})}{4\varepsilon} + \\ &+ \frac{1}{32\varepsilon^2} \sum_{k=-2}^2 c_k H_{\mu+2k,\nu-2k}(\mathbf{r}) + \dots, \\ \lambda_{n,m}^{(e|o)} &= A\varepsilon + B + \frac{A(B-1)}{2\varepsilon} + \frac{2B(A^2+2) - 5A^2 - B^2}{4\varepsilon^2} + \\ &+ \frac{A[2B(5A^2+48) - 43A^2 - 13B^2 - 50]}{16\varepsilon^3} + \dots, \end{aligned}$$

где  $\mu = m - (0|1)$ ,  $\nu = n - m + (0|1)$ ,  $A = \mu - \nu$ ,  $B = 2\mu\nu + \mu + \nu$ , и  $c_k$  – целые числа, которые не приведены из-за громоздкого вида. Для  $IG^{(e)}$ -пучков в каждой скобке  $(\bullet|\bullet)$  выбирается левое значение, а для  $IG^{(o)}$ -пучков – правое.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. "Теория волн" М.: Наука, 1979.
2. Н. Kogelnik, Т. Li // Appl. Opt. 1966. V. 5. No 10. P. 1550.

3. M.A. Bandres, J.C. Gutiérrez-Vega // Opt. Lett. 2004. V. 29. No 2. P. 144.
4. M.A. Bandres, J.C. Gutiérrez-Vega // JOSA A. 2004. V. 21. No 5. P. 873.
5. Е.Г. Абрамочкин. // Вестник СамГУ. 2001. No 4. С. 19.
6. E.G. Abramochkin, V.G. Volostnikov // J. Opt. A: Pure Appl. Optics. 2004. V. 6. P. S157.



## ГЕНЕРАЦИЯ РАЗНОСТНОЙ ГАРМОНИКИ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

А.А. Андронов, Д.Е. Святошенко

Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского

[svyatoshenko@rf.unn.ru](mailto:svyatoshenko@rf.unn.ru)

Получение непрерывного излучения в среднем инфракрасном диапазоне при комнатной температуре является одной из актуальных задач в области лазерной техники [1]. Несмотря на значительный прогресс в развитии квантовых каскадных лазеров, результаты параметрической генерации на нелинейных оптических кристаллах, изучение и поиск альтернативных источников излучения в среднем инфракрасном диапазоне по-прежнему стимулируется трудностями и дороговизной их изготовления. Нелинейное преобразование в процессе генерации разностной гармоники в полупроводниковых структурах является одним из таких способов [2,3].

В настоящей работе предлагаются две принципиальные схемы получения перестраиваемого излучения разностной гармоники при оптической накачке полупроводниковых лазерных структур на основе соединений АЗВ5. При оптической накачке требования к условиям фазового синхронизма сводятся к совпадению проекций волновых векторов, участвующих во взаимодействии волн в эпитаксиальной плоскости структуры [1]. Таким образом, как следствие выполнения законов сохранения энергии и импульса, в полупроводниковых лазерах полосковой геометрии может быть получена разностная гармоника в диапазоне короче 3 мкм. Основное внимание в работе уделено нелинейному преобразованию в вертикально излучающих лазерах с оптической накачкой, позволяющих обеспечить условие фазового синхронизма для разностной гармоники в диапазоне длин волн более 3 мкм. При этом излучение лазера и разностная гармоника распространяются во взаимно перпендикулярных направлениях, и вертикальный резонатор является продольным волноводом для разностной гармоники (см. рис. 1).

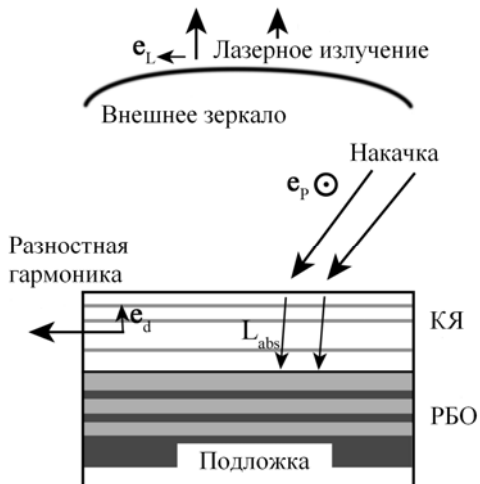


Рис. 1. Схема генерации разностной гармоники в вертикально излучающих лазерах

Для эффективной генерации разностной гармоники при проектировании полупроводниковой структуры необходимо учитывать следующие принципы: во-первых, следует максимизировать выходную

мощность лазерной генерации, что может быть совместно осуществлено как за счёт увеличения эффективности оптической накачки, так и при увеличении площади излучающей поверхности лазера, приводя к квадратичному росту разностной гармоники от длины области взаимодействия; и, во-вторых, важным является оптимизация перекрытия области нелинейного взаимодействия. С целью использования квадратичной нелинейности полупроводниковых соединений АЗВ5 в указанной выше геометрии волна накачки и разностная гармоника должны быть соответственно ТЕ-ТМ или ТМ-ТЕ поляризованы.

Рассчитаны и оптимизированы пороговые и выходные характеристики для трёх различных конфигураций вертикально излучающих лазеров, как с внешним резонатором, так и с нанесёнными на поверхность структуры диэлектрическими зеркалами. В расчётах была выбрана длина волны излучения лазера 1.06 мкм, что соответствует хорошо освоенному диапазону длин волн полупроводниковых лазеров на подложках GaAs. В качестве источника накачки предлагается использовать мощный полупроводниковый лазер на длине волны 0.8 мкм, что позволяет получить разностную гармонику на длине волны 3.4 мкм.

Рассчитанная методом медленно меняющейся амплитуды для нулевой волноводной моды мощность разностной гармоники при оптимальных параметрах лазерной структуры составляет по величине около 1 мВт. Для нижнего распределённого брэгговского отражателя на основе пары соединений AlO/GaAs удаётся получить более высокий и менее чувствительной к флюктуациям толщин слоёв коэффициент отражения [4], что, наряду с уменьшением порога генерации, обеспечивает лучшее перекрытие участвующих в нелинейном взаимодействии волн и большее значение мощности разностной гармоники.

Основным преимуществом предложенного подхода является возможность получения перестраиваемого в широком диапазоне (до 100 нм) излучения в среднем ИК диапазоне за счёт температурной подстройки длины волны накачки вблизи разностной частоты, определяемой длиной волны лазерной генерации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ebrahim-Zadeh, I.T. Sorokina (eds.) "Mid-infrared Coherent Sources and Application" Dordrecht: Springer, 2008.
2. B. N. Zvonkov et al // Appl. Phys. Lett. 92. 021122 (2008).
3. E. Guillotel et al // Appl. Phys. Lett.. 94. 171110 (2009).
4. С.А. Блохин, Н.А. Малеев и др. // ФТП. 40. 5 (2006).

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

М.Б. Белоненко<sup>2</sup>, Н.Г. Лебедев<sup>1</sup>, Е.Н. Нелидина<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет

<sup>2</sup>Волгоградский институт бизнеса, лаборатория нанотехнологий

<sup>3</sup>Волгоградский государственный медицинский университет

[mbelonenko@yandex.ru](mailto:mbelonenko@yandex.ru)

Возможность существования аналогов солитонов и зависимость их параметров от параметров углеродных нанотрубок была установлена в работах [1,2], но вместе с тем остался ряд вопросов требующих дальнейшего уточнения. Теоретический интерес представляет разработка последовательного квантовомеханического описания, основанного на микроскопическом гамильтониане для системы электронов в углеродных нанотрубках. Кроме того, представляет самостоятельный интерес (что важно для практических приложений) вопрос о том, каким будет поведение двух оптических импульсов – будут ли они взаимодействовать друг с другом и если будут, то от каких параметров данное взаимодействие зависит сильнее всего, и при каких параметрах им можно пренебречь. Очевидно, что вопрос о взаимодействии двух предельно коротких импульсов имеет наибольшее значение, прежде всего для устройств управления полем излучения, в которых возможно будет управлять светом при помощи света. Все вышеизложенные обстоятельства и послужили стимулом для написания настоящей работы.

Рассмотрим переменное электрическое поле, распространяющееся в системе углеродных нанотрубок (УНТ) в геометрии, описанной в [1,2].

Гамильтониан системы электронов в этом случае в присутствии внешнего переменного электрического поля, записанного в калибровке

$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ , имеет вид:

$$H = \sum_{ps} \varepsilon_s \left( p - \frac{e}{c} A(t) \right) a_{ps}^+ a_{ps} \quad (1)$$

где  $a_{ps}^+, a_{ps}$  - операторы рождения, уничтожения электронов с квазиимпульсом  $(p,s)$ ;  $A(t)$  - величина вектор-потенциала переменного электромагнитного поля, который имеет одну компоненту и направлен вдоль осей нанотрубок;  $\varepsilon_s(p)$  - закон дисперсии электронов. Для полупроводниковых УНТ типа zigzag на свойствах, которых мы и остановимся для определенности задачи, закон дисперсии есть:

$$\varepsilon_s(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap) \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)} \quad (2)$$

где квазиимпульс  $\vec{p}$  задается как  $(p, s)$ ,  $s = 1, 2 \dots m$ , нанотрубка имеет тип  $(m, 0)$ , и  $m$  не делится на 3.

С учетом диэлектрических и магнитных свойств УНТ [3] уравнения Максвелла можно записать как:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} = 0 \quad (3)$$

здесь пренебрегается дифракционным расплыванием лазерного пучка в направлениях перпендикулярных оси распространения. Вектор – потенциал  $\vec{A}$  есть:  $\vec{A} = (0, 0, A(x, t))$ .

Выражение для плотности тока имеет вид:

$$j = e \sum_{ps} v_s(p - \frac{e}{c} A(t)) \langle a_{ps}^+ a_{ps} \rangle \quad (4)$$

где  $v_s(p) = \frac{\partial \varepsilon_s(p)}{\partial p}$ , а скобки означают усреднение с неравновесной матрицей плотности  $\rho(t)$ :  $\langle B \rangle = Sp(B(0)\rho(t))$ .

После обезразмеривания и разложения корня, входящего в дисперсионное соотношение, в ряд Фурье получаем уравнение, которое имеет аналог двойного уравнения Синус-Гордона:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 B}{\partial x'^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t'^2} + \sin(B) + \sum_{k=2}^{\infty} b_k \sin(k(Bt)) &= 0 \\ B = \frac{eaA}{c}; x' = \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi\gamma\delta}; t' = t \frac{ea}{c} \sqrt{8\pi n_0 \gamma \delta}; & \quad (5) \\ \delta = \sum_{s=1}^m \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dp \frac{\cos(ap) \cos(\pi s / m)}{\sqrt{1 + 4 \cos^2(\pi s / m)}} \frac{\exp(-\beta \varepsilon_s(p))}{1 + \exp(-\beta \varepsilon_s(p))} \end{aligned}$$

Исследуемые уравнения решались численно при помощи прямой разностной схемы типа крест [4]. Постоянное поле на первом этапе полагалось равным нулю. Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости. Типичное решение представлено на рис.1.

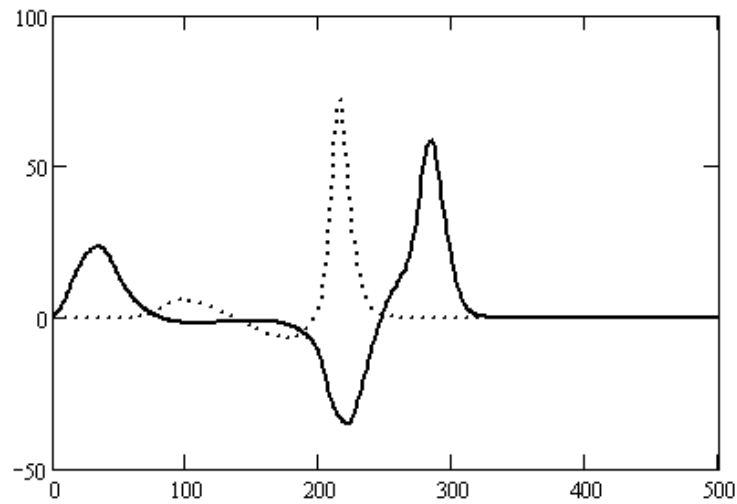
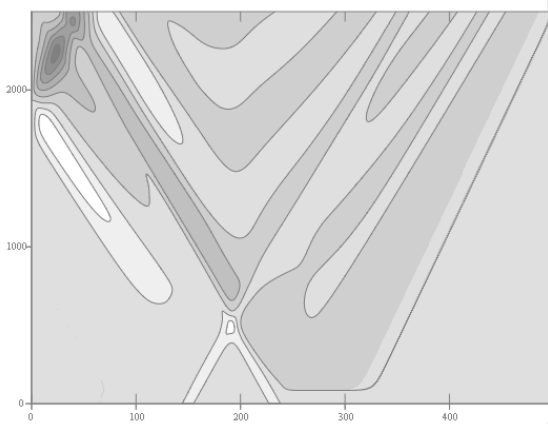
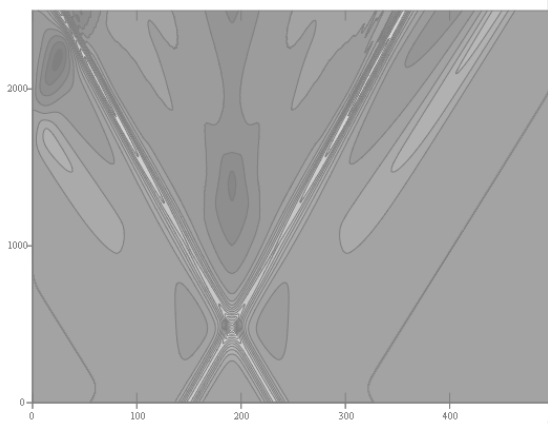
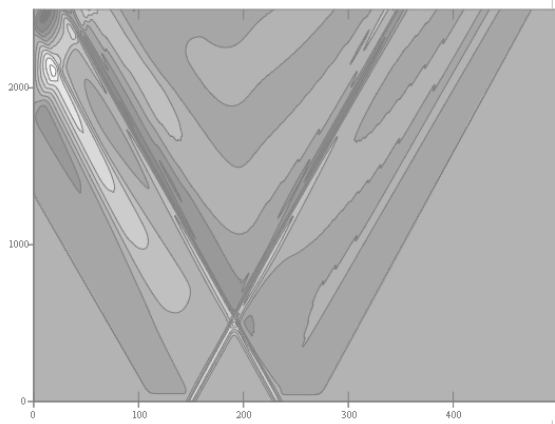


Рис. 1. Зависимость электрического поля от координаты в фиксированный момент времени. По оси  $x$  обезразмеренная координата (единица соответствует  $3 \cdot 10^{-6}$  м), по оси  $y$  обезразмеренная величина электрического поля (единица соответствует  $10^8$  В/м). Для сплошной кривой время в два раза больше, чем для пунктирной.  $v/c=0,95$ .

Также были получены картины столкновений двух импульсов в системе углеродных нанотрубок для различных параметров задачи. Соответствующие результаты для типичных картин столкновений импульсов приведены на рис. 2(a-d).



(a) (b)



(c) (d)

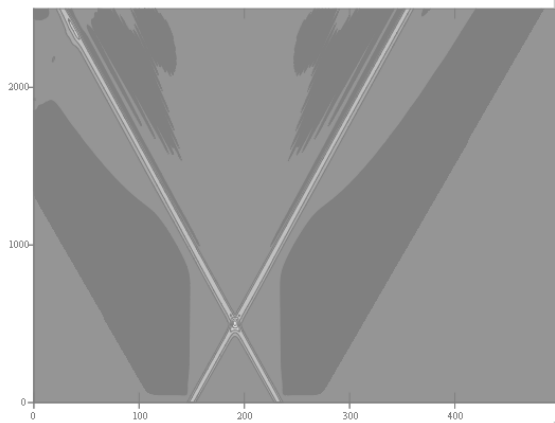


Рис. 2. Картина столкновения двух импульсов в системе углеродных нанотрубок. Яркость соответствует величине электрического поля импульса в относительных единицах. Время по вертикальной оси, по горизонтальной оси координата. (a)  $A_1 = A_2 = 1; v_1 = -v_2 = 0,95c$ ; (b)  $A_1 = A_2 = 1; v_1 = -v_2 = 0,99c$ ; (c)  $A_1 = A_2 = 4; v_1 = -v_2 = 0,95c$ ; (d)  $A_1 = A_2 = 4; v_1 = -v_2 = 0,99c$ .

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.В. Белоненко, Е.В. Демущкина, Н.Г. Лебедев // Journal of Russian Laser Research. 2006. V. 27. P. 457.
2. М.Б. Белоненко, Н.Г. Лебедев, Е.В. Демущкина // ФТТ. 2008. Т. 50. N2. С. 367.
3. Э.М. Эпштейн // ФТТ. 1977. Т. 19. N11. С. 3456.
4. Н.С. Бахвалов "Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения)" М.: Наука, 1975.

## ДВУМЕРНЫЕ УЕДИНЕННЫЕ ВОЛНЫ В МАССИВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

М.Б. Белоненко<sup>1</sup>, Н.Г. Лебедев<sup>2</sup>, А.С. Попов<sup>2</sup>

*1Волгоградский институт бизнеса*

*2Волгоградский государственный университет*

[mbelonenko@yandex.ru](mailto:mbelonenko@yandex.ru)

В последнее время исследователей все больше привлекают углеродные нанотрубки (УНТ), которые в первую очередь являются уникальными макромолекулярными системами. Их малый (нанометровый) диаметр и микронная длина позволяют считать их наиболее близкими по своей структуре к идеальным одномерным (1D) системам, что делает их привлекательными для использования в области нано- и микроэлектроники. Дальнейшее же изучение свойств УНТ привело к изучению в них разного рода нелинейно-оптических явлений [1-3]. Так одним из перспективных направлений является изучение распространения оптических солитонов (ультра- и предельно коротких импульсов света) в УНТ. Несмотря на то, что в вышеупомянутых работах была предсказана возможность существования электромагнитных солитонов и зависимость их характеристик от параметров УНТ, остался ряд вопросов, требующих дальнейшего уточнения. В частности, за пределами рассмотрения остались вопросы связанные с выходом за рамки одномерного приближения и решения задачи о распространении оптического импульса с учетом поперечной дисперсии.

При построении модели распространения ультракороткого оптического импульса в двумерном массиве УНТ считаем, что вектор напряженности электрического поля направлен вдоль оси трубки, а электромагнитная волна движется в поперечном направлении (рис. 1).

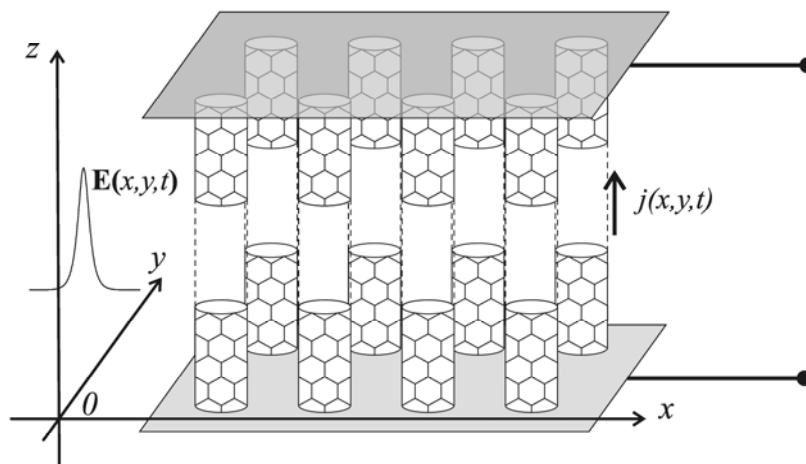


Рис. 1. Геометрия задачи

Электронное строение УНТ описано достаточно хорошо, для трубок типа zig-zag характеризуемой хиральными индексами  $(n, 0)$ , оно описывается хорошо известными дисперсионными соотношениями, полученными в рамках  $\pi$ -электронного приближения [7]:

$$E(\vec{\mathbf{p}}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(ap_x/\sqrt{3}) + 4 \cos(ap_y/\sqrt{3})} \quad (1)$$

где  $\gamma \approx 2.7$  eV,  $a = 3b/2\hbar$ ,  $b = 0.142$  нм – расстояние между соседними атомами углерода, квазиимпульс  $\vec{\mathbf{p}}$  задается как  $(p_z, s)$ ,  $s = 1, 2 \dots n$ . Разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне.

С учетом диэлектрических и магнитных свойств УНТ и двухмерности задачи уравнения Максвелла для векторного потенциала  $\vec{\mathbf{A}}$  в калибровке

$\vec{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\mathbf{A}}}{\partial t}$  будут иметь известный вид

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

Вектор-потенциал  $\vec{\mathbf{A}}$  выбирается в виде  $\vec{\mathbf{A}} = (0, 0, A_z(x, y, t))$ .

Эволюция ансамбля Ферми-частиц описывается классическим кинетическим уравнением Больцмана в приближении времен релаксаций [17]

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p_z} = \frac{F_0 - f}{\tau} \quad (3)$$

Здесь функция распределения  $f = f(p_z, s, t)$  неявно зависит от пространственных координат  $x$  и  $y$  в силу зависимости от них компоненты вектор-потенциала,  $F_0$  – равновесная функция распределения Ферми

$$F_0 = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E(\mathbf{p})}{k_b T}\right)} \quad (4)$$

$T$  – абсолютная температура,  $k$  – постоянная Больцмана. Время релаксации  $\tau$  можно оценить как  $\sim 3 \cdot 10^{-13}$  с.

Решение уравнения (3) для функции распределения имеет вид



$$f = F_0 \left( p_z + \frac{q}{c} A_z(t) \right) \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right) + \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t \exp \left( \frac{t-t'}{\tau} \right) F \left[ p + \frac{q}{c} (A_z(t) - A_z(t')) \right] dt' \quad (5)$$

Выражение для плотности тока  $\vec{j} = (0, 0, j_z)$  можно записать, воспользовавшись полуклассическим приближением,

$$j_z = \frac{q}{\pi \hbar} \sum_s \int dp_z v_z f \quad (6)$$

где  $v_z = \partial E(\vec{p}) / \partial p_z$  - скорость электрона,  $q$  - заряд электрона.

Полагая, что время релаксации  $\tau$  мало по сравнению с характерным временем в системе, можно пренебречь первым слагаемым в уравнении (5) и сделать замену  $p \rightarrow p - \frac{q}{c} (A_z(t) - A_z(t'))$ . В этом случае выражение для плотности тока примет вид

$$j_z = \frac{q}{\pi \hbar \tau} \sum_s \int_{-\infty}^t \int_{-q_0}^{q_0} dt' dp_z v_z \left[ s, p - \frac{q}{c} (A_z(t) - A_z(t')) \right] F_0(\vec{p}) \exp \left( -\frac{t-t'}{\tau} \right) \quad (7)$$

где интегрирование ведется по первой зоне Бриллюэна УНТ,

$q_0 = \frac{2\pi \hbar}{3b}$  - импульс на границе зоны Бриллюэна.

Компоненту скорости  $v_z(s, p)$  можно разложить в ряд Фурье

$$v_z(s, p) = \sum_m a_{ms} \sin(mp), \quad a_{ms} = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} v_z(s, p) \sin(mp) dp \quad (8)$$

Тогда выражение для плотности тока примет вид

$$j_z = \frac{q}{\pi \hbar \tau} \sum_{ms} a_{ms} \int_{-\infty}^t dt' \sin \left( \frac{maq}{c} (A_z(t) - A_z(t')) \right) \exp \left( -\frac{t-t'}{\tau} \right) \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(map_z) F_0(\vec{p}) \quad (9)$$

В результате всех преобразований получится уравнение для вектор-потенциала следующего вида:

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} + \frac{q}{\pi \hbar} \sum_m c_m \sin \left( \frac{maq}{c} A_z(t) \right) = 0 \quad (10a)$$

$$c_m = \sum_s a_{ms} b_{ms}, \quad b_{ms} = \int_{-q_0}^{q_0} dp_z \cos(map_z) F_0(\vec{p}) \quad (10б)$$

Исследуемые уравнения решались численно при помощи прямой разностной схемы типа „крест". Шаги по времени и координате определялись из стандартных условий устойчивости. Шаги разностной схемы уменьшались последовательно в 2 раза до тех пор, пока решение не изменялось в восьмом знаке после запятой.

На рисунке 2 приведен пример распространения волны в массиве нанотрубок без неоднородностей.

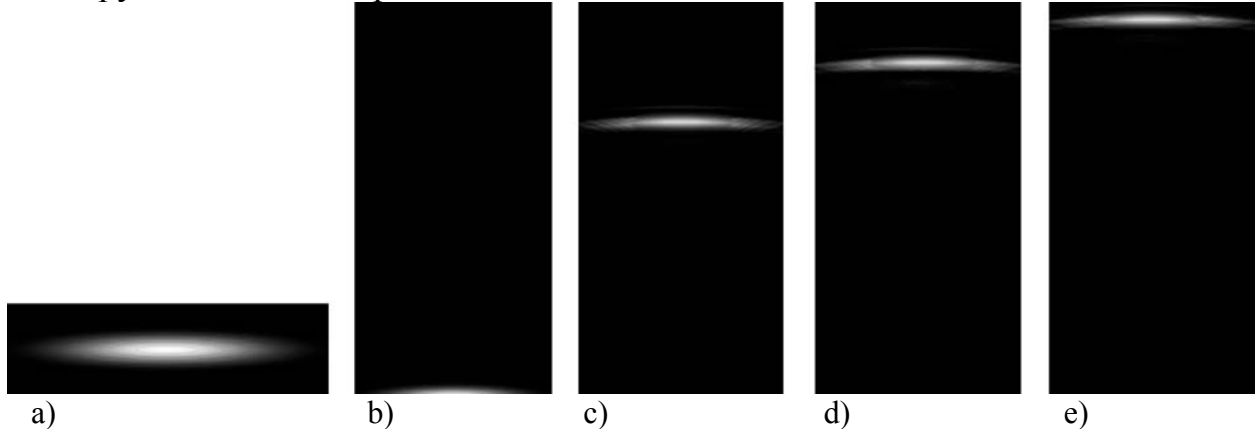


Рис. 2. Прохождение солитона через массив нанотрубок типа (8,0). Изображена зависимость  $I(x, y, t) = E^2(x, y, t)$ . а) исходная форма импульса, б) исходный вид  $t=0$ , в)  $t=2,2 \cdot 10^{-12}$  с, д)  $t=2,6 \cdot 10^{-12}$  с, е)  $t=2,9 \cdot 10^{-12}$  с. Интенсивность выражена в градациях серого.

Приведенная зависимость является типичной и из нее следует, что в массиве углеродных нанотрубок возможно устойчивое распространение импульсов локализованных в двух измерениях, которые часто называются в литературе «световыми пучками». Отметим также, что хотя и происходит дифракционное расплывание импульса в направлении поперечном направлению распространения, в целом импульс сохраняет свою форму. Также необходимо отметить, что происходит частичное искривление фронта импульса, которое также возникает вследствие дифракции. Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)), а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Maksimenko, G.Ya. Slepyan In: “The Handbook of nanotechnology. Nanometer structure: theory, modeling, and simulation” / Editor A. Lakhtakia. Bellingham: SPIE Press. 2004. P. 145.
2. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha, J. Harmann, E.E.B. Campbell, I.V. Hertel // Phys. Rev. 1999. V.60. I.2. P.777

3. M.B. Belonenko, E.V. Demushkina, N.G. Lebedev // J. Russian Laser Res. 2006. V.27. P. 457.

## МЕХАНИЗМЫ РЕЛАКСАЦИИ И ДИНАМИКА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

М.Б. Белоненко<sup>1</sup>, Н.Г. Лебедев<sup>2</sup>, И.В. Сочнев<sup>2</sup>, Е.В. Сочнева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Волгоградский государственный педагогический университет

<sup>2</sup> Волгоградский государственный университет

[igor.sochnev@gmail.com](mailto:igor.sochnev@gmail.com)

Исследование электронной структуры углеродных нанотрубок (УНТ) проведено в достаточно большом количестве работ. В данной работе исследование распространения ультракороткого оптического импульса в массиве сонаправленных углеродных нанотрубок типа зиг-заг проводилось в рамках анализа динамики  $\pi$  – электронов в приближении сильной связи. Закон дисперсии, который описывает свойства графена, имеет вид [1]:

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(dp_x) \cos\left(\frac{dp_y}{\sqrt{3}}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{dp_y}{\sqrt{3}}\right)},$$

где  $\gamma \approx 2.7$  эВ – интеграл перекрытия,  $d = 3b/2\hbar$ ,  $\vec{p}$  – квазиимпульс,  $b = 0.142$  нм – расстояние между соседними атомами углерода в графене, а разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне. Для получения закона дисперсии в случае УНТ достаточно учесть способ сворачивания графеновой плоскости в цилиндр и наложить условия квантования  $\vec{p}$  в направлении вдоль окружности УНТ.

Электромагнитное поле импульса описывается на основании уравнений Максвелла. Для определения тока воспользовались полуклассическим приближением [2]. Эволюцию ансамбля частиц описывали классическим кинетическим уравнением Больцмана в приближении времен релаксации.

В процессе релаксации выделяли два времени, дающих существенный

вклад  $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_o} + \frac{1}{\tau_a}$ ,  $\tau_o$  – оптическое время и  $\tau_a$  – акустическое время

релаксации. Время релаксации  $\tau_o$  в приближении, что оно постоянно, было оценено  $\approx 3 \cdot 10^{-13}$  с [2]. Учет акустического времени релаксации, может приводить к качественным изменениям в процессах, протекающих в системе. Для описания и учета вклада  $\tau_a$  был использован подход, предложенный в [3]. В рамках этого подхода предлагается в качестве выражения для каждого из времен использовать одно из трех:

$$\frac{1}{\tau} = \begin{cases} \frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_{o1}} + \frac{1}{\tau_{a1}} = \frac{1}{const} + \frac{const}{\sqrt{\varepsilon(\vec{p})}}, \\ \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{o2}} + \frac{1}{\tau_{a2}} = \frac{1}{const} + const\sqrt{\varepsilon(\vec{p})}, \\ \frac{1}{\tau_3} = \frac{1}{\tau_{o3}} + \frac{1}{\tau_{a3}} = \frac{const}{\sqrt{\varepsilon(\vec{p})}} + const\sqrt{\varepsilon(\vec{p})}, \end{cases}$$

где  $\varepsilon(\vec{p})$  – закон дисперсии.

Основные результаты работы были получены при помощи численного моделирования.

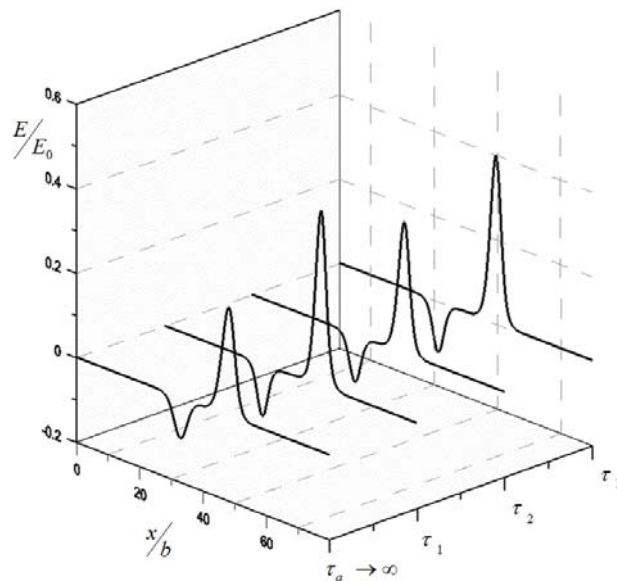


Рис. 1. В момент времени  $t/\tau = 12$  приведены типичные распады электромагнитного импульса в случаях различных законов, описывающих время релаксации  $\tau$

Проведенные исследования показали, что учет акустического времени релаксации не вносит качественные изменения в распространение электромагнитного импульса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P.R. Wallace // Phys. Rev. 1947. V. 71. № 9. P. 622.
2. G.Ya. Slepyan, S.A. Maksimenko, V.P. Kalosha et al. // Phys. Rev. A. 1999. V. 60. P. 777.
3. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников "Физика полупроводников" М.: Наука, 1977.

## НЕЛИНЕЙНАЯ ДИФРАКЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ С НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

М.Б. Белоненко<sup>1</sup>, Э.Г. Федоров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный педагогический университет,

<sup>2</sup>Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет,  
[mbelonenko@yandex.ru](mailto:mbelonenko@yandex.ru)

Современная микроэлектроника развивается в направлении использования искусственно синтезированных сред, которые позволяют создавать на одной матрице элементы, интегрируемые с оптическими схемами в силу необходимости достижения предельной скорости обработки информации [1, 2].

Одними из наиболее перспективных материалов для означенных целей являются полупроводниковые сверхрешетки (СР) [3, 4]. Особое внимание теоретиков было уделено исследованию распространения в СР ультракоротких импульсов света (оптических солитонов) [5-7] в целях использования СР в устройствах оптической обработки информации.

Вместе с тем, известно, что задача о распространении ультракоротких оптических импульсов связана с задачей о нелинейной дифракции монохроматической волны [8-10]. Задачи нелинейной дифракции важны для практических приложений, например, из-за возможной самофокусировки (дефокусировки) оптического импульса при распространении в среде. При этом возникает вопрос о влиянии неоднородностей среды на картину дифракции. Одним из видов неоднородности в СР является неоднородность концентрации носителей заряда. Таким образом, из вышесказанного следует актуальность задачи о нелинейной дифракции в неоднородной СР.

Нами рассмотрена полупроводниковая СР с электронным энергетическим спектром в приближении сильной связи [3]

$$\Delta(\mathbf{p}) = \Delta_0 \left[ 1 - \cos \left( p_x \frac{d}{\hbar} \right) \right] + \frac{p_y^2 + p_z^2}{2m}, \quad (1)$$

где  $\Delta_0$  – полуширина нижней минизоны проводимости СР,  $\mathbf{p}$  – квазиимпульс электрона в минизоне,  $Ox$  – ось СР (перпендикулярная слоям, образующим СР),  $d$  – период СР,  $m$  – эффективная масса электрона, соответствующая движению в плоскости  $yOz$ .

Электромагнитное поле в СР описано классически, на основе уравнений Максвелла [11], столкновения электронов с нерегулярностями кристаллической структуры СР считаются пренебрежимо редкими. Пусть вдоль оси  $Ox$  в СР расположена область с повышенной концентрацией

электронов, которая смоделирована с помощью ступенчатой функции в соответствии с подходом, использованным в работах [12, 13].

Рассмотрено распространение монохроматической электромагнитной волны (лазерного пучка) с частотой  $\omega$  в СР вдоль оси  $Oz$  (вдоль слоев СР) в приближении медленно меняющихся амплитуд и фаз [14]. Компонента  $A(y, z, t)$  векторного потенциала поля волны  $\mathbf{A} = \{A(y, z, t), 0, 0\}$  представлена с помощью безразмерной функции вида

$$\Phi(y, z, t) = \Phi_0(y, z) \cos(\omega t - kz - \psi(y, z)), \quad (2)$$

где  $\Phi_0(y, z) = A_0(y, z) \frac{ed}{c\hbar}$ ,  $A_0(y, z)$  – огибающая функции  $A(y, z, t)$ ,  $k = \omega/v$  – модуль волнового вектора,  $v = c/\sqrt{\varepsilon}$  – скорость распространения света в СР с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ ,  $\psi(y, z)$  – начальная фаза.

Получено эффективное уравнение для комплексной безразмерной функции  $\phi = \phi(y, z) = \Phi_0 \exp(i\psi)$ , пропорциональной амплитуде векторного потенциала:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega_0^2}{c^2} \mu(y, z) \phi \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l |\phi|^{2l}}{l! 2^{2l} \Gamma(l+2)} = 0, \quad (3)$$

где  $\Gamma(\alpha)$  – гамма-функция от  $\alpha$  [15],  $i = \sqrt{-1}$ ,  $\omega_0$  – плазменная частота, зависящая от концентрации электронов в минизоне проводимости  $n_0$  и других параметров СР ( $\Delta_0, d$ ) [3],  $\mu(y, z)$  – функция, равная 1 (в однородной матрице СР) или  $n/n_0$  (в областях с повышенной концентрацией электронов).

Интенсивность  $I$  электрического поля имеет вид  $I = I_0 |\phi|^2$ , где  $I_0 = (1/2)(\hbar\omega)^2 / (ed)^2$ .

Уравнение (3) не имеет точного аналитического решения в общем случае и исследовано нами численно при помощи неявной разностной схемы, описанной в [16, 17], для различных видов начальных условий. В качестве начальных условий взяты гауссов и супергауссов импульс.

Результаты моделирования распространения лазерного пучка в СР получены для типичных значений параметров:  $\Delta_0 = 0.1$  эВ,  $d = 10^{-6}$  см,  $n_0 = 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $T = 77$  К,  $\varepsilon = 10$ ,  $\omega_0 = 6.3 \cdot 10^{12}$  с $^{-1}$  [3, 12, 13].

Циклическая частота поля лазерного пучка задана в инфракрасном диапазоне:  $\omega = 6 \cdot 10^{12}$  с $^{-1}$ , что при учете значения диэлектрической

проницаемости  $\varepsilon$  соответствует длине волны  $\lambda \approx 10^{-2}$  см. Ширина пучка  $L$  выбрана в соответствии с условием  $L \geq \lambda$ .

Концентрация электронов в областях неоднородности имеет значение  $n = 20 \cdot n_0$ . Размеры  $\delta y$  и  $\delta z$  прямоугольных областей неоднородности в плоскости  $yOz$ , а также расстояние  $a$  между центрами этих областей выбраны не превышающими длину волны лазерного пучка  $\lambda$  ( $\delta y, \delta z, a \leq \lambda$ ).

На рис. 1 по горизонтали и по вертикали отложены безразмерные координаты  $\gamma = y\omega_0/c$  и  $\zeta = z\omega_0/c$ . Единица по осям  $O\gamma$  и  $O\zeta$  соответствует длине  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  см. Различным последовательным диапазонам значений величины  $I/I_0$  сопоставлены 256 оттенков серой шкалы; максимальным значениям интенсивности поля соответствуют наиболее светлые участки, минимальным значениям – наиболее темные.

Результаты моделирования падения лазерного пучка на СР, содержащую область с повышенной концентрацией электронов, приведены на рис. 1,а. Центр области неоднородности расположен в точке с координатами  $\gamma = 5$ ,  $\zeta = 1$ .

В результате дифракции на неоднородности выделяются области с повышенной интенсивностью поля, которые распространяются в стороны от первоначального направления падения пучка. Наличие таких областей можно связать с образованием дисперсионных солитонов, теория которых развита в [18-20].

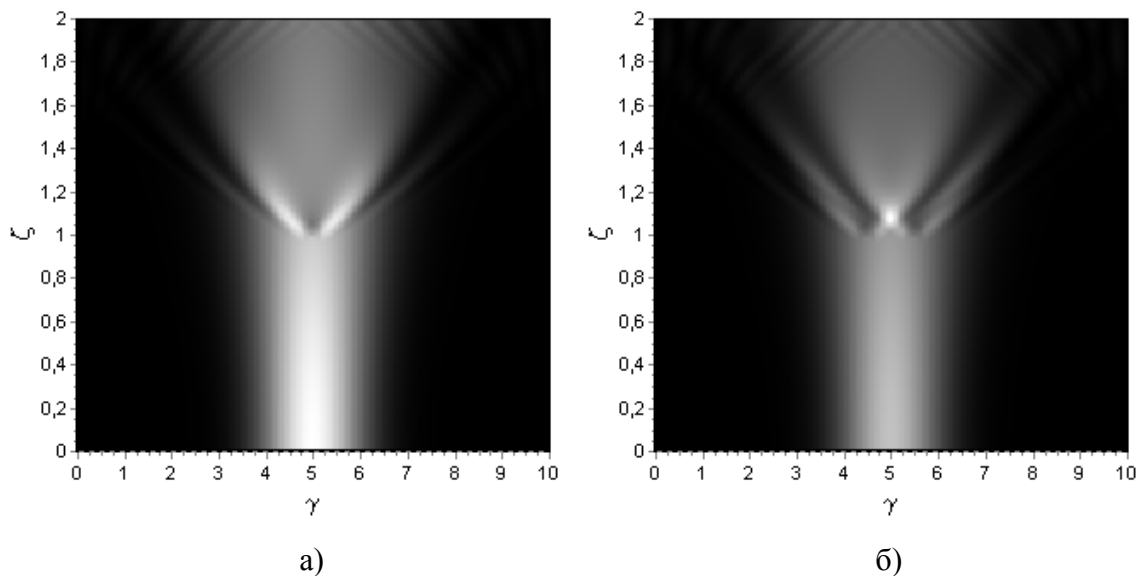


Рис. 1. Дифракция гауссова пучка в неоднородной СР. а) – на одиночной неоднородности,  $\max(I/I_0) = 1$ , б) – на двух областях повышенной концентрации электронов,  $\max(I/I_0) \approx 1.315$ .

Типичные результаты моделирования падения лазерного пучка на СР



с двумя областями повышенной концентрации электронов приведены на рис. 1,б. Центры областей неоднородности расположены в точках с координатами  $\gamma = 4.5$ ,  $\zeta = 1$  и  $\gamma = 5.5$ ,  $\zeta = 1$ .

Картина дифракции в данном случае имеет существенные отличия от картины дифракции на одиночной неоднородности. Отличия заключаются в количестве и расположении светлых областей, соответствующих дисперсионным солитонам. При этом, хотя области неоднородности расположены на расстоянии меньшем, чем длина волны лазерного пучка  $\lambda$ , их можно различить по картине дифракции и образованию дисперсионных солитонов. Это делает принципиально возможным различать объекты, находящиеся на расстоянии меньшем, чем длина волны падающего излучения при помощи картины дифракции в нелинейной среде.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность профессору А.М. Камчатнову за обсуждение физики дисперсионных ударных волн весной 2009 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ж.И. Алферов // УФН. 2002. Т. 172. № 9. С. 1068.
2. Ю.В. Гуляев // УФН. 2005. Т. 175. № 8. С. 887.
3. Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов "Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками" М.: Наука, 1989.
4. М. Херман "Полупроводниковые сверхрешетки" М.: Мир, 1989.
5. А.А. Игнатов, Ю.А. Романов // ФТТ. 1975. Т. 17. № 11. С. 3388.
6. Э.М. Эпштейн // ФТТ. 1977. Т. 19. № 11. С. 3456.
7. М.Б. Белоненко // ПЖТФ. 2009. Т. 35. № 16. С. 40.
8. В.Е. Захаров, С.В. Манаков "Теория солитонов. Метод обратной задачи" М.: Наука, 1980.
9. М. Абловиц, Х. Сигур "Солитоны и метод обратной задачи". М.: Мир, 1987.
10. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал "Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов" М.: Физматлит, 2005.
11. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц "Электродинамика сплошных сред" М.: Наука, 1982.
12. S.V. Kryuchkov, E.G. Fedorov // Laser Physics. 2003. V. 13. No 9. P. 1158.
13. С.В. Крючков, Э.Г. Федоров // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 94. № 2. С. 254.
14. Н.Н. Ахмедиев, А. Анкевич "Солитоны". М.: Физматлит, 2003.
15. Г. Корн, Т. Корн "Справочник по математике (для научных работников и инженеров)" М.: Наука, 1978.
16. С. Кунин "Вычислительная физика" М.: Мир, 1992.

17. В.М. Вержбицкий “Численные методы (линейная алгебра и нелинейные уравнения)” М.: Высшая школа, 2000.
18. G.A. El, Yu.G. Gladush, A.M. Kamchatnov // J. Phys. A: Math. Theor. 2007. V. 40. P. 611.
19. G.A. El, A.M. Kamchatnov // Phys. Lett. A. 2006. V. 350. P. 192.
20. A.M. Kamchatnov, A. Gammal, R.A. Kraenkel // Phys. Rev. A. 2004. V. 69. P. 063605.

## КОГЕРЕНТНОСТЬ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

В.Г. Беспалов

*Национальный исследовательский университет информационных технологий,  
механики и оптики*

[victorbepaloff@gmail.com](mailto:victorbepaloff@gmail.com)

Начиная с открытия в 1928 г. одновременно Г.С. Ландсбергом и Л.И. Мандельштамом, Ч.В. Раманом и К.С. Кришнаном явления комбинационного рассеяния (КР) света, основное внимание исследователей уделялось изучению спектральных характеристик рассеянного, сдвинутого по частоте стоксового и антистоксового излучения, отражающего состояния комбинационно-активной среды. Несмотря на то, что в теорию комбинационного рассеяния Г. Плачека наряду с описанием спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) была заложена возможность описания режима вынужденного рассеяния, его наблюдение стало возможным лишь после открытия лазеров. Вынужденное комбинационное рассеяние света, как одно из наиболее важных и интересных явлений в нелинейной оптике, с момента его открытия в 1962 году Вудбери и Нгом и до настоящего времени является предметом многочисленных исследований.

С точки зрения фундаментальной физики вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) представляет интерес как чисто квантовое явление, которое начинается с уровня квантовых шумов, а макроскопические статистические свойства генерируемого стоксового излучения несут на себе отпечаток этих флуктуаций. Экспериментальные и теоретические исследования когерентности и спектральных характеристик излучения ВКР в зависимости от условий возбуждения дает в руки исследователей средство для анализа связи колебаний различных компонентов ВКР в различных точках пространства и, таким образом позволяет изучать процесс формирования пространственных и спектральных характеристик полей рассеянного излучения и влияния на них флуктуационных процессов.

Когерентность света является одним из важнейших параметров лазерного излучения, характеризующая стабильность его волнового фронта во времени и пространстве и одновременно его качество с точки зрения применения в интерференционных опытах. Требование предельной когерентности и минимальной ширины спектра излучения источников света особенно важно для целей голографии, в том числе для таких, как голографирование живых объектов, голографической интерферометрии быстротекающих процессов и цветной импульсной голографии.

Таким образом, изучение когерентности и спектра излучения при ВКР света в сжатых газах является актуальным с точки зрения как расширения представлений о физических процессах комбинационного рассеяния, так и создания дискретно перестраиваемых по частоте источников высококогерентных импульсов нано, пико и фемтосекундного диапазона длительностей.

Целью работы явилось установление закономерностей формирования пространственно-временной когерентности и структуры спектра излучения стоковых и антистоковых компонент ВКР в сжатых газах при нано, пико и фемтосекундном лазерном возбуждении.

Определено, что основными факторами, влияющими на когерентность излучения ВКР, взаимосвязь функций пространственной и временной когерентности, генерируемых пространственных структур и тонкой структуры спектров стокового излучения являются: (1) усиленные в процессе ВКР пространственно-временные, амплитудно-фазовые флуктуации спонтанного стокового сигнала, обусловленные как первичными квантовыми флуктуациями, так и соударениями молекул; (2) когерентность излучения накачки и (3) ВКР-фокусировка, наиболее актуальная при попутной генерации и усилении света в одномодовых активных волноводах.

Запись пропускающих динамических голограмм при попутном ВКР приводит к когерентизации генерируемого стокового излучения в направлении брэгговской дифракции при отсутствии влияния на когерентность стокового излучения, генерируемого в направлении пучков накачки.

Получение предельно когерентного мощного излучения первого стокового компонента при использовании режима попутного сверхрегенеративного ВКР усиления в сжатом водороде, в пучках накачки, характеризующихся большими числами Френеля, при плотностях водорода соответствующих минимальной ширине спектра СКР (провал Дике) и оптимальной временной задержке импульса входного стокового сигнала относительно импульса накачки.

При ВКР фемтосекундных лазерных импульсов в полых волноводах (капиллярах), заполненных комбинационно-активными газами ( $H_2$ ,  $D_2$ ,  $HD$ ,  $CH_4$ ), возможно получение спектрального суперконтинуума с шириной спектра достигающей  $10000\text{ см}^{-1}$ .

Путем численного моделирования и сравнения с экспериментом определено, что спектральный суперконтинуум в ВКР волноводных средах при накачке сверхкороткими импульсами формируется в основном за счет комбинированного спектрального уширения вследствие фазовой кросс- и самомодуляции и каскадной генерации стоковых и антистоковых компонент.

## ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЖИМАХ ПРОЗРАЧНОСТИ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

А.Н. Бугай<sup>1</sup>, С.В. Сазонов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup>Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва  
[bugay\\_aleksandr@mail.ru](mailto:bugay_aleksandr@mail.ru)

Развитие методов генерации излучения терагерцового диапазона частот в последнее время происходит весьма интенсивно. Большинство лазерных методов генерации терагерцового излучения без участия движения свободных носителей заряда являются нерезонансными [1]. В качестве примера можно привести широко распространенный метод оптического выпрямления, основанный на генерации терагерцового излучения как разности крайних частот спектра фемтосекундного лазерного импульса в квадратично-нелинейном кристалле. Условием эффективного протекания данного процесса является равенство групповой скорости лазерного импульса и фазовой скорости терагерцового сигнала.

Явление самоиндуцированной прозрачности [2] является одним из наиболее хорошо изученных резонансных эффектов взаимодействия оптических импульсов с двухуровневой квантовой системой. Для анизотропных сред, где отсутствует симметрия относительно пространственной инверсии, диагональные матричные элементы оператора дипольного момента отличны от нуля. Резонансное взаимодействие импульсов с такими анизотропными частицами, обладающими постоянным дипольным моментом, в последние годы интенсивно исследовалось как с теоретической стороны, так и с прикладной. В частности был предсказан резонансный аналог оптического выпрямления [3].

В настоящей работе исследована генерация терагерцового излучения при резонансном взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с примесными центрами, обладающими постоянным дипольным моментом. В качестве основной среды использован квадратично-нелинейный кристалл, в котором возможна генерация по нерезонансному механизму оптического выпрямления. Таким образом, возможно одновременное конкурирующее действие обоих механизмов (резонансного и нерезонансного) на процесс генерации терагерцовых импульсов.

Система уравнений, описывающая самосогласованную эволюцию огибающей лазерного импульса и электрического поля терагерцового сигнала, имеет вид

$$i \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} + \delta \frac{\partial \psi}{\partial \zeta} \right) + \frac{\omega_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} - b E_T \psi - q \omega R = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} - \eta \frac{\partial^2 E_T}{\partial \zeta^2} + \sigma \frac{\partial^3 E_T}{\partial \zeta^3} - b_T \frac{\partial}{\partial \zeta} |\psi|^2 + qv_T \frac{D}{d} \frac{\partial}{\partial \zeta} W = 0, \quad (2)$$

а отклик резонансных центров описывается уравнениями типа Блоха

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i \left( \omega_0 - \omega + \frac{DE_T}{\hbar} \right) R + i \frac{2d\psi}{\hbar} W, \quad (3)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} = i \frac{d}{\hbar} (\psi^* R - \psi R^*), \quad (4)$$

Отметим, что в режиме самоиндуцированной прозрачности можно достичь синхронизма в достаточно широком классе сред вследствие замедления групповой скорости лазерного импульса при взаимодействии с двухуровневой средой [4]. При достаточно высокой степени анизотропии, что выражается отношением  $D/d$  величины постоянного дипольного момента к величине дипольного момента перехода, резонансный механизм оптического выпрямления более эффективен, чем нерезонансный механизм. Для повышения эффективности генерации необходимо подавать входной импульс с небольшой (порядка доли процента) отрицательной относительной отстройкой от резонанса. В процессе генерации можно выделить две стадии: переходную и асимптотическую. В ходе последней возможно образование формирования оптико-терагерцовых солитонов.

В качестве примесей весьма перспективно использовать несимметричные наноструктуры, такие как нанокристаллы. Их преимуществом является большая величина дипольных моментов переходов, а также возможность регулировать оптические свойства подбором формы и геометрии. Так как основным параметром, позволяющим регулировать частоту получаемого терагерцового сигнала, является не частота импульса накачки, а его временная длительность, то выбор частоты двухуровневых переходов в примесных атомах может быть достаточно произволен.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-00503а) и Фонда некоммерческих программ «Династия».

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.Kh. Kitaeva // Laser Phys. Lett. 2008. V. 5. No. 8. P. 559-576.
2. S.L. McCall, E.L. Hahn // Phys. Rev. 1969. V. 183. No.2. P.457-489.
3. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов // ЖЭТФ 2005. Т.127. No.2. P.289-307.
4. A.N. Bugay, S.V. Sazonov // Phys. Lett. A 2010. V.374. P. 1093-1096.

ОБ ЭФФЕКТЕ ПЕРЕСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ И СКОРОСТИ  
КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА ПРИ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ

А.Н. Бугай<sup>1</sup>, С.В. Сазонов<sup>2</sup>, А.П. Сухоруков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований

<sup>2</sup>Российский научный центр «Курчатовский институт»

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

[bugay\\_aleksandr@mail.ru](mailto:bugay_aleksandr@mail.ru)

С генерацией в лабораторных условиях высокоинтенсивных оптических пучков и импульсов появилась принципиальная возможность «управления распространением света с помощью света». Так, предсказан и экспериментально наблюдался эффект нелинейного полного отражения волнового пучка, падающего на мощный опорный пучок под углом меньше критического [1].

Возможен также временной аналог [2] данного явления, состоящий в следующем: в нелинейном кристалле слабый сигнальный импульс встречает мощный опорный импульс на другой частоте, который благодаря нелинейному кросс-воздействию создает эффективную неоднородность показателя преломления, от которой сигнальная волна может полностью отразиться и идти с другой скоростью. При этом меняется знак групповой расстройки и перестраивается частота импульса. Условием реализации такого эффекта является ограничение на расстройку групповых скоростей.

В настоящей работе исследован эффект перестройки частоты и скорости квазимонохроматических импульсов (КМИ) при параметрическом взаимодействии в нелинейных средах с предельно короткими импульсами.

Спектр предельно короткого импульса (ПКИ) является очень широким. Поэтому дисперсионное расплывание будет сказываться для него значительно сильнее, чем для КМИ, что затруднит реализацию эффекта отражения. Исключением является распространение импульса в солитонном режиме, поэтому в дальнейшем будут рассмотрены именно такие случаи.

В консервативной квадратично-нелинейной среде взаимодействие оптического КМИ с ПКИ низких частот может быть описано системой уравнений вида [3]:

$$i \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} + \delta \frac{\partial \psi}{\partial \tau} \right) + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - b_{E\psi} E \psi = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} - \sigma \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + \frac{\partial}{\partial \tau} (b_\psi |\psi|^2 + b_E E^2) = 0, \quad (2)$$

где  $\psi$  – огибающая оптического импульса,  $E$  – электрическое поле предельно короткого импульса. Предполагается, что спектр предельно короткого импульса лежит ниже линии резонансного поглощения, соответствующей спектру оптических фоонов (терагерцовые частоты). При

$\psi = 0$  уравнение (2) допускает солитонные решения типа однополярных предельно коротких импульсов.

В кубично-нелинейной среде рассмотрим случай, когда спектр ПКИ лежит выше линии резонансного поглощения, но его центральная частота спектра гораздо меньше несущей частоты  $\omega$  оптического импульса. Тогда имеем систему уравнений вида

$$i \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} + \delta \frac{\partial \psi}{\partial \tau} \right) + \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - g_{E\psi} E^2 \psi = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \eta \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' + \frac{\partial}{\partial \tau} (g_{\psi E} |\psi|^2 E + g_E E^3) = 0. \quad (4)$$

В данном случае при  $\psi = 0$  уравнение (4) имеет бризерные решения.

Критерий полного отражения сигнального оптического импульса от мощного ПКИ ( $|\psi| \ll E$ ) можно получить, следуя подходу, изложенному в работе [2]. Из соответствующих условий на расстройку групповых скоростей  $\delta$  следует, что для реализации эффекта полного отражения пробного КМИ от ПКИ в квадратичной среде необходимо  $k_2 < 0$ , т.е. спектр импульса должен лежать в области отрицательной групповой дисперсии. В случае же кубично нелинейной среды спектр импульса должен лежать в области положительной групповой дисперсии ( $k_2 > 0$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-02-00503а) и Фонда некоммерческих программ «Династия».

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich, A.P. Sukhorukov, F. Bennet, D. Neshev // Laser Phys. 2009. V. 19. № 5. P. 1112.
2. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв.РАН. Серия Физическая 2009. Т. 73. №12. С. 1680.
3. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // ЖЭТФ 2003. Т. 123. №6. С. 1160.



## ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛОСКИХ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Е.М. Буяновская, С.А. Козлов

Санкт-Петербургский университет информационных технологий, механики и оптики  
[lee.buyanovskaya@gmail.com](mailto:lee.buyanovskaya@gmail.com)

В работе [1] нами были впервые выведены уравнения, описывающие динамику полей встречных плоских световых волн из малого числа колебаний при их взаимодействии в диэлектрических средах с безынерционной кубической нелинейностью вида:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E_+ dt' + \frac{cg}{2N_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2) = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{N_0}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E_- dt' - \frac{cg}{2N_0} \frac{\partial}{\partial t} (E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $E_+(z, t)$  - поле волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $z$ ,  $E_-(z, t)$  - волны, распространяющейся ей навстречу;  $t$  - время,  $c$  - скорость света в вакууме;  $N_0, a, b$  - параметры, характеризующие нерезонансную зависимость показателя преломления среды:

$$n^2 = N_0^2 + 2cN_0 a \omega^2 - 2cN_0 \frac{b}{\omega^2}$$

от частоты  $\omega$ ,  $g = \frac{4\pi\chi}{c^2}$  - описывает нелинейность ее поляризационного отклика  $P_{nl} = \chi E^3$ ,  $\chi$  - нелинейная восприимчивость среды.

Для получения решений уравнений (1) была проведена их нормировка:  $E' = \frac{E}{E_{+0}}$ ,  $z' = \frac{z}{\lambda_{+c}}$ ,  $t' = \frac{t}{T_{+c}}$ , где  $E_{+0}$  - максимальное значение на границе нелинейной среды поля излучения, например, прямой волны  $E_+$ ;  $T_{+c}$  - ее центральный период колебаний на той же границе,  $\lambda_{+c} = \frac{cT_{+c}}{N_0}$  - центральная длина волны.

В новых переменных уравнения (1) запишутся как

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{\partial E_+}{\partial t} - A \frac{\partial^3 E_+}{\partial t^3} + B \int_{-\infty}^{\infty} E_+ dt' + G \frac{\partial}{\partial t} (E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2) = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{\partial E_-}{\partial t} + A \frac{\partial^3 E_-}{\partial t^3} - B \int_{-\infty}^{\infty} E_- dt' - G \frac{\partial}{\partial t} (E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где безразмерные коэффициенты  $A = \frac{ac}{N_0 T_{+c}^2}$ ,  $B = \frac{bcT_{+c}^2}{N_0}$ ,  $G = \frac{c^2 g E_{+0}^2}{2N_0^2} = \frac{2\pi\chi E_{+0}^2}{N_0^2}$ .

Затем для простоты, но без ограничения общности была рассмотрена среда без дисперсии линейного показателя преломления ( $A = B = 0$ ). В таком случае система уравнений (2) примет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} + \frac{\partial E_+}{\partial t} + G \frac{\partial}{\partial t} (E_+^3 + 3E_+^2 E_- + 3E_+ E_-^2) = 0 \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} - \frac{\partial E_-}{\partial t} - G \frac{\partial}{\partial t} (E_-^3 + 3E_-^2 E_+ + 3E_- E_+^2) = 0, \end{cases} \quad (3)$$

Полученная система (3) была решена методом последовательных приближений Пикара, в котором малым параметром является  $G$ :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+^{(0)}}{\partial z} + \frac{\partial E_+^{(0)}}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial E_-^{(0)}}{\partial z} - \frac{\partial E_-^{(0)}}{\partial t} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+^{(1)}}{\partial z} + \frac{\partial E_+^{(1)}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (E_+^{(0)3} + 3E_+^{(0)2} E_-^{(0)} + 3E_+^{(0)} E_-^{(0)2}) = 0 \\ \frac{\partial E_-^{(1)}}{\partial z} - \frac{\partial E_-^{(1)}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (E_-^{(0)3} + 3E_-^{(0)2} E_+^{(0)} + 3E_-^{(0)} E_+^{(0)2}) = 0, \end{cases} \quad (5)$$

Решение системы (4) имеет вид:

$$\begin{cases} E_+^{(0)}(z, t) = E_+^{(0)}(t - z) \\ E_-^{(0)}(z, t) = E_-^{(0)}(t + z) \end{cases} \quad (6)$$

и определяется граничными условиями.

Первое уравнение системы (5) было решено в квадратурах, а затем переписано в новых переменных  $z' = z$ ,  $\tau = t - z$ . В таком случае его решение принимает вид:

$$E_+^{(1)}(z', \tau) = - \left[ \frac{\partial}{\partial \tau} (E_+^{(0)}(\tau))^3 \right] (z' - z'_0) - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ (E_+^{(0)}(\tau))^2 \int_{z'_0}^{z'} E_-^{(0)}(\tau + 2z'') dz'' \right] - \\ - 3 \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ (E_+^{(0)}(\tau)) \int_{z'_0}^{z'} (E_-^{(0)}(\tau + 2z''))^2 dz'' \right]. \quad (7)$$

где первое слагаемое в правой части соотношения характеризует самовоздействие светового импульса, распространяющегося от границы нелинейной среды  $z'_0$  в положительном направлении оси  $z'$ , а второе и третье – взаимодействие встречных импульсов в нелинейной среде.

Полученное решение было проиллюстрировано, для импульса вида:

$$E_+^{(0)}(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_+^2}\right) \sin(2\pi\tau), \quad (8)$$

и встречной ему волны вида

$$E_-^{(0)}(z', \tau) = \gamma \exp\left(-\frac{(\tau + 2z')^2}{\tau_-^2}\right) \sin\left(2\pi\delta(\tau + 2z')\right) \quad (9)$$

где  $\gamma = \frac{E_{-0}}{E_{+0}}$ ;  $E_{+0}$ , и  $E_{-0}$  – исходные амплитуды взаимодействующих

импульсов;  $\delta = \frac{T_{+c}}{T_{-c}}$ ;  $T_{+c}, T_{-c}$  – их центральные периоды колебаний,

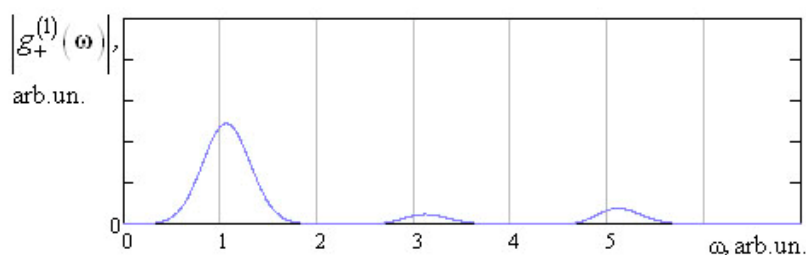
$\tau_+ = \frac{\tau_{+0}}{T_{+c}}$ ,  $\tau_- = \frac{\tau_{-0}}{T_{-c}}$ ;  $\tau_{+0}, \tau_{-0}$  – исходные длительности импульсов.

Было показано, что временная структура поля импульса из-за взаимодействия со встречным импульсом изменяется так, что больше всего смещаются во времени «нули» поля и не смещаются его экстремумы. «Центр тяжести» спектральной плотности при этом смещается в коротковолновую область. Важно что эффективность этих явлений определяется энергией встречного импульса и не зависит от его длительности и спектральной структуры. Последнее утверждение несложно обосновать, анализируя выражение (7). По окончании взаимодействия встречных импульсов, интеграл во втором слагаемом соотношения (7) для оптических импульсов становится равным нулю, а интеграл в третьем слагаемом принимает смысл энергии встречного импульса. Генерации комбинационных частот в таких условиях не происходит. Но в средах, размеры которых меньше области

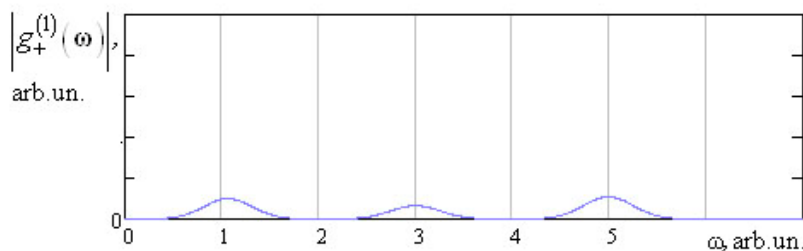
взаимодействия, возможна генерация волн на комбинационных и смещенных частотах, возможна.

На рис. 1 приведены спектры итерационной добавки к полю импульса  $E_+^{(1)}$ , описывающей результат взаимодействия встречных волн, для ограниченных (в отличие от вышерассмотренной ситуации) и различных длин нелинейной среды  $l_{nl} = z' - z'_0$  для случая  $\gamma = 1, \delta = 2, \tau_+ = 1.5, \tau_- = 1.5$ .

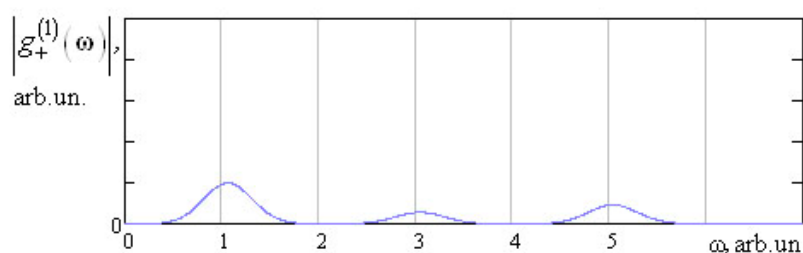
Из рисунка видно, что в результате столкновения встречных импульсов в нелинейной среде, размеры которой меньше области взаимодействия, генерируется новое излучение на смещенных частотах. Важно, что при увеличении длины нелинейной среды до размеров, превышающих область взаимодействия сталкивающихся импульсов, генерации излучения на смещенных частотах уже не происходит.



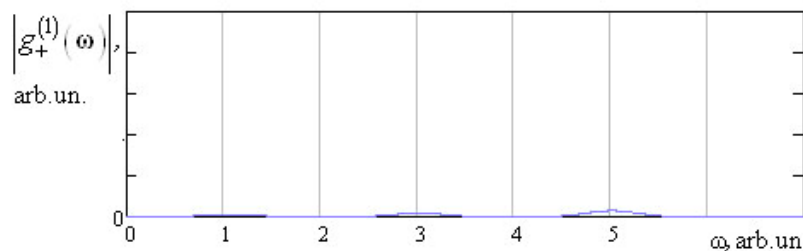
$$l_{nl} = 0.4$$



$$l_{nl} = 0.16$$



$$l_{nl} = 0.08$$



$$l_{nl} = 0.01$$

Рис. 1. Спектры итерационной добавки к полю импульса  $E_+^{(1)}$ , описывающей результат взаимодействия встречных волн для различных нормированных длин нелинейной среды  $l_{nl}$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е.М. Буяновская, С.А. Козлов // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. В. 5-6, С. 349.

## ВКЛАД РАМАНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В ГЕНЕРАЦИЮ КОНТИНУАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Н.Ю. Вислобоков<sup>1</sup>, А.П. Сухоруков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ВФ УО ФПБ МИТСО, Беларусь

<sup>2</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова

Успехи в области создания генераторов тераваттных лазерных импульсов фемтосекундной длительности привлекли большое внимание к проведению исследований эволюции мощного оптического излучения в прозрачных нелинейных диэлектриках. Особый интерес вызывает динамика сверхширения частотного спектра мощных ультракоротких лазерных импульсов в области как низких, так и высоких частот. Результаты анализа условий генерации континуального излучения могут быть использованы в спектроскопии, устройствах компрессии импульсов, оптоволоконной оптике, оптической когерентной томографии, частотной метрологии и др. [1].

С помощью численного моделирования показано, что при многократном превышении входной мощности  $P_{in}$  критической мощности самофокусировки  $P_{cr}$  наступает квазисимметричное уширение спектра. Это объясняется тем, что при превышении порога самофокусировки  $P_{in}/P_{cr} \approx 30$  становится существенным вклад рамановского рассеяния в формирование континуального излучения [2].

С учетом рамановской нелинейности значительное уширение спектра импульсного пучка наблюдается при меньших начальных интенсивностях, кроме того, низкочастотное крыло спектра становится шире. Вклад этого эффекта напрямую зависит от плотности электронной плазмы, генерируемой импульсом.

В нелинейном кристалле оптический импульсный пучок распадается в пространстве и во времени на два основных фрагмента и несколько более мелких (рис. 1)

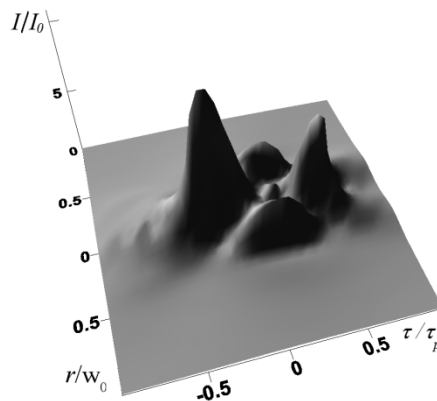


Рис. 1. Пространственно-временная огибающая интенсивности мощного 50 фс импульсного пучка при  $P_{in}/P_{cr} \approx 30$ , расщепившегося на субимпульсы в кварцевом стекле.

Передний субимпульс генерирует фактически всю высокочастотную часть континуального спектра и плазму свободных электронов, в поле которой распространяется задний субимпульс. Генерация низкочастотной части спектра излучения полностью происходит за счёт самовоздействия заднего субимпульса в лазерно-индуцированной плазме свободных электронов. При выполнении условия резонанса [3] генерируемая лазерная плазма смещает спектр заднего субимпульса в область низких частот, вследствие чего спектральный профиль становится более симметричным (рис. 2).

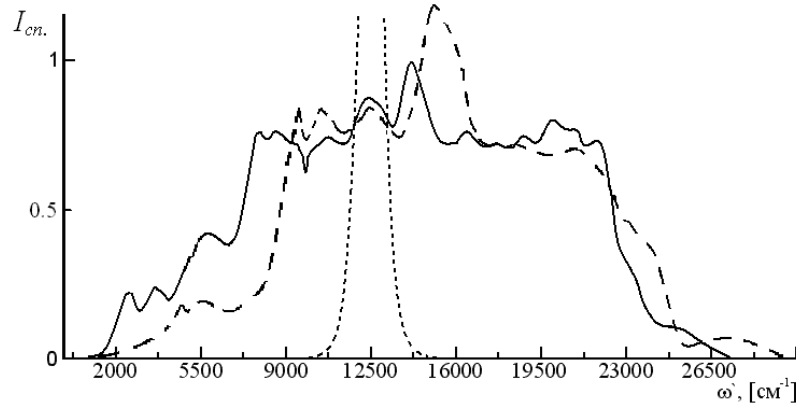


Рис. 2. Суперконтинуальный спектр, генерируемый 50 фс импульсом в кварцевом стекле с учётом (сплошная кривая) и без учёта (штриховая кривая) вынужденного рамановского рассеяния; пунктирной кривой изображён исходный спектр лазерного импульса. По оси ординат отложена частота  $\omega' = 1/\lambda$ .

Таким образом, за счёт рамановского рассеяния при создании благоприятных условий возможно уширение низкочастотной составляющей континуального спектра мощного оптического импульса в кварцевом стекле. Кроме того стоит заметить, что как показали результаты численного моделирования при учёте рамановского отклика среды позволил получить значительное спектральное уширение при более низких начальных мощностях излучения, чем без учёта этого отклика, а диапазон параметров, при которых наблюдалось низко- и высокочастотное уширение спектра увеличился.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.М. Жёлтиков // УФН. 2006. Т. 176. № 6. С. 623.
2. N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // Physics of Wave Phenomena. 2009. V. 17. No. 1. P. 11.
3. P. Mardahl, H.J. Lee, G. Penn, J.S. Wurtele, N.J. Fisch // Physics Letters A. 2002. V. 296. No. 5. P. 109.

## СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА КООПЕРАТИВНЫХ ПЕРЕХОДАХ

Д.Д. Власова, А.А. Калачев  
КФТИ КазНЦ РАН  
[vlasova@samartsev.com](mailto:vlasova@samartsev.com)

Настоящая работа посвящена изучению сверхизлучательного рассеяния на кооперативных переходах в протяженных резонансных средах. Под кооперативными оптическими явлениями понимают явления, в которых во взаимодействии с излучением принимает участие несколько частиц, взаимодействующих между собой [1]. Кооперативные явления наблюдаются в системах-кластерах, состоящих из небольшого числа близкорасположенных частиц, и обусловлены наличием электростатического и/или обменного взаимодействия между частицами. В простейшем случае кластер может состоять из двух одинаковых частиц, например двух примесных центров в кристалле.

С прикладной точки зрения эффект сверхизлучения интересен как один из методов получения когерентного излучения в беззеркальных системах. Наблюдение сигналов сверхизлучения на кооперативных переходах позволило бы совместить генерацию когерентных импульсов в режиме оптического сверхизлучения с преобразованием частоты света: появляется возможность осуществлять накачку на частоте резонансного перехода атомов, а сверхизлучение наблюдать на частоте кооперативного перехода. Подобный преобразователь частоты, функционирующий в режиме оптического сверхизлучения, мог бы испускать мощные световые импульсы в коротковолновом спектральном диапазоне, не требуя для этого коротковолновой накачки, и имел бы высокую эффективность и направленность генерации. Однако детальные исследования, связанные с возможностью наблюдения коллективного спонтанного излучения на кооперативных переходах в протяженных средах, до сих пор не проводились (см. обзор в работе [2]). Поскольку для постановки первых экспериментов наиболее простым является режим сверхизлучательного рассеяния, именно это явление и анализируется в данной работе.

В качестве оптических центров рассматриваются пары близкорасположенных примесных ионов А и В, связанных друг с другом посредством диполь-дипольного взаимодействия. Чаще всего локальное положение примесных ионов не обладает центральной симметрией, поэтому их энергетические состояния не имеют определенной четности и обладают дипольным моментом, величина которого, в некоторых случаях, может на порядок превосходить величину дипольного момента перехода (см. обзор [3]).



Для расчета сигналов сверхизлучательного рассеяния на кооперативном переходе необходимо вычислить импульсную или частотную характеристики среды. В том случае, когда основной вклад в неоднородное уширение дает диполь-дипольное взаимодействие [4] (для анализа сверхизлучательного рассеяния вперед на кооперативных переходах такая ситуация является наиболее интересной) хорошо работает приближение, когда частота перехода у всех атомов без учета диполь-дипольного взаимодействия является одинаковой, т.е. неоднородным уширением резонансной линии, возникающим за счет взаимодействия с локальными полями, можно пренебречь.

В настоящей работе показано, что импульсная характеристика оптически тонкой среды, позволяющая описывать сигналы сверхизлучательного рассеяния вперед на кооперативном переходе, имеет вид:

$$\Phi(t) = -2\pi \frac{N_A N_B \mu}{4/3 \pi R^3} \theta(t) \int_{R_0}^R 4\pi r^2 dr \int_0^\pi \sin \theta d\theta \frac{\alpha D(\theta)^2}{r^6} \exp\left(-\frac{i\beta D(\theta)t}{r^3}\right),$$

где  $\mu = (3/8\pi)\lambda^2/S$  - геометрический параметр ( $S$  – площадь поперечного сечения пучка света,  $\lambda$  - длина волны, соответствующая частоте резонансного перехода),  $\theta(t)$  – ступенчатая функция, равная 0 при  $t < 0$ , 1/2 при  $t = 0$  и 1 при  $t > 0$ ,  $N$  – концентрации частиц,  $R_0$  и  $R$  – минимальное и максимальное расстояние между атомами, в пределах которых производится усреднение,  $\alpha$  и  $\beta$  – константы взаимодействия, пропорциональные квадрату дипольного момента кооперативного перехода и произведению дипольных моментов возбужденных атомов, соответственно,  $D(\theta) \equiv 1 - 3\cos^2 \theta$  – геометрический фактор в случае одинаковой ориентации дипольных моментов. В работе представлены результаты математического моделирования, иллюстрирующие отклики резонансной среды на воздействие различных возбуждающих импульсов, а также рассмотрено влияние параметров взаимодействия атомов и оптической толщины среды на процесс сверхизлучательного рассеяния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П.П. Феофилов // В сб. Физика примесных центров в кристаллах. Под. ред. Г.С. Завта. Таллин, 1972. С. 539.
2. А.А. Kalachev, A.V. Kyр'yanov, T.G. Mitrofanova, V.V. Samartsev // Laser Physics. 2007. V.17. No 5. P. 720.
3. R.M. Macfarlane // J. Lumin. 2007. V. 125. P. 156.
4. M.J. Sellars, E. Fraval, J.J. Longdell // Journal of Luminescence. 2004. V. 107. P. 150.

## ДИСКРЕТНАЯ ДИСПЕРСИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ НА НЕЛИНЕЙНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ РЕШЕТКЕ

Т.А. Войтова, А.П. Сухоруков

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В нелинейной оптике и фотонике хорошо изучены пространственные периодические решетки [1]. Их можно применять для управления оптическими пучками по схемам Брэгга и Лауэ. В последнем случае распространение пучка принимает вид дискретной дифракции. Благодаря дискретной дифракции пучок разбивается на суб-пучки, число которых растет с пройденным расстоянием. Наклонный пучок при выполнении условия поперечного брэгговского резонанса может распространяться без дифракционного расплывания – возникает своеобразная волна Блоха. В этих исследованиях особое внимание заслужили индуцированные решетки, генерируемые в нелинейной среде при интерференции двух скрещенных волн накачки. Они обладают тем преимуществом, что период и глубину модуляции показателя преломления решетки можно настраивать, меняя амплитуду и угол наклона волн накачки [2].

Согласно пространственно-временной аналогии [3, 4] подобные эффекты должны проявиться при взаимодействии импульсов в диспергирующей среде. Так как импульсы распространяются со световой скоростью, то решетка должна двигаться тоже со световой скоростью. Очевидно, что такую решетку можно получить в нелинейной среде, используя интерференцию двух импульсов накачки с близкими частотами (или одного импульса бигармонической накачки). Роль дифракции выполняет дисперсия второго порядка (дисперсия групповой скорости). Наклону пучка соответствует расстройка групповых скоростей и т.д.

Нами развита теория дисперсии оптического импульса на попутно движущейся решетке, созданной в нелинейной среде бигармонической волной накачки. Найдены режимы роста числа суб-импульсов, подавления уширения импульса и захвата сигнала в параметрический солитон. Рассматривается каскадное взаимодействие импульсов в среде с квадратичной нелинейностью при большой расстройке волновых векторов. Это обеспечивает некогерентное взаимодействие без существенного обмена энергией между волнами. В этом режиме квадратично-нелинейная среда имитирует кубично-нелинейную среду.

Рассмотрим трехчастотное взаимодействие волны накачки на частоте  $\omega_1$  сигнальной волны на частоте  $\omega_2$  и суммарной волны на  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} - iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + v_{21} \frac{\partial A_2}{\partial t} - iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = -i \frac{\gamma \omega_2}{cn_2} A_3 A_1^*, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + v_{31} \frac{\partial A_3}{\partial \tau} - iD_3 \frac{\partial^2 A_3}{\partial \tau^2} + i\Delta k A_3 = -i \frac{\gamma \omega_3}{cn_3} A_1 A_2, \quad (3)$$

где  $A_j$  - медленно меняющаяся комплексная амплитуда;  $z$  - продольная координата;  $\tau = t - z/u_1$  - бегущее время;  $u_1$  - групповая скорость;  $v_{j1}$  - расстройка обратных групповых скоростей;  $D_j = \frac{1}{2}(\partial^2 k_j / \partial \omega^2)$  - коэффициент дисперсии второго порядка,  $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$  - расстройка волновых векторов;  $\gamma$  - коэффициент нелинейности;  $n_j$  - коэффициент преломления.

Анализ уравнений (1-3) показывает, что при введении большой расстройкой  $\Delta k$  среда становится оптически неоднородной для сигнала и его поведение можно описать одним уравнением

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + v_{21} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = ik_2 n_{nl} A_2, \quad (4)$$

где  $n_{nl} = -(\gamma_2 \gamma_3 / k_2 \Delta k) |A_1(\tau)|^2$  - профиль неоднородности, повторяющий распределение интенсивности накачки.

Уравнения (1-3) решались численными методами при задании амплитуды бигармонической накачки в виде

$$A_1(\tau) = E_1 \sin(\Omega_1 \tau) \exp(iD_1 \Omega_1^2 z) \quad (5)$$

Мы изменяли глубину модуляции каскадно-индуцированной решетки, варьируя амплитуду накачки. При средней глубине модуляции наблюдается дискретная дисперсия на суб-импульсах накачки: на выходе среды появляются нескольких суб-импульсов сигнала  $A_2 = E_2(i)^n J_n(2Cz)$ , что можно сопоставить дискретной дифракции пучка. При увеличении интенсивности накачки сигнал захватывается одним из импульсов накачки в параметрический солитон.

При моделировании найдено, что импульс с групповой расстройкой  $v_{21} = \pm \pi/2k_2 \tau_0$ , где  $\tau_0$  - период импульсной структуры, распространяется без дисперсионного расплывания.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 08-02-00717, 09-02-01028, 10-02-90010-Бел\_a.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. Lederer, et.al. // Phys. Rep. 2008. 463. P. 1.
2. О.В. Боровкова и др.// Квант. электроника. 2009. 39 (11). С. 1050.
3. А.П. Сухоруков. "Нелинейные взаимодействия в оптике и радиофизике"  
М.: Наука, 1988.
4. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. 73 (12).С.  
1680.

## НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ОТРАЖЕНИЕ НЕКОГЕРЕНТНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Д.В. Горбач<sup>1</sup>, О.Г. Романов<sup>1</sup>, А.П. Сухоруков<sup>2</sup>, А.Л. Толстик<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет, Белорусский государственный университет,  
пр. Независимости 4, 220030 Минск, Беларусь;

<sup>2</sup> Физический факультет, Московский государственный университет,  
Воробьевы горы, 119992 Москва, Россия

[gorbach@tut.by](mailto:gorbach@tut.by)

Целью работы является определение закономерностей взаимодействия и отражения световых пучков в средах с тепловой нелинейностью за счет эффекта полного внутреннего отражения. В качестве нелинейной среды выбраны растворы полиметиновых красителей, которые поглощают излучение на основной длине волны генерации лазера на иттрий-алюминиевом гранате ( $\lambda = 1064$  нм) и практически прозрачны в видимой области спектра. Быстрая и эффективная термализация поглощенной энергии определялась низким квантовым выходом люминесценции (менее 10 %) и малым временем жизни молекул полиметинового красителя в возбужденном состоянии ( $\sim 10^{-10} - 10^{-11}$  с).

Показано, что поглощение импульсного излучения лазера наносекундной длительности формирует в среде пространственно-протяженную область с более низким значением показателя преломления вследствие разогрева среды. О формировании такой области можно судить по распространению через нее дополнительного светового пучка. В качестве такого зондирующего пучка в работе использовалось непрерывное излучение гелий-неонового лазера. Картина взаимодействия световых пучков регистрировалась на экране с помощью ПЗС-камеры.

На рис. 1 приведены характерные картины взаимодействия некогерентных пучков. Первый ряд схематически показывает относительное положение мощного (черная линия) и зондирующего (серая линия) пучков в кювете с раствором красителя. Во втором и третьем рядах приведены фотографии пробного пучка при смещении его в горизонтальной плоскости через мощный ИК пучок. Для удобства анализа сплошными и штриховыми окружностями отмечены геометрические положения на экране центров зондирующего пучка гелий-неонового лазера и лазера на иттрий-алюминиевом гранате. Ряд 2 соответствует пороговому условию полного внутреннего отражения в соответствии с теоретической оценкой  $\Theta \sim \sqrt{\Delta n_T}$  (угол между пучками  $\Theta = 20$  мрад, интенсивность  $I = 100$  МВт/см<sup>2</sup>). Для ситуации, представленной в третьем ряду интенсивность была увеличена в четыре раза. Увеличение интенсивности

достигалось за счет уменьшения фокусного расстояния линзы, используемой для фокусировки пучков в область взаимодействия.

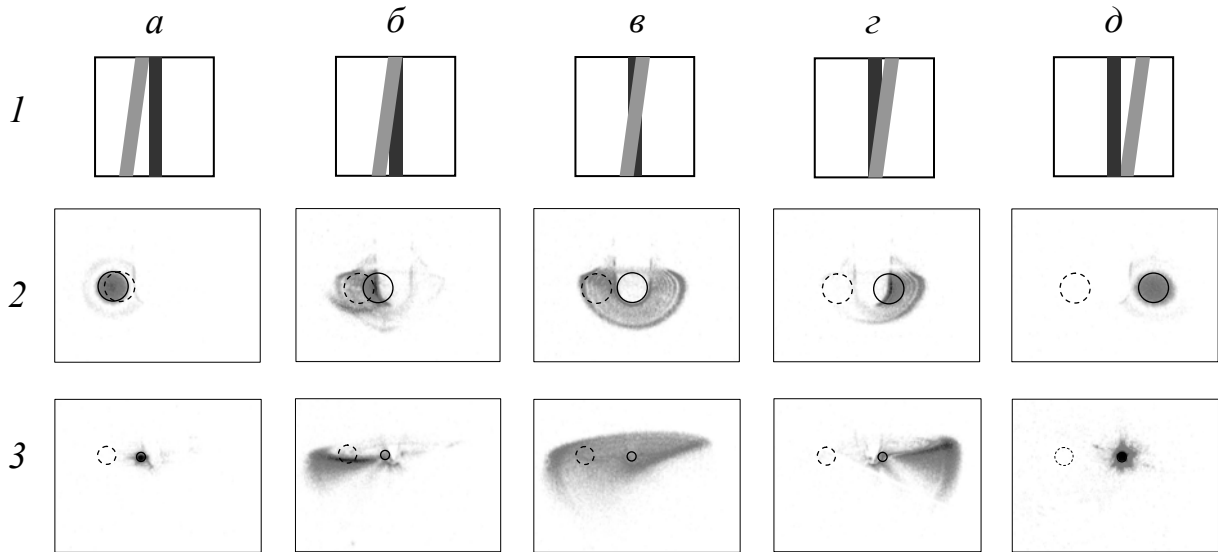


Рис.1 Взаимодействие некогерентных пучков: 1 – схема относительного расположения пучков в кювете с красителем; 2 и 3 – характерные картины взаимодействия некогерентных пучков, при интенсивности мощного пучка  $I = 100$  и  $400 \text{ МВт/см}^2$ , соответственно.

В колонке (а) показаны начальные положения мощного и зондирующего пучков, когда они не пересекаются. Как и следовало ожидать, наблюдаемое положение пучка (фотография) и геометрическое положение (сплошная окружность) совпадают. При движении в кювете зондирующего пучка по направлению к мощному пучку на экране наблюдается частичное отталкивание зондирующего пучка (б). При пороговой интенсивности (2 б) часть излучения зондирующего пучка распространяется совместно с мощным ИК пучком (штриховая окружность), а при более высокой интенсивности уже большая часть зондирующего излучения претерпевает отражение (3 б). В случае (в), когда имеем наиболее полное перекрытие пучков, зондирующий пучок сильно размывается, сохраняя при этом эффект частичного отражения. Дальнейшее смещение зондирующего пучка (г) приводит к выходу излучения из условия полного внутреннего отражения, причем увеличение интенсивности приводит к дополнительному размытию пучка (3 г). При выходе зондирующего пучка из области взаимодействия наблюдаемое и геометрическое расположения пучков совпадают (д).

В заключение отметим, что для описания нелинейного взаимодействия световых пучков в работе предложена теоретическая модель, которая позволила провести компьютерное моделирование процесса нелинейного отражения и подтвердить правильность используемых физических представлений.

## ТРАНСФОРМАЦИЯ БЕССЕЛЕВА ПУЧКА АНИЗОТРОПНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

Д.Г. Зусин<sup>1</sup>, Р. Максименко<sup>2</sup>, В.В. Филиппов<sup>1</sup>, Р.В. Чулков<sup>1</sup>, М. Perdrix<sup>2</sup>,  
О. Gobert<sup>2</sup>, А.С. Грабчиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова, НАН Беларуси, 220062, Пр. Независимости,  
68, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup> CEA/DSM/IRAMIS/SPAM, bâtiment 522, Centre d'Etudes de Saclay, 91191 Gif-sur Yvette,  
France

[d.zusin@gmail.com](mailto:d.zusin@gmail.com)

Среди различных типов световых пучков особое место занимают бесселевы пучки [1]. Уникальные свойства бесселевых пучков обусловили растущий интерес к их применению в последние десятилетия [2-6]. В ряде применений, в частности в нелинейной оптике [7, 8], эти пучки распространяются в кристаллических средах. При прохождении бесселева пучка через анизотропную среду он испытывает искажение волнового фронта, приводящее к трансформации распределения интенсивности в поперечном сечении.

С практической точки зрения представляет интерес влияние анизотропии среды на характеристики бесселева пучка. Теоретическое рассмотрение такого влияния в одноосных кристаллах проведено в работе [9].

В данной работе приводится экспериментальное и теоретическое исследование трансформации бесселева пучка одно- и двуосными кристаллами. Рассматриваются поперечные профили бесселева пучка нулевого порядка, прошедшего через кристалл. Поворот кристалла в плоскости, перпендикулярной оси распространения пучка, приводит к формированию сложных структур интенсивности в поперечном сечении в выходном излучении. В рамках используемой модели показано, что эти структуры формируются вследствие введения кристаллом азимутальной модуляции фазы в исходный пучок.

Наблюдение трансформированных пучков осуществлялось с помощью установки, схема которой показана на рисунке 1.

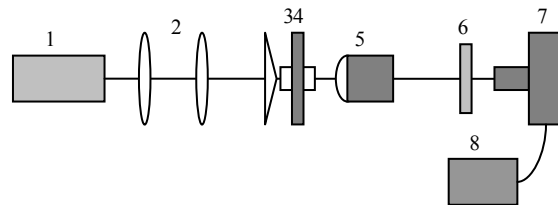


Рис. 1. Схема установки. 1 – He-Ne лазер, 2 – телескоп, 3 – аксикон, 4 – кристалл в поворотном держателе, 6 – нейтральный ослабляющий фильтр, 7 – CCD-камера, 8 – компьютер

В качестве источника непрерывного когерентного излучения использовался He-Ne лазер 1, генерирующий линейно поляризованный

свет на длине волны 632.8 нм. Телескоп 2 коллимировал и уширял лазерный пучок. Близкий к гауссову пучок радиусом 2.5 мм падал на аксикон 3 и преобразовывался им в бесселев пучок нулевого порядка. Угол конусности пучка в воздухе был равен  $8^{\circ}$ , при этом его длина бездифракционного распространения составила 18 мм. Это значение полностью перекрывает длину кристалла 4, помещённого непосредственно за аксиконом. Взаимное расположение направления лазерной поляризации и осей оптической индикатрисы кристалла изменялось путём поворота кристалла в держателе. Объектив 5 проецировал плоскость, отстоящую на 4 мм от выходной грани кристалла на CCD-сенсор 7 с требуемым увеличением. CCD-сенсор 7 обеспечивал регистрацию изображений с пространственным разрешением  $17 \times 34$   $\mu\text{m}$  в вертикальном и горизонтальном направлении, соответственно. Нейтральный фильтр 6 использовался для ослабления интенсивности.

Измерения производились с двумя анизотропными кристаллами: одноосным кристаллом  $\text{PbWO}_4$  длиной 15 мм, вырезанным параллельно оптической оси, и двуосным кристаллом  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  длиной 4 мм, вырезанным с отклонением  $54'$  по отношению к направлению  $[0\ 1\ 0]$ . Результаты измерений представлены на рисунке 2.

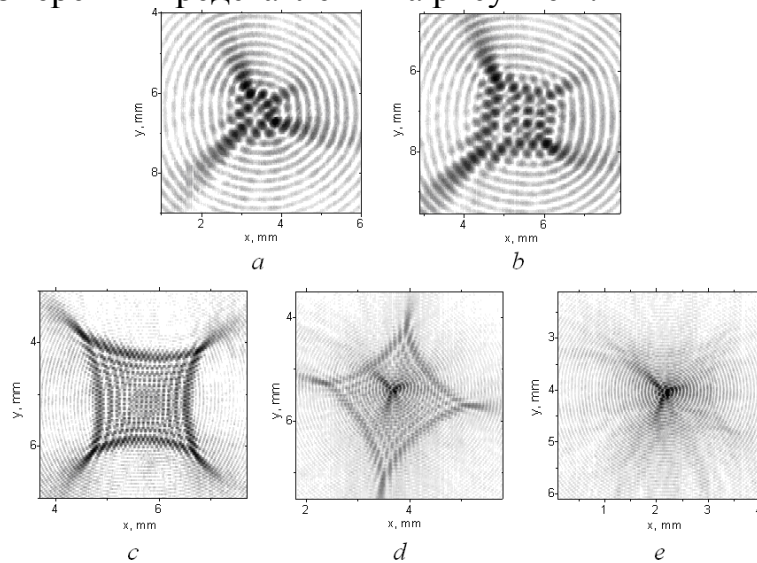


Рис. 2. Экспериментальные распределения интенсивности пучка, прошедшего через кристалл при различных углах поворота кристалла: *a, b* – KGW; *c, d, e* –  $\text{PbWO}_4$

На рисунке 2 изображения для кристалла KGW увеличены в 95 раз, а для кристалла  $\text{PbWO}_4$  – в 31 раз. Относительный угол поворота кристалла KGW между рисунками 2 *a* и *b* равен  $90^{\circ}$  против часовой стрелки. Относительные углы поворота кристалла  $\text{PbWO}_4$  между рисунками 2 *c* и *d*  $45^{\circ}$  и *c* и *e*  $90^{\circ}$ .

Теоретическая модель учитывает изменение волнового фронта бесселева пучка в кристалле путём фазового члена, определяемого показателем преломления. Оценка фазы, вносимой в пучок кристаллом,



основана на подходе, предложенном Фёдоровым [10]. Задача распространения пучка в воздухе после прохождения кристалла решается с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье FFT. Результаты расчёта представлены на рисунке 3.

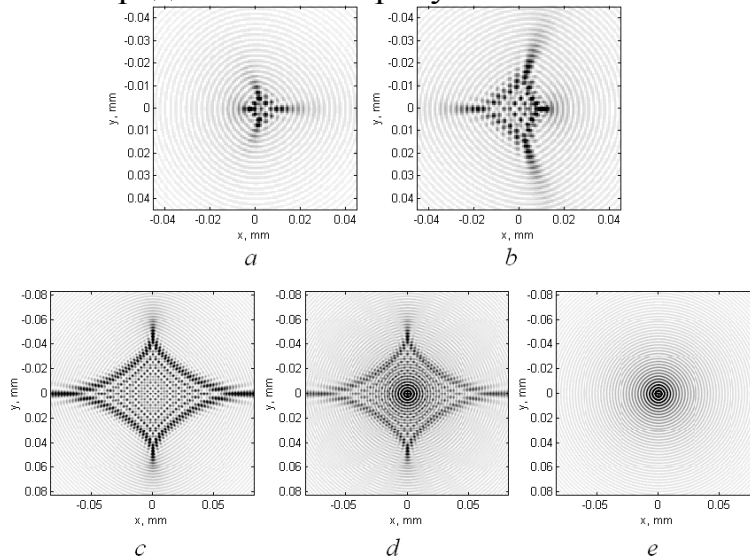


Рис. 3. Результаты расчёта распределения интенсивности бесселева пучка, прошедшего через кристалл: *a, b* – KGW; *c, d, e* – PbWO<sub>4</sub>

Расчёт был произведен для кристалла KGW, с осью  $N_p$  оптической индикатрисы отклонённой от оси распространения пучка на  $54'$  в плоскости  $(N_p, N_g)$ . Изображение на рисунке 3 *a* было рассчитано для случая, когда направление поляризации излучения совпадает с осью  $N_g$ , а на рисунке 3 *b* – с осью  $N_m$ . Распределение интенсивности при прохождении через кристалл PbWO<sub>4</sub> рассчитано для случаев, когда направление поляризации лазерного света параллельно оптической оси (рисунок 3 *c*), составляет с оптической осью угол  $45^0$  (рисунок 3 *d*) и перпендикулярно оптической оси (рисунок 3 *e*).

Изображения на рисунке 3 повернуты относительно изображений на рисунке 2, поскольку в эксперименте, в отличие от расчёта, осуществлялось изменение ориентации осей оптической индикатрисы относительно CCD-матрицы путём поворота кристалла. Центр изображения на рисунке 2 *d* смещён относительно центра изображения на рисунке 3 *d*, что может быть вызвано влиянием двулучепреломления и непараллельностью торцов кристалла. В остальном, наблюдается адекватное соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами.

Таким образом, в работе произведено экспериментальное и теоретическое рассмотрение трансформации бесселева пучка нулевого порядка в одно- и двухосных кристаллах. Показано, что при прохождении бесселева пучка через кристалл распределение интенсивности приобретает сложную дискретную структуру. Причиной этого является зависимость

показателя преломления от направления волнового вектора в анизотропных кристаллах. Линейность рассмотренного эффекта приводит к тому, что он может быть лишь минимизирован, но не устранён, и его необходимо учитывать при распространении бесселевых пучков в кристаллах.

Авторы выражают благодарность В. А. Орловичу за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Durnin // J. Opt. Soc. Am. A. 1987. V. 4. No 4. P. 651.
2. C.Z. Çil, et al. // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. 2010. V. 98. No 1. P. 195.
3. Z. Bouchal, J. Wagner, M. Chlup // Opt. Comm. 1998. V. 151. Issue 4-6. P. 207.
4. P. Fischer, et al. // J. Opt. A: Pure and Appl. Opt. 2006. V. 8. P. 477.
5. S. Sogomonian, S. Klewitz, S. Herminghaus // Opt. Comm. 1997. V. 139. Issue 4-6. P. 313.
6. S.H. Tao, X. Yuan // J. Opt. Soc. Am. A. 2004. V. 21. No 7. P. 1192.
7. A.S. Grabtchikov, et al. // Opt. Lett. 2003. V. 28. No 11. P. 926.
8. S. Klewitz, et al. // Opt. Comm. 1998. V. 154. No 4. P. 186.
9. S. Nacyan, R. Jáuregui // J. Opt. A: Pure and Appl. Opt. 2009. V. 11. P. 085204.
10. Ф.И. Фёдоров "Оптика анизотропных сред" Мн.: Из-во АН БССР, 1958.

## СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА И ПРОБЛЕМА ОПТИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

А.А. Калачёв

*Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН*

[kalachev@kfti.knc.ru](mailto:kalachev@kfti.knc.ru)

Сверхизлучательное рассеяние света является одним из простейших режимов сверхизлучения, т.е. коллективного спонтанного излучения фотонов системой возбужденных атомов. Обычный сценарий, по которому развивается процесс сверхизлучения, выглядит следующим образом (см. обзоры [1–3]). Атомы переводятся в возбужденное некогерентное состояние и затем самопроизвольно переходят в коллективное сверхизлучательное состояние благодаря самонаведению корреляций между электрическими дипольными моментами оптических переходов атомов через общее для них поле излучения. В результате, система  $N$  инвертированных атомов может спонтанно перейти в основное состояние за время, обратно пропорциональное числу атомов, излучая при этом когерентный световой импульс, интенсивность которого пропорциональна  $N^2$ . Однако самонаведение корреляций не является необходимым моментом в процессе сверхизлучения. В общем случае, атомы можно возбуждать когерентным импульсом света, сразу создавая макроскопическую поляризацию. Тогда коллективный характер спонтанного излучения проявляется в том, что длительность оптического отклика среды уменьшается с увеличением ее оптической толщины, а сам отклик испытывает модуляцию амплитуды и фазы, что является следствием прохождения излучения через оптически толстую резонансную среду. Возбужденная таким образом система атомов испускает импульс сверхизлучения в направлении распространения импульса накачки, а весь процесс коллективного поглощения и излучения света называется сверхизлучательным рассеянием вперед.

Оптимизируя форму возбуждающего импульса можно добиться того, чтобы вероятность сверхизлучательного рассеяния вперед стремилась к единице с увеличением оптической толщины. Здесь важно отметить, что в качестве возбуждающего импульса могут использоваться очень слабые импульсы света, в частности – однофотонные волновые пакеты. Это означает, что вероятность прохождения фотона сквозь оптически толстую среду за счет его поглощения и последующего излучения вперед при определенных условиях может быть близкой к единице. В связи с этим изучение особенностей сверхизлучательного рассеяния является интересным не только с фундаментальной точки зрения, но и имеет непосредственное отношение к оптимизации устройств оптической квантовой памяти, способных записывать, хранить и воспроизводить однофотонные квантовые состояния электромагнитного поля (см. обзоры

[4–7]). С формальной точки зрения, цикл записи и воспроизведения однофотонного состояния (без учета процессов, отвечающих за хранение информации) можно рассматривать как процесс рассеяния однофотонного волнового пакета на запоминающем устройстве. В том случае, когда в качестве носителя информации используются многоатомные резонансные системы, процесс рассеяния носит коллективный характер и может быть назван сверхизлучательным. Таким образом, изучение закономерностей сверхизлучательного рассеяния света позволяет достаточно просто проанализировать эффективность работы оптического запоминающего устройства и определить оптимальные условия записи и считывания квантового состояния.

В настоящем докладе рассматриваются основные особенности сверхизлучательного рассеяния света в резонансных средах, обладающих различной структурой спектра поглощения, которая представляет наибольший интерес с точки зрения оптической квантовой памяти. Обсуждается вопрос эффективности сверхизлучательного рассеяния вперед и оптимизации записи и считывания квантовых состояний [8]. Представлены результаты экспериментальных исследований оптического сверхизлучения в примесных кристаллах, активированных редкоземельными ионами, с контролируемой оптической толщиной [9].

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский // УФН. 1980. Т. 131. С. 653.
2. M. Gross, S. Haroche // Phys. Rep. 1982. V. 93. P. 301.
3. M.G. Benedict, A.M. Ermolaev, V.A. Malyshev, I.V. Sokolov, E.D. Trifonov "Superradiance: Multiatomic coherent emission" Bristol-Philadelphia: IOP Publishing, 1996.
4. K. Hammerer, A.S. Sorensen, E.S. Polzik // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 1041.
5. W. Tittel, M. Afzelius, R.L. Cone, T. Chanelière, S. Kröll, S.A. Moiseev, M. Sellars // Laser & Photonics Reviews. 2010. V. 4. P. 244.
6. A.I. Lvovsky, B.C. Sanders, W. Tittel // arXiv:1002.4659 [quant-ph]
7. C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, et al. // arXiv:1003.1107 [quant-ph]
8. A. Kalachev // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. P. 043812.
9. A. Walther, A. Amari, S. Kröll, A. Kalachev. Phys. Rev. A. 2009. V. 80. P. 012317.

## ТУННЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ СКВОЗЬ УЗКУЮ ИНДУЦИРОВАННУЮ НЕОДНОРОДНОСТЬ

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

Московский Государственный университет, физический факультет, кафедра  
фотоники и физики микроволн

[kalinovich@nls.phys.msu.ru](mailto:kalinovich@nls.phys.msu.ru)

Эффект полного внутреннего отражения известен давно. В последнее время он привлек большое внимание в нелинейной оптике. Было показано, что в дефокусирующих средах мощная волна накачки создает неоднородность показателя преломления для другой волны. Максимуму интенсивности накачки соответствует минимум показателя преломления. В результате этого второй пучок при прохождении через эту неоднородность испытывает рефракцию. Если угол пересечения пучков небольшой, то траектория второго пучка искривится, происходит нелинейное полное внутреннее отражение. Данное явление было хорошо изучено для случаев трехчастотного взаимодействия [1], фоторефрактивных сред [2] и сред с тепловой дефокусирующей нелинейностью [3]. Однако в упомянутых работах пучок накачки брался достаточно широкий, благодаря чему и достигалось отражение сигнального пучка. В данной работе рассматривается влияние ширины пучка накачки на отражение. Если размер неоднородности небольшой, то часть сигнального пучка может проникнуть сквозь нее, аналогично квантовому эффекту туннелирования. Были рассмотрены случаи трехчастотного взаимодействия и фоторефрактивных сред.

Уравнения для огибающих пучков  $A_j$  ( $j=1,2,3$ ) при трехчастотном взаимодействии имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1\Delta_{\perp}A_1 &= -i\gamma_1A_3A_2^*, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2\Delta_{\perp}A_2 = -i\gamma_2A_3A_1^*, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} + iD_3\Delta_{\perp}A_3 &= i\Delta k_m A_3 - i\gamma_3A_1A_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $D_j = (2k_j)^{-1}$  – коэффициент дифракции,  $\gamma_j = 2\pi \vec{e}_1 \hat{\chi}^{(2)} \vec{e}_2 \vec{e}_3 \omega_j / (cn_j)$  – коэффициент нелинейности,  $\hat{\chi}^{(2)}$  – тензор квадратично нелинейной восприимчивости,  $n_j$  – линейный коэффициент преломления,  $c$  – скорость света,  $\Delta k_m = k_1 + k_2 - k_3$  – дисперсионная расстройка волновых векторов. Было проведено численное моделирование данных уравнений для различных величин ширины накачки  $w$ . Результаты моделирования приведены на рис. 1 а, б. При уменьшении ширины накачки коэффициент отражения  $R$  падает, коэффициент прохождения  $T$  становится отличным от

нуля. Однако при этом часть энергии переходит в пучок третьей частоты, из-за чего сумма коэффициентов R и T меньше единицы. Введение ненулевой расстройки волновых векторов (рис. 1 б) несколько увеличивает прохождение пучка, однако усиливает перекачку в третью частоту.

Также был рассмотрен случай фоторефрактивных сред. Уравнения огибающих  $A_j$  ( $j=1,2$ ) при этом имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1\Delta_{\perp}A_1 &= i\gamma_1 \frac{A_1}{1 + \alpha(|A_1|^2 + |A_2|^2)}, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2\Delta_{\perp}A_2 &= i\gamma_2 \frac{A_2}{1 + \alpha(|A_1|^2 + |A_2|^2)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $D_j$  – коэффициент дифракции,  $\gamma_j$  – коэффициент нелинейности,  $\alpha$  – параметр, описывающий насыщение нелинейности. Уравнения (2) решались численно, зависимость коэффициентов отражения R и прохождения T приведена на рис. 1 в. При небольших ширинах пучка накачки происходит прохождение части энергии сквозь индуцированную нелинейность, коэффициент отражения уменьшается, а коэффициент прохождения растет. Эффект аналогичен квантовому туннелированию сквозь потенциальный барьер конечной ширины.

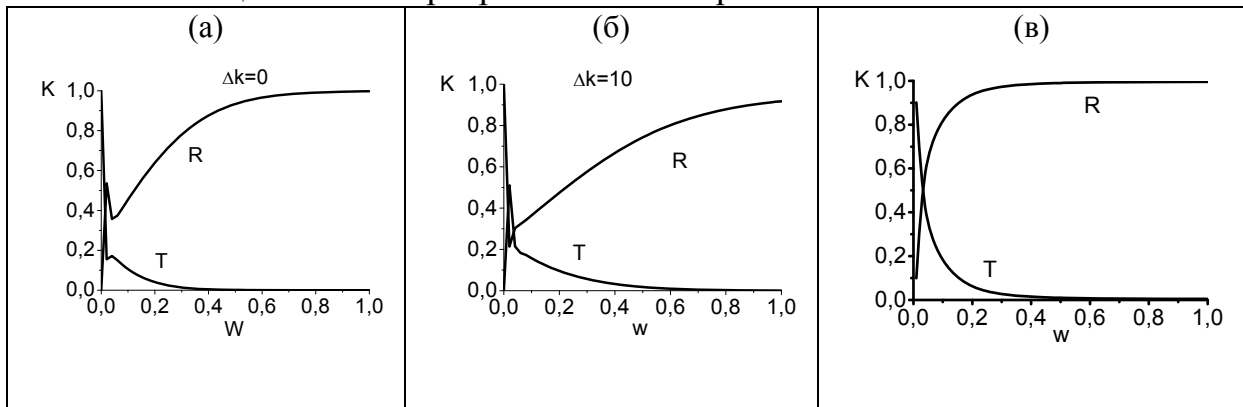


Рис. 1. Зависимость коэффициентов отражения R и пропускания T от ширины пучка w при трехчастотном взаимодействии (а,б) и в фоторефрактивных средах (в).

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. № 12. С. 1775.
2. И.В. Кабакова, А.П. Сухоруков // Изв РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1752.
3. А.А. Калинович, В.Е. Лобанов, А.П. Сухоруков // Изв РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 1. С. 12.

## СПЕКТРОСКОПИЯ МЕТОДОМ НЕКОГЕРЕНТНОГО ФОТОННОГО ЭХА ПРИМЕСНЫХ ПОЛИМЕРОВ В ШИРОКОМ ТЕМПЕРАТУРНОМ ДИАПАЗОНЕ И В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

К.Р. Каримуллин<sup>1,2</sup>, А.В. Наумов<sup>3</sup>, И.Ю. Еремчев<sup>3</sup>, М.В. Князев<sup>3,4</sup>,  
Ю.Г. Вайнер<sup>3,4</sup>, В.В. Самарцев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН

<sup>2</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет

<sup>3</sup> Институт спектроскопии РАН

<sup>4</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет)

[qamil@inbox.ru](mailto:qamil@inbox.ru)

Широкое распространение и поиск новых материалов на основе неупорядоченных органических веществ делает актуальным глубокое изучение их фундаментальных свойств. В данной работе динамика неупорядоченных сред (полимеров) на микроскопическом уровне исследуется при помощи методики оптической спектроскопии некогерентного фотонного эха (НФЭ). Примесные центры – хромофорные молекулы, на электронных переходах которых возбуждаются сигналы фотонного эха (ФЭ), внедряются в малой концентрации в аморфные матрицы и играют роль чувствительных спектральных зондов.

Многочисленные исследования показали, что низкотемпературные свойства неупорядоченных сред являются универсальными для всех таких систем и непосредственно связаны с наличием беспорядка в их внутреннем строении. При низких температурах внутренняя динамика аморфных сред определяется не акустическими фононами, а дополнительными низкоэнергетическими возбуждениями. В температурном диапазоне до нескольких градусов Кельвина – это туннелирующие двухуровневые системы (ДУС) [1], а при более высоких температурах – квазилокализованные низкочастотные колебательные моды (НЧМ) [2]. Существование таких специфических объектов многие авторы связывают с наличием свободного объема в полимерах. Развитие методов высокотемпературной спектроскопии аморфных сред во многом определяет дальнейший прогресс как в области фундаментальных исследований, так и в области практических приложений, связанных, например, с изучением биологических объектов.

Оптическая эхо-спектроскопия даёт возможность измерять однородные ширины ( $\Gamma_{\text{одн}}$ ) электронных переходов хромофоров, скрытые внутри широкого неоднородно-уширенного контура по кривым спада эхо-сигналов. Методика ФЭ эффективна лишь в том диапазоне температур, где в кривой спада удаётся выделить вклад бесфононной линии (БФЛ) электронного перехода, то есть измерить характеристическое время спада – время фазовой релаксации  $T_2$ . С ростом температуры вклад БФЛ

уменьшается и при некоторой температуре кривая становится симметричной. Однако информация о времени дефазировки содержится и в таких симметричных кривых спада. Дело в том, что при одновременном возбуждении резонансной среды лазерными импульсами, последняя высвечивает сигналы так называемого четырёхволнового смешения (ЧВС) в разных направлениях. Варьируя задержку между возбуждающими импульсами и регистрируя одновременно сигналы ЧВС, можно по временной раздвижке между максимумами этих сигналов измерять времена фазовой релаксации  $T_2$ . Для увеличения временного разрешения методики использовали технику НФЭ, подробно описанную нами ранее (см., например, [3]).

Уникальная экспериментальная установка, предназначенная для НФЭ-спектроскопии неупорядоченных сред, была создана в Институте спектроскопии РАН (ИСАН, г. Троицк). Схема данной установки неоднократно обсуждалась ранее (см., например, [4]). В её основе – лазер на красителе, генерирующий импульсы с регулируемой (до 30 нм) шириной, длительностью 15 нс и энергией в импульсе до 2 мДж. Оптическая схема установки состоит из нескольких линий временных задержек, предназначенных для формирования последовательности возбуждающих лазерных импульсов. Прецизионный механизм позволяет регулировать задержку между импульсами в больших пределах с шагом кратным 5,6 фс. Детектирование сигналов ЧВС осуществляется чувствительной ПЗС-камерой с внутренним размножением электронов. Система регистрации – это автоматизированный многоканальный измерительный комплекс, позволяющий управлять линиями временных задержек и стробированием фотоприемника, одновременно регистрировать различные эхо-сигналы и сигнал шумового лазера. Синхронное компьютерное управление лазером, линией задержки, системой регистрации и предварительной обработки измеряемых сигналов осуществляется с помощью специально разработанного (ИСАН) программного обеспечения.

Методом ЧВС с использованием некогерентного лазера нами были исследованы при высоких температурах процессы сверхбыстрой дефазировки в ряде полимеров с примесью различных красителей и измерены времена фазовой релаксации. Изучены полиметилметакрилат, допированный красителем родамин-101 и молекулами тетра-tert-бутил-террилена (ТБТ), поливинилбутираль с примесью органического красителя стирил-9М, а также полиизобутилен, допированный ТБТ (ТБТ/ПИБ) [5].

С использованием развитой методики НФЭ была измерена  $\Gamma_{\text{одн}}(T)$  полосы  $S_0-S_1$  перехода хромофорных молекул ТБТ в матрице ПИБ в широком температурном диапазоне [5] (рис. 1). Полученные результаты были проанализированы в сравнении с данными экспериментов по ФЭ в данной системе при температурах от 0,35 до 25 К [6].



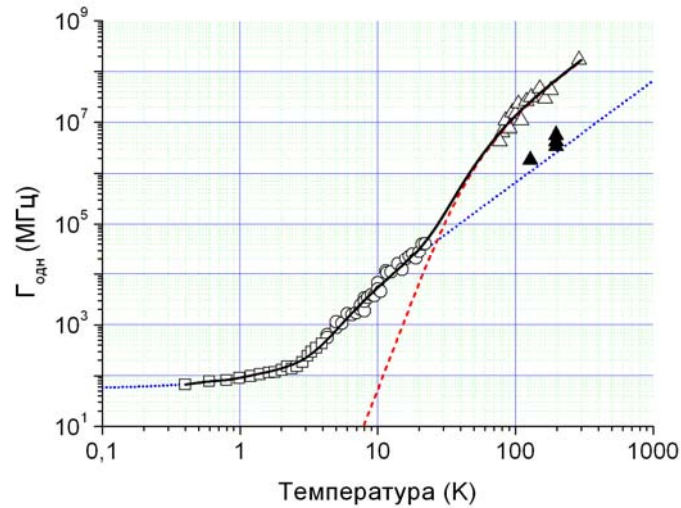


Рис. 1. Температурная зависимость  $\Gamma_{\text{одн}}(T)$  спектральной полосы перехода  $S_0-S_1$  молекул тетра-tert-бутил-террилена в матрице полиизобутилена в диапазоне температур от 0,35 до 300 К, измеренная методами двухимпульсного ФЭ ( $\square$ ) [6] и НФЭ ( $\circ$ ) [6] и ( $\Delta$ ) [5]. Пунктирная линия – результат расчёта в рамках модели взаимодействия хромофоров с ДУС и НЧМ, штриховая линия – аппроксимация формулой (1), сплошная линия – результат учёта обеих моделей; ( $\blacktriangle$ ) – результат действия высокого (800 МПа) давления.

Было показано, что данные высокотемпературных измерений не могут быть объяснены лишь с учётом взаимодействия хромофорных молекул с ДУС и НЧМ. Наблюдаемая при высоких температурах зависимость  $\Gamma_{\text{одн}}(T)$  была описана нами в рамках динамической теории оптической дефазировки в твердотельных средах, развитой И.С. Осадько и учитывающей взаимодействие примесного центра с акустическими фононами матрицы [7] с дебаевским спектром. Отметим, что ранее в рамках данного подхода авторы работы [8] описали  $\Gamma_{\text{одн}}(T)$  линии  ${}^5D_0-{}^7F_0$  перехода редкоземельных ионов  $\text{Eu}^{3+}$ , внедрённых в матрицу неорганического стекла, однако, комплексного исследования динамики оптических спектров в широком диапазоне высоких температур не проводили.

Для случая слабого температурного уширения и сдвига спектральной линии в дебаевском приближении для фононного спектра можно получить следующую упрощённую формулу [7]:

$$\Gamma_{\text{одн}}(T) = 18\pi\nu_{\text{д}} b^2 \left( \frac{T}{\Theta} \right)^7 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{x^6 e^x}{(e^x - 1)^2} dx, \quad (1)$$

где  $b = W/\square_{\text{д}}$  – безразмерный параметр,  $W$  – константа электрон-фононного взаимодействия,  $\square_{\text{д}}$  и  $\square = k_{\text{Б}}\square_{\text{д}}$  – частота и температура Дебая.

Измеренная в нашем образце зависимость  $\Gamma_{\text{одн}}(T)$  при высоких температурах была аппроксимирована уравнением (1) (штриховая линия на рис. 1). Параметры подгонки:  $\square = 260$  К,  $W = 2,05 \cdot 10^{16}$  ед. Полученное

значение  $\square = 260$  К хорошо соответствует данным для полиметилметакрилата (265 К) и для многих других полимеров. При высоких температурах определяющий вклад в однородное уширение спектральной полосы молекул тетра-терт-бутил-террилена вносит их взаимодействие с колебательными возбуждениями матрицы – полиизобутилена, характеризующимися дебаевским спектром. Из анализа  $\Gamma_{\text{одн}}(T)$  также определили температуру перехода ( $T_{tr}=25$  К) от механизма оптической дефазировки, обусловленного взаимодействием хромофорных молекул с квазилокализованными колебательными возбуждениями матрицы, к механизму, вызванному взаимодействием хромофоров с акустическими фононами, с дебаевским спектром.

Дополнительно было исследовано влияние повышенного давления на оптические спектры примесных центров в полимерах. Обнаружено, что под давлением около 800 МПа время фазовой релаксации значительно увеличивается (то есть уменьшается однородная ширина перехода). Данный факт может быть обусловлен коллапсом ДУС и НЧМ в условиях сокращения свободного объема полимера при высоком давлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 10-02-90714-моб\_ст (Программа «Мобильность молодых учёных»), 08-02-00032а, 10-02-00004а), Президиума РАН (Программа «Квантовая физика конденсированных сред»), ОФН РАН (Программа «Фундаментальная оптическая спектроскопия и её приложения» и «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред»).

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Phillips // J. Low Temp. Phys. 1972. V. 7. P. 351.
2. U. Buchenau et.al. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. P. 5665.
3. В.А. Зуйков и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. С. 67.
4. К.Р. Каримуллин и др. // Учён. зап. КГУ. Сер. "Физ.-мат. науки". 2008. Т. 150. С. 148.
5. К.Р. Каримуллин и др. // Учён. зап. КГУ. Сер. "Физ.-мат. науки". 2010. Т. 152. (в печати).
6. Yu.G. Vainer et.al. // J. Luminescence. 2000. V. 86. P. 265.
7. И.С. Осадько // УФН. 1979. Т. 128. С. 31.
8. S. Gladenkova, I. Osad'ko // Chem. Phys. Lett. 1991. V. 187. P. 628.

ВЗАИМНОЕ ВЫПРЯМЛЕНИЕ ДВУХ СИНУСОИДАЛЬНЫХ ВОЛН С  
ОРТОГОНАЛЬНЫМИ ПЛОСКОСТЯМИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В  
СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

С.В. Крючков, Е.И. Кухарь, В.А. Яковенко

Волгоградский государственный педагогический университет

В последнее время возрос интерес к низкоразмерным структурам на основе графена, в частности, к сверхрешеткам (СР) [1]. В [2] изучен электронный спектр СР, образованной графеновым листом, нанесенным на периодическую подложку. Возможность проявления ряда нелинейных кинетических эффектов в графене связано с непараболичностью и неаддитивностью его энергетического спектра. Неаддитивность спектра приводит к взаимному влиянию движений электрона вдоль взаимно перпендикулярных направлений.

В [2] показано, что вблизи дираковской точки энергия движения электрона вдоль оси СР периодически зависит от его квазиимпульса в этом направлении. Электронный спектр СР на основе графена можно записать приближенно в виде:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \sqrt{\Delta^2 + v_F^2 p_y^2 + \frac{2\hbar^2 v_F^2}{d^2} \left(1 - \cos\left(\frac{p_x d}{\hbar}\right)\right)}, \quad (1)$$

где  $\Delta$  – энергетическое расстояние между положением середины запрещенной энергетической зоны щелевой модификации графена и положением дираковской точки бесщелевой модификации,  $v_F$  – скорость на поверхности Ферми,  $d$  – период СР,  $Ox$  – ось СР. Выражение (1) находится в согласии с моделью [2], если выполняется условие:

$$\gamma = \hbar v_F / d\Delta \ll 1. \quad (2)$$

В [3] изучено взаимное выпрямление в объемной СР двух синусоидальных электромагнитных (ЭМ) волн, частота одной из которых вдвое меньше, чем у другой. В [3] напряженности электрических полей ЭМ волн совершали осцилляции вдоль одного направления. Благодаря неаддитивности спектра СР на основе графена такой эффект оказывается возможным и для полей, осциллирующих во взаимно перпендикулярных направлениях.

В данной работе изучено взаимное выпрямление двух синусоидальных ЭМ волн, падающих нормально на плоскость графена, таким образом, что напряженности электрических полей волн взаимно перпендикулярны. Потенциалы полей ЭМ волн имеют вид:

$$A_x = \frac{cE_2}{2\omega} \sin(2\omega t), \quad A_y = \frac{cE_1}{\omega} \sin(\omega t + \alpha), \quad (3)$$

где  $\omega$  частота одной из волн,  $E_1$ ,  $E_2$  – амплитуды напряженностей электрического поля волн. Введем обозначения:  $x = p_x d / \hbar$ ,  $y = p_y d / \hbar$ ,  $\phi = edA_x / c\hbar$ ,  $\theta = edA_y / c\hbar$ ,  $a = edE_1 / \hbar\omega$ ,  $b = edE_2 / \hbar\omega$ , причем считаем, что  $a \ll 1$ . В этих условиях плотность электрического тока вдоль оси  $Ox$  в приближении постоянного времени релаксации  $\tau$  рассчитывается по следующей формуле:

$$j_x = -\frac{e}{\tau} \int_{-\infty}^t dt' e^{-\frac{t-t'}{\tau}} \sum_{\mathbf{p}} V_x \left( \mathbf{p} + \frac{e}{c} (\mathbf{A}(t) - \mathbf{A}(t')) \right) f_0(\mathbf{p}), \quad (4)$$

где  $f_0(\mathbf{p})$  – равновесная функция распределения,  $V_x(\mathbf{p})$  – скорость электрона вдоль оси  $CP$ , вычисляемая по формуле:

$$V_x = \frac{\Delta d}{\hbar} \frac{\gamma^2 \sin x}{\sqrt{1 + \gamma^2 y^2}}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), учитывая, что  $a \ll 1$ , и оставляя только те слагаемые, которые имеют постоянную составляющую, получаем для плотности тока, усредняемой по периоду волны, следующее выражение:

$$\langle j_x \rangle = \frac{e\Delta d \gamma^4}{2\hbar\tau} \left\langle \int_{-\infty}^t dt' e^{-\frac{t-t'}{\tau}} (\theta - \theta')^2 \sin(\phi - \phi') \sum_{\mathbf{p}} \cos x f_0(\mathbf{p}) \right\rangle, \quad (6)$$

После подстановки (3) в (6), интегрируя по времени и усредняя по периоду волны, получаем следующую формулу для постоянной составляющей плотности тока:

$$\langle j_x \rangle = j_0 a^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(b) J_{n+1}(b) \frac{\sin 2\alpha + (2n+1)\omega\tau \cos 2\alpha}{1 + (2n+1)^2 \omega^2 \tau^2}, \quad (7)$$

где  $j_0 = n_0 e \Delta d \gamma^4 / 2\hbar$ ,  $n_0$  – концентрация свободных электронов в графене.

Работа поддержана грантом РФФИ № 10-02-97001-р\_поволжье\_a и проводилась в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.А. Чернозатонский, П.Б. Сорокин, Е.Э. Белова, Й. Брюнинг, А.С. Федоров // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. В. 3. С. 141.

2. П.В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 6. С. 515.
3. С. Менса, Г.М. Шмелев, Е.М. Эпштейн // Изв. вузов. Физика. 1988. № 6. С. 112.

## ФОРМИРОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ КОНИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

С.Н. Курилкина<sup>1</sup>, Е.Е. Ушакова<sup>2</sup>

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН РБ<sup>1</sup>

Белорусский государственный университет<sup>2</sup>

[s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by](mailto:s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by), [ekatevgush@tut.by](mailto:ekatevgush@tut.by)

Для формирования монохроматических бесселевых световых пучков наиболее широко используются методы, основанные на применении кольцевой диафрагмы и линзы [1], а также аксикона [2]. Однако, при использовании данных методов для создания бесселевых световых импульсов (БСИ) сверхкороткой длительности возникают проблемы, обусловленные влиянием дисперсии. В настоящих тезисах обоснована возможность получения БСИ с помощью конического зеркала.

Рассмотрим коническое зеркало (рис.1), функция пропускания которого определяется выражением [3, 4]:

$$T_{mir}(r, \omega) = \exp[-2ikr \cdot \text{tg}(\gamma_{mir} / 2)]. \quad (1)$$

Здесь  $k = \omega/c$  – волновое число,  $\pi - \gamma_{mir}$  – угол при вершине конического зеркала (причем величина  $\gamma_{mir}$  выбирается малой). Коническое зеркало отклоняет направление распространения импульса на угол  $\varphi_{mir} = \gamma_{mir}$  по отношению к продольной оси  $z$ . За коническим зеркалом формируются две характерные зоны. Первая, бездифракционная зона отличается тем, что в ней все отклоненные зеркалом парциальные волны, составляющие импульс, интерферируют друг с другом, формируя бесселево распределение интенсивности. Ее продольный размер может быть рассчитан как  $z_d = w/\varphi_{mir}$ . В другой, следующей за бездифракционной, зоне волны отклоняются по различным направлениям, не перекрываясь, и поперечный профиль интенсивности формируемого светового поля представляет собой кольцо.

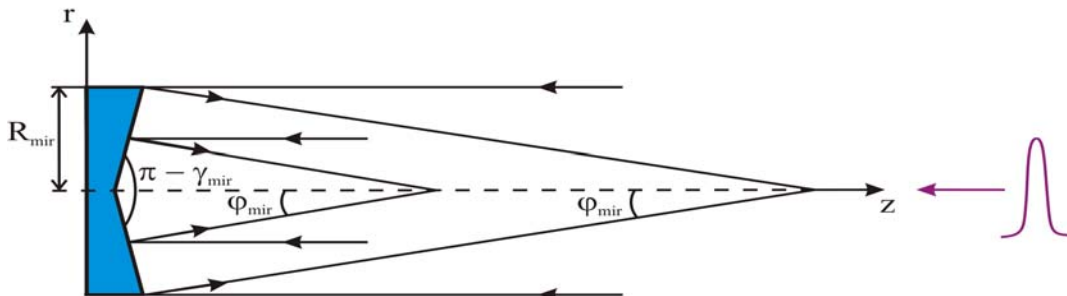


Рис. 1. Схема формирования бесселева светового импульса с помощью конического зеркала.

Пусть вдоль оптической оси  $z$  на коническое зеркало, вершина которого совмещена с точкой  $z = 0$ , падает импульс (Рис. 1) с огибающей гауссовой формы и амплитудой, зависящей от поперечной координаты  $r$

$$E(r, t) = E_0 \cdot \exp(-r^2/2w^2) \cdot \exp(-t^2/t_0^2) \cdot \exp(i\omega_0 \cdot t), \quad (2)$$

где константа  $t_0$  связана с начальной длительностью импульса  $\tau_0$ , определяемой по уровню половины от максимальной мощности излучения, соотношением  $t_0 = \tau_0/\sqrt{2 \ln 2}$ ;  $w$  – радиус (полуширина) импульса по уровню интенсивности, равному  $e^{-1}$  максимальной интенсивности;  $\omega_0$  – центральная частота импульса.

Используя дифракционный интеграл Кирхгофа [5], преобразование амплитуды одной частотной компоненты импульса, вносимое коническим зеркалом, можно представить в виде:

$$E(r, z, \omega) = -ik/z \cdot \exp(ikr^2/2z) \int_0^{R_{mir}} T_{mir}(r', \omega) \cdot \exp(-r'^2/2w^2) \times \\ \times \exp(ikr'^2/2z) \cdot J_0(kr'r/z) \cdot r' dr'. \quad (3)$$

Принимая во внимание вклад, вносимый всеми частотными составляющими импульса, а также выражение (3), получаем выражение для электрической напряженности импульса, формируемого коническим зеркалом:

$$E(r, z, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} t_0 \cdot \exp(-\omega^2 t_0^2/4) \cdot E(r, z, \omega) \cdot \exp\{i[k_z(\omega)z - \omega t]\} d\omega, \quad (4)$$

В (4) продольная составляющая волнового вектора  $k_z(\omega) = k \cdot \cos(\varphi_{mir})$  может быть аппроксимирована следующим образом [6]:

$$k_z(\omega) = k_{z,0} + k'_{z,0}(\omega - \omega_0) + 1/2 \cdot k''_{z,0}(\omega - \omega_0)^2 + 1/6 \cdot k'''_{z,0}(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (5)$$

где  $k'_{z,0}$ ,  $k''_{z,0}$ ,  $k'''_{z,0}$  – первая, вторая и третья производные продольной компоненты волнового вектора по частоте в точке  $\omega = \omega_0$ .

При распространении сверхкоротких импульсов в диспергирующих средах (в случае попадания импульса в область «нулевой дисперсии») необходимо учитывать дисперсионный параметр третьего порядка  $k'''_{z,0}$ .

Однако, в ситуациях, удовлетворяющих условию  $k''_{z,0}(\omega - \omega_0)^2 \gg k'''_{z,0}(\omega - \omega_0)^3$ , оправданным является пренебрежение третьим слагаемым в (5).

В результате интегрирования с учётом удержания в (5) частотных слагаемых до второго порядка включительно (4) можно представить в виде

$$E(r, z, t) = \exp[i(k_{z,0}z - \omega_0 t)] \times \\ \times \left[ E(r, z, \omega_0) / (1 - 2i\mu)^{1/2} - 4i\tau E_{1,0} / t_0 (1 - 2i\mu)^{3/2} + E_{2,0} (1 - 2i\mu - 2\tau^2) / t_0^2 (1 - 2i\mu)^{5/2} \right] \times \\ \times \exp(-\tau^2 / 1 - 2i\mu) \quad (6)$$

$$\text{Здесь } \mu = k'_{z,0} z / t_0^2, \quad E_{1,0} = \left. \frac{\partial E(r, z, \omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_0}, \quad E_{2,0} = \left. \frac{\partial^2 E(r, z, \omega)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0}, \quad \tau = \frac{t - k'_{z,0} z}{t_0}.$$

В последующих расчетах полагаем, что падающий на коническое зеркало импульс характеризуется начальной длительностью  $t_0 = 700$  фс, центральной частотой  $\omega_0 = 3,46 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , полушириной  $w = 0,64$  см, коническое зеркало имеет радиус  $R_{mir} = 1,27$  см, угол  $\gamma_{mir} = 1^\circ$

Численное моделирование, проведенное на основании полученных выше выражений, показывает, что поперечный профиль распределения интенсивности импульса, сформированного с помощью конического зеркала на расстоянии  $z$  от него, характеризуется узким центральным максимумом, окруженным побочными максимумами, уменьшающимися по амплитуде при приближении к периферии, т. е. является бесселевым (рис. 2).

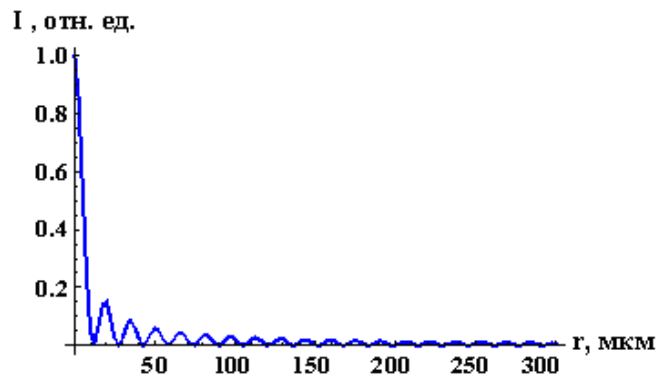


Рис. 2. Зависимость поперечного профиля интенсивности бесселева светового импульса, сформированного с помощью конического зеркала на расстоянии  $z = 18,8$  см от него.

На рис.3 приведена форма огибающей БСИ, сформированного с помощью конического зеркала, рассчитанная с помощью выражения (6). Как видно из рис.3, максимум огибающей распространяется со скоростью, превышающей групповую скорость импульса.



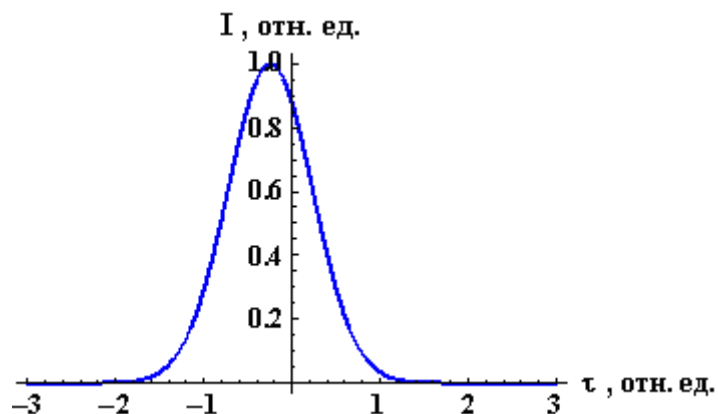


Рис. 3. Зависимость от параметра  $\tau = (t - k'_{z,0}z)/t_0$  огибающей интенсивности бesselева светового импульса, сформированного с помощью конического зеркала на расстоянии  $z = 18,8$  см от него.

Заметим, что использование конического зеркала вследствие отсутствия влияния дисперсии позволяет значительно упростить схему получения бesselевых световых импульсов сверхмалой длительности, не испытывающих как дифракционную расходимость, так и дисперсионное расплывание при распространении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Durnin, J.J. Miceli, J.H. Eberly // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1499.
2. J. Lin, M. Wei, H. Liang, K. Lin, W. Hsieh. // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 2940.
3. S.R. Mishra, S.K. Tiwari, S.P. Ram, S.C. Mehendale // Opt. Eng. 2007. V. 46. P. 084002.
4. K.B. Kuntz, B. Braverman, S.H. Youn, M. Lobino, E.M. Pessina, A.I. Lvovsky // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. P. 043802.
5. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин «Физическая оптика» М.: 2004.
6. В.И. Борисов, В.И. Лебедев, С.Н. Перепечко «Введение в оптику ультракоротких лазерных импульсов» Могилёв: 2005.

## ГЕНЕРАЦИЯ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЙЯНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ

И.З. Латыпов, А.В. Шкаликов, А.А. Калинин, А.А. Калачев, В.В.

Самарцев

*КФТИ им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН*

[bibidey@mail.ru](mailto:bibidey@mail.ru)

Интенсивное развитие систем квантовой связи и квантовой информатики требует постоянного совершенствования характеристик носителей информации. Однофотонные источники света, как носители квантовой информации, обладают малым взаимодействием с окружающей средой и, поэтому, представляют интерес для использования в квантовой криптографии и линейных квантовых вычислениях [1,2].

На сегодняшний день существует целый ряд методов получения однофотонных состояний света [3, 4] каждый из которых обладает рядом преимуществ и недостатков в сравнении по таким параметрам как яркость, ширина спектра, простота управления и др. Один из способов получения однофотонных состояний основан на явлении спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [5]. В процессе СПР фотон накачки испытывает неупругое рассеяние на нелинейном кристалле, в результате чего происходит рождение двухфотонов (сигнального и холостого), обладающих высокой квантовой корреляцией. Рожденная пара фотонов (бифотон) удовлетворяет условиям синхронизма, согласно которым сигнальные и холостые фотоны имеют заданные частоты, направление и поляризацию. Именно парная группировка лежит в основе создания двухфотонных и однофотонных источников света. Помимо этого, особенностью спектра СПР является его широкий непрерывный спектр, не связанный непосредственно с собственными частотами нелинейного кристалла. Ширина спектра обычно составляет сотни ГГц, что делает однофотонные источники малоэффективными для приложений, связанных, например, с устройствами оптической квантовой памяти [6,7], где требуются источники с шириной полосы от десятков ГГц до сотен МГц. Однако, есть способ эффективного управления спектром СПР. Он заключается в помещении нелинейного кристалла в оптический резонатор [8], обладающий высоким коэффициентом отражения для бифотонов и высоким коэффициентом пропускания для изучения накачки. Внутри резонатора скорость генерации бифотонов возрастает пропорционально квадрату резкости резонатора, а спектральная ширина бифотонного поля может быть снижена до величины полосы пропускания резонатора. Именно эти особенности позволяют сделать однофотонные и двухфотонные источники на основе явления СПР одними из наиболее перспективных на сегодняшний день [9,10].

В данной работе теоретически рассмотрены и проведены эксперименты по генерации ортогонально-поляризованных пар фотонов в нелинейном кристалле ВВО, помещенном в оптический резонатор. Измеренные корреляционные функции второго порядка для установок однорезонаторного и двухрезонаторного ПГС согласуются с теоретическими расчетами, а ширина корреляционных функций говорит о том, что широкий спектр СПР был преобразован в набор относительно узких спектральных линий (порядка сотен МГц) с высокой по сравнению с однопроходным СПР яркостью. На основе экспериментальной установки, собранной для случая однорезонаторного ПГС можно создать источник узкополосных однофотонных состояний света.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.М. Bennett, G. Brassard // in Proceedings of the IEEE Conference on Computers, Systems, and Signal Processing in Bangalore, India (IEEE, New York). 1984. P. 175.
2. E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn, // Nature (London). 2001. V. 409. P. 46.
3. C. Brunel, B. Lounis, P. Tamarat, M. Orrit, // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 2722.
4. C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, H. Weinfurter, // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 290.
5. Д.Н. Клышко "Фотоны и нелинейная оптика" М.: Наука, 1980.
6. H.-J. Briegel, W. Dur, J.I. Cirac, P. Zoller, // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5932.
7. P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T.C. Ralph, J.P. Dowling, G.J. Milburn // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 135.
8. Y.J. Lu, Z.Y. Ou, // Phys. Rev. A. 2000. V. 62. P. 033804.
9. C.E. Kuklewicz, F.N.C. Wong, J.H. Shapiro // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 223601.
10. J.S. Neergaard-Nielsen, B. Melholt Nielsen, H. Takahashi, A.I. Vistnes, E.S. Polzik // Opt. Express. 2007. V. 15. P. 7940.

ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ И АТЕРМАЛЬНЫЕ  
НАПРАВЛЕНИЯ В АНИЗОТРОПНОМ ЛАЗЕРНОМ КРИСТАЛЛЕ  
ND:KGW

П.А. Лойко<sup>1</sup>, К.В. Юмашев<sup>1</sup>, Н.В. Кулешов<sup>1</sup>, А.А. Павлюк<sup>2</sup>  
<sup>1</sup> НИИ оптических материалов и технологий БНТУ, Минск, Беларусь  
<sup>2</sup> Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, Россия  
[kinetic@tut.by](mailto:kinetic@tut.by)

Кристалл калий-гадолиниевого вольфрамата  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ , активированный ионами неодима  $\text{Nd}^{3+}$ , является перспективной средой для создания мощных лазерных систем с ламповой и диодной накачкой, генерирующих излучение в области длин волн  $\sim 1$  мкм и  $\sim 1.3$  мкм и нелинейно-оптических применений (ВКР-преобразования частоты) [1-3]. Главное негативное свойство кристалла Nd:KGW – значительные термооптические искажения активных элементов на его основе [1-2]. Компенсация термооптических искажений может быть достигнута вырезкой кристалла вдоль атермальных направлений [1-4]. Актуальным представляется теоретический и экспериментальный поиск таких направлений. Целью данной работы является экспериментальное определение термооптических постоянных  $dn/dT$  и расчет атермальных направлений в кристалле Nd:KGW.

Для определения термооптических постоянных использовался метод пробного пучка [4]. Пробный пучок формировался излучением He-Ne лазера ( $\lambda_{\text{probe}} = 632.8$  нм, ТЕМ<sub>00</sub> мода, линейно поляризованное излучение). Пучок проходил через исследуемый кристалл, в котором поддерживался линейный градиент температуры  $\Delta T = T_h - T_c$  (верхняя и нижняя поверхности образца, который имел форму параллелепипеда, поддерживались при постоянной низкой  $T_c$  и высокой  $T_h$  температурах соответственно). Отклонение пучка от первоначального направления распространения  $\Delta x_{\text{shift}}$ , вызванное наличием в кристалле линейного градиента температуры, регистрировалось при помощи ПЗС-камеры. Это позволяет рассчитать величину  $dn/dT + (n-1) \cdot \alpha_T = (1)$ ,  $dn/dT$  – температурный коэффициент показателя преломления  $n$ ,  $\alpha_T$  – коэффициент линейного термического расширения (для соответствующих направлений распространения и поляризаций пробного излучения),  $L$  и  $H$  – соответственно длина и высота образца в направлениях распространения пробного пучка и в направлении градиента температуры [4]:

$$\frac{dn}{dT} + (n-1) \cdot \alpha_T = \frac{\Delta x_{\text{shift}}}{L \cdot L_{\text{scr}}} \cdot \frac{H}{\Delta T_{h-c}}. \quad (1)$$

Для определения величин  $dn/dT$  было изготовлено три образца из Nd(3 ат.%):KGW, вырезанных в системе осей эллипсоида оптической индикатрисы ( $N_p, N_m, N_g$ ), размерами 10 мм (=  $L$ ) × 5 мм (=  $H$ ) × 5 мм. Результаты измерения величин  $dn/dT+(n-1)\alpha_T$  и расчета термооптических постоянных  $dn/dT$  для всех исследованных образцов представлены в табл.1.

**Табл. 1.** Величины  $(dn/dT+(n-1)\alpha_T)$  и термооптические постоянные  $dn/dT$  для лазерного кристалла Nd(3 ат.%):KGW (длина волны пробного излучения 632.8 нм).

	$(dn/dT+(n-1)\alpha_T), 10^{-6} \text{ K}^{-1}$				$(dn/dT), 10^{-6} \text{ K}^{-1}$		
	$E \parallel N_p$	$E \parallel N_m$	$E \parallel N_g$		$E \parallel N_p$	$E \parallel N_m$	$E \parallel N_g$
$k \parallel N_p$	–	-7,12	-13,07	$k \parallel N_p$	–	-9,84	-15,89
$k \parallel N_m$	-3,26	–	-3,48	$k \parallel N_m$	-15,02	–	-16,07
$k \parallel N_g$	+2,16	+6,83	–	$k \parallel N_g$	-14,56	-10,43	–

Величины  $dn/dT+(n-1)\alpha_T$  в кристалле Nd:KGW имеют различные знаки для различных поляризаций ( $E$ ) и направлений распространения ( $k$ ) пробного излучения. Термооптические постоянные  $dn/dT$  для кристалла Nd:KGW отрицательны для всех поляризаций пробного излучения  $E \parallel N_p, N_m, N_g$ , и обладают меньшей анизотропией абсолютных значений по отношению к величинам  $dn/dT+(n-1)\alpha_T$ . Полученные значения  $dn/dT$  согласуются с данными работы [1] для кристалла Yb:KGW (длина волны излучения 633 нм) и существенно отличаются от результатов работ [2-3], согласно которым величины  $dn/dT$  для кристалла KGW имеют различные знаки для различных поляризаций [3] и направлений распространения излучения в кристалле [2].

Для некоторых направлений распространения (атермальных) и поляризаций излучения величины  $dn/dT+(n-1)\alpha_T = 0$ . В данной работе исследовалась возможность существования атермальных направлений для поляризаций излучения  $E \parallel N_p, N_m, N_g$ . В кристалле Nd:KGW атермальные направления (при определении  $dn/dT+(n-1)\alpha_T = 0$ ) могут существовать только для поляризаций излучения  $E \parallel N_m$  и  $E \parallel N_p$ . Два атермальных направления расположены в плоскости осей оптической индикатрисы  $N_p-N_g$  и составляют с осью  $N_g$  углы  $\pm 13.7^\circ$  (для поляризации излучения  $E \parallel N_m$ ). Для поляризации  $E \parallel N_p$  два атермальных направления расположены в плоскости осей  $N_m-N_g$ . Одно из них составляет угол  $6.2^\circ$  с осью  $N_g$ , второе расположено под углом  $16.8^\circ$  к оси  $N_m$  (отсчет углов производится по часовой стрелке). Рассчитанные атермальные направления согласуются с данными работы [1] для Yb:KGW.

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. Biswal, et.al. // Appl. Opt. 2005. V.44. P. 3093.

2. I.V. Mochalov // Opt. Eng. 1997. V. 36. P. 1660.
3. V.V. Filippov, et.al. // Appl. Phys. B 2007. V. 87. P. 611.
4. S. Vatnik, et.al. // Appl. Phys. B 2009. V. 95. P. 653.

## ОПТИЧЕСКИЕ ЗАТВОРЫ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

О.С. Ляпкосова, Н.Г. Лебедев

Волгоградский государственный университет  
[lyapkosovaolga@mail.ru](mailto:lyapkosovaolga@mail.ru), [nikolay.lebedev@volsu.ru](mailto:nikolay.lebedev@volsu.ru)

Исследования динамики релаксации электронных возбуждений однослойных углеродных нанотрубок (УНТ) [1] указывают на существование нескольких времен электронной релаксации, которые лежат в диапазоне 50 фс – 15 пс [2]. Этот диапазон интересен с точки зрения создания различных оптических элементов на основе УНТ для использования в качестве быстрых пассивных затворов для лазеров.

Эффект пьезосопротивления полупроводникового кристалла связан с изменением его электропроводности, обусловленным приложением деформации [3]. Деформация полупроводникового кристалла ведет к изменению его зонной структуры, а, следовательно, ширины запрещенной щели. Поэтому пьезорезистивный эффект может быть использован для разработки лазерных затворов. Основной характеристикой пьезорезистивного эффекта является тензор эластопроводимости. Проводимость УНТ определяется строением ее энергетических зон.

В работе представлены результаты теоретического исследования пьезорезистивного эффекта в УНТ двух структурных модификаций: «arm-chair» и «zig-zag» типов. Зонная структура УНТ описывается в рамках модели Хаббарда в  $\pi$ -электронном приближении [1].

Принимая во внимание малые смещения атомов, зонную структуру УНТ можно разложить в ряд, ограничиваясь первыми слагаемыми:

$$\varepsilon(k_x, k_y) \approx \varepsilon_0(k_x, k_y) + R \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} \delta, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0(k_x, k_y)$  - зонная структура недеформированной УНТ,  $R$  – межатомное расстояние,  $\delta$  - относительное изменение длины С-С связи.

Под влиянием деформации сжатия происходит уменьшение ширины запрещенной щели. Под влиянием растяжения у полупроводниковых трубок увеличивается запрещенная зона, что уменьшает их проводимость, а металлические остаются проводящими.

С использованием метода функций Грина в рамках модели Хаббарда по формуле Кубо [5] был проведен теоретический расчет тензора эластопроводимости для ряда УНТ разных типов:

$$\sigma = -\frac{(2\pi)^2 e^2}{2k_B T V \hbar} \sum_k \left( \frac{\partial \varepsilon(k_x, k_y)}{\partial k} \right)^2 \frac{1}{1 + ch \left( \frac{2\varepsilon(k_x, k_y)}{k_B T} \right)} \quad (2)$$

где  $V$  – объём нанотрубки,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура.

На основе формулы (2) проведен теоретический расчет тензора эластопродимости для ряда однослойных углеродных нанотрубок разных типов. Для всех проводящих углеродных нанотрубок его расчетное значение одинаково и равно 6.2 для «arm-chair» и 8.5 для «zig-zag» нанотрубок. Для полупроводящих нанотрубок значение тензора уменьшается с увеличением их диаметра (Рис. 1).

В целом пьезорезистивный эффект может быть использован для практической идентификации однослойных углеродных нанотрубок, разработки устройств преобразования электромеханической энергии, создания оптических материалов с регулируемой неоднородностью.

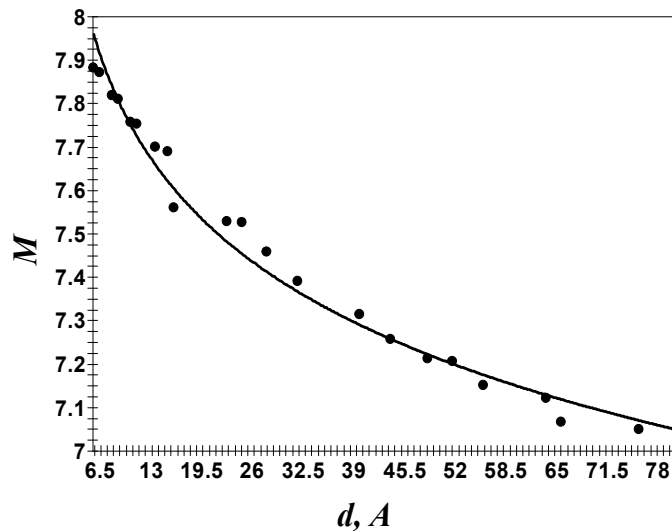


Рис.1. Зависимость компоненты тензора эластопродимости  $M$  от диаметра нанотрубки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. P.J.F. Harris. Carbon nanotubes and relative structures. New materials of twenty-first century, N.-York: Cambridge University Press, 1999, 336 p.
2. Н.Н. Ильичев, Е.Д. Образцова, С.В. Гарнов, С.Е. Мосалева // Нелинейное пропускание одностенных углеродных нанотрубок в тяжелой воде на длине волны 1.54 мкм; получение режима самосинхронизации мод в лазере на стекле с  $\text{Er}^{3+}$  с помощью пассивного затвора на основе этих нанотрубок.
3. Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус «Симметрия и деформационные эффекты в



полупроводниках» М.: Наука, 1972, 584 с.

4. Н.Ф. Степанов «Квантовая механика и квантовая химия» М.: Мир, 2001. 519 с.

5. С.В. Тябликов «Методы квантовой теории магнетизма» М.: Наука, 1975, 527с.

## ДИНАМИКА ИЗОГНУТЫХ ТЕМНЫХ СОЛИТОНОВ

В.А. Миронов, Л.А. Смирнов  
 Институт прикладной физики РАН

Одной из актуальных и быстро развивающихся областей современной нелинейной динамики является теория турбулентности в сверхтекучих жидкостях, к которым относится и бозе-эйнштейновский конденсат (БЭК) атомов щелочных элементов. Для таких сред характерно существование квантовых вихрей, представляющих собой особые линии в распределении скорости потенциального течения. При изучении турбулентности в БЭК важно знать, как образуются и взаимодействуют между собой вихревые структуры. В облаке бозе-газа вихри могут возникать в результате распада протяжённых безвихревых возмущений, неустойчивых по отношению к пространственной модуляции параметров (ширины, скорости распространения и т. д.). Часто хорошей моделью для этих возмущений является «тёмный солитон». Неустойчивость тёмных солитонов неоднократно обсуждалась в литературе [1]. Численное моделирование и лабораторные эксперименты, в частности, показали, что темные солитоны распадаются на набор вихрей с чередующимися полярностями [2,3].

В данной работе предлагается асимптотическая процедура, позволяющая детально описать динамику изогнутых темных солитонов (в том числе и процесс вихреобразования на нелинейной стадии модуляционной неустойчивости) в терминах радиуса кривизны центральной линии и локальной скорости солитона.

Волновая функция  $\Psi(t; \mathbf{r})$  исходно однородного конденсата в приближении среднего поля удовлетворяет уравнению Гросса-Питаевского (ГП), которое в безразмерных переменных имеет следующий вид:

$$i\hbar\partial_t\Psi(t; \mathbf{r}) + (1/2)\Delta\Psi(t; \mathbf{r}) + \left(1 - |\Psi(t; \mathbf{r})|^2\right)\Psi(t; \mathbf{r}) = 0. \quad (1)$$

У (1) имеется однопараметрическое семейство одномерных уединённых решений, называемых тёмными солитонами. Они представляют собой движущиеся с постоянной скоростью  $v_{sol}$  ( $|v_{sol}| \leq 1$ ) провалы концентрации БЭК на фоне постоянной плотности:

$$\Psi_{sol}(t; x) = (1/\Lambda_{sol})th((x - v_{sol}t)/\Lambda_{sol}) + iv_{sol}, \quad (2)$$

где  $\Lambda_{sol} = (1 - v_{sol}^2)^{-1/2}$  – ширина солитона.

Нас будет интересовать квазисолитонные структуры в БЭК, локально близкие к (2), но локализованные в каждый момент времени  $t$  около

плавной кривой линии  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0(s, t)$ , заданной как функция длины дуги  $s$ . Назовем такие структуры изогнутыми темными солитонами. Говорить о них имеет смысл только при выполнении условий:

$$|\partial_s \Lambda(s, t)| \ll 1, \quad |\partial_s \kappa(s, t) \Lambda(s, t)| \ll 1, \quad (3)$$

где  $\kappa(s, t)$  – кривизна опорной линии солитона  $\mathbf{r}_0(s, t)$ .

Опираясь на неравенства (3), можно получить самосогласованную систему уравнений для скорости ( $v_{sol}(s, t)$ ) и кривизны ( $\kappa(s, t)$ ) изогнутого солитона следующего вида:

$$\begin{aligned} \partial_t \kappa - \left( \int_0^s v_{sol} \kappa ds \right) \partial_s \kappa &= \kappa^2 v_{sol} + \partial_{ss}^2 v_{sol}, \\ \partial_t v_{sol} - \left( \int_0^s v_{sol} \kappa ds \right) \partial_s v_{sol} &= -\kappa(1 - v_{sol}^2)/3. \end{aligned} \quad (4)$$

С помощью (4) удастся детально проанализировать динамику аксиальносимметричных темных солитонов, найти раскручивающиеся и скручивающиеся автомодельные решения и, наконец, установить основные закономерности образования вихревых структур на нелинейной стадии модуляционной неустойчивости. Все результаты, полученные на основе развитого в работе асимптотического описания, подтверждены соответствующими численными расчетами, непосредственно выполненными в рамках уравнения ГП (1).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Кузнецов, С.К. Турицын // ЖЭТФ. 1988. Том 94. С. 119.
2. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал "Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов" Физматлит, Москва, 2005.
3. В.А. Миронов, А.И. Смирнов, Л.А. Смирнов // ЖЭТФ. 2010. Том 137. С. 1004.

## КОМПРЕССИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В СОСТАВНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ

О.И. Пасека, А.П. Сухоруков

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет

[olgapaseka@gmail.com](mailto:olgapaseka@gmail.com)

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят широкое применение в нелинейной оптике, медицине, спектроскопии и диагностике сверхбыстрых процессов и материалов, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом и других областях науки и техники [1-10]. Такие импульсы характерны для терагерцового диапазона спектра. Основная задача исследователей состоит в получении как можно более коротких импульсов, в пределе одно - и полупериодных импульсов. Для этого используют различные методы компрессии. Для фазовой модуляции часто используют какую-либо нелинейную среду, а сжатие происходит за счет дисперсии той же нелинейной среды или дисперсии другой среды.

В данной работе рассматривается распространение оптического импульса в составной среде. Первая среда обладает сильной кубичной нелинейностью и слабой дисперсией. Проходя через неё, импульс, первоначально не имевший фазовой модуляции, приобретает её. Вторая, линейная среда подбирается с большой дисперсией второго порядка. В линейной среде происходит сжатие ФМ импульса. Интерес представляет подбор нелинейных и дисперсионных параметров двух сред для максимального сжатия импульса на минимальном расстоянии.

Распространение оптического импульса в среде с дисперсией и кубичной нелинейностью описывается уравнениями Максвелла, из которых с помощью метода медленно меняющегося профиля можно получить следующее уравнение для напряженности электрического поля  $E_j = E_j(z, \tau)$ :

$$\frac{\partial E_j}{\partial z} = D_{3j} \frac{\partial^3 E_j}{\partial \tau^3} + \gamma_j E_j^2 \frac{\partial E_j}{\partial \tau} \quad (1)$$

где  $z$  - расстояние, пройденное импульсом со скоростью света  $c_j$ ,  $\tau_j = t - z / c_j$  - бегущее время,  $\gamma_j$  - коэффициент кубичной нелинейности,  $D_{3j}$  - коэффициент дисперсии 3-го порядка в  $j$ -ой среде. Волновое число спектральной компоненты можно записать согласно (1) как  $k_j = \omega / c_j + D_{3j} \omega^3$ . Начальное условие для входного сигнала зададим в виде гауссова импульса на несущей частоте  $\omega_0$ :

$$E(z=0, \tau) = E_0 \exp(-\tau^2 / T_0^2) \sin(\omega_0 \tau). \quad (2)$$

Уравнение (1) решалось численно при следующих параметрах среды и входного импульса:  $E_0 = 1,1$ ,  $T_0 = 10$ ,  $\omega_0 = 2$ , в нелинейной среде  $D_{31} = -0.02$ , в линейной среде  $D_{32} = -0.04$ ,  $\gamma_1 = 0.05$ . Динамика распространения импульса представлена на рис. 1. Переход из нелинейной в линейную среду происходит на нормированном расстоянии  $z_1 = 80$ . Максимальное сжатие в 1.33 раз достигается во второй линейной среде в точке, расположенной на расстоянии  $z_c = 85$ . Профили импульсов показаны на рис. 2. Профиль импульса при наилучшем сжатии до двух периодов выделен синим цветом.

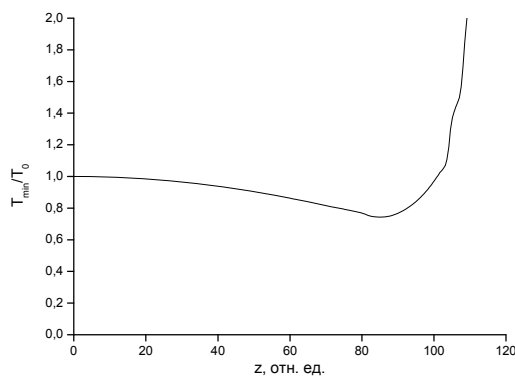


Рис. 1. Зависимость длительности импульса от расстояния в составной среде: слабое сжатие в кубично-нелинейной среде до  $z_1 = 80$ ; затем быстрое сжатие в линейной среде до  $z_c = 85$ , затем дисперсионное расплывание.

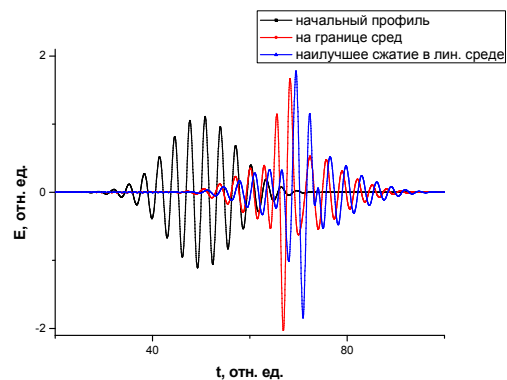


Рис. 2. Профили оптического импульса в составной среде: на входе в нелинейную среду (черный), на границе раздела сред (красный), в точке компрессии в линейной диспергирующей среде (синий).

После прохождения точки компрессии импульс быстро расширяется из-за дисперсионного расплывания (см. правый участок за точкой компрессии  $z > z_c = 85$  на рис. 1).

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ № 08-02-00717, 09-02-01028.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Й. Херман, Б. Вильгельми "Лазеры сверхкоротких световых импульсов" М.:Мир, 1986.
2. A. Baltuska, Z. Wei et al. //Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 102.
3. T. Beddard, M. Ebrahimzadeh // Opt. Lett. 2000. V. 25. P. 1052.

4. С.А. Ахманов, В.А. Вислоух, А.С. Чиркин “Оптика фемтосекундных лазерных импульсов” М.: Наука, 1988.
5. Г. Агравал “Нелинейная волоконная оптика” М.:Наука, 1996.
6. J.M. Dudley, S. Coen // Optics Express. 2004. V. 12, № 11. P. 2423.
7. P. Kinsler, G. H. C. New // Phys. Rev. 2003. A 67.
8. S. Witte, R. Zinkstok, et al. // Optics Express. 2005. V. 13. № 13. P. 4903.
9. F. Tavella, Y. Nomura et al. // Opt. Lett. 2007. V. 32, № 15. P. 2227.
10. M. Nurhuda, A. Suda, M. Kaku, K. Midorikawa // Appl. Phys. B. 2007. V. 89. P. 209.

## НЕПАРАКСИАЛЬНАЯ ДИНАМИКА СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ПОЛЯ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

П.А. Петрошенко

Санкт-Петербургский Государственный Университет Информационных Технологий,  
Механики и Оптики

[pavel@petroshenko.com](mailto:pavel@petroshenko.com)

В настоящей работе уравнение, описывающее непараксиальную динамику пространственно-временного спектра импульса из нескольких колебаний поля в однородной изотропной диэлектрической среде с произвольной спектральной зависимостью линейного показателя преломления и нерезонансной электронной нелинейностью, выведенное в [1], использовано для выявления особенностей самовоздействия непараксиальных двумерных ТЕ-поляризованных импульсов, спектры которых лежат в области нормальной групповой дисперсии.

Динамику пространственно-временного спектра излучения

$$g(z, k_x, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(z, x, t) e^{-ik_x x - i\omega t} dx dt, \quad (1)$$

определяли, численно решая в соответствии с [1-2] уравнение

$$\frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot g + i \frac{\chi \omega^2}{4\pi^3 c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) \cdot \\ \cdot g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) \cdot g(m_x, \alpha - \beta) g(n_x, \beta) dm_x dn_x d\alpha d\beta = 0, \quad (2)$$

где  $z$  - направление распространения излучения,  $x$  - поперечная координата;  $t$  - время;  $k_x$  и  $\omega$  - частоты пространственного и временного спектра;  $n(\omega)$  - линейный показатель преломления среды,  $\chi$  - нелинейная восприимчивость, характеризующая нелинейную часть поляризованности среды  $P_{nl} = \chi E^3$ , которая в данной работе предполагается безинерционной из-за ее нерезонансной природы; функция  $\phi$  описывается соотношением

$$\begin{aligned} \phi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) = & \left( \omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} + \right. \\ & (\omega - \alpha) n(\omega - \alpha) \sqrt{1 - \frac{(k_x - m_x - n_x)^2 c^2}{(\omega - \alpha)^2 n^2(\omega - \alpha)}} + \\ & \left. (\alpha - \beta) n(\alpha - \beta) \sqrt{1 - \frac{m_x^2 c^2}{(\alpha - \beta)^2 n^2(\alpha - \beta)}} + \beta n(\beta) \sqrt{1 - \frac{n_x^2 c^2}{\beta^2 n^2(\beta)}} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Входное (при  $z = 0$ ) пространственно-временное распределение поля излучения полагали гауссовым

$$E(x, t) = E_0 e^{-\left(\frac{x}{\sigma}\right)^2} e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cos(\omega_0 t), \quad (4)$$

дисперсию диэлектрической среды характеризовали соотношением

$$n(\omega) = N_0 + a c \omega^2, \quad (5)$$

которое обычно хорошо описывает зависимость показателя преломления от частоты в области нормальной групповой дисперсии диэлектрика.

На рис. 1-3 представлена динамика поля импульса с  $\omega_0 = 2,4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ,  $\frac{\tau}{T_0} = 3$ ,  $\frac{\sigma}{\lambda_0} = 3$ , где  $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ ,  $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$ , интенсивностью  $I = 0,5 \cdot 10^{12} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$  в кварцевом стекле с  $N_0 = 1,450$ ,  $a c \omega_0^2 = 0,007$ , и коэффициентом нелинейного показателя преломления кварцевого стекла  $n_2 = 2,9 \cdot 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$ .

Из рисунков видно, что распространение импульса сопровождается эффективной генерацией излучения утроенных частот. На расстоянии  $z = 75\lambda_0$  высокочастотный "хвост" отделяется от "материнского" импульса. Происходит, как и предсказано в [1] самоделение сверхкороткого импульса на низкочастотную и высокочастотную части. Дальнейшей генерации утроенных по частоте спектр компонент не происходит из-за уменьшения интенсивности излучения вследствие дифракционного и дисперсионного расплывания импульса.

Рис. 2 демонстрирует формирование вследствие самовоздействия в центральной части непараксиального светового импульса устойчивого по поперечным размерам светового керна. Его фазовые поверхности из-за нелинейности среды отстают от фазовых поверхностей периферии излучения и, в отличие от дифракционно изменяющихся периферийных,



являются плоскими. Поперечные размеры кернa меняются значительно медленнее, чем общий размер дифракционно уширяющегося светового импульса. Различие фазовых скоростей кернa и его оболочки приводит к ветвлению фазовых поверхностей.

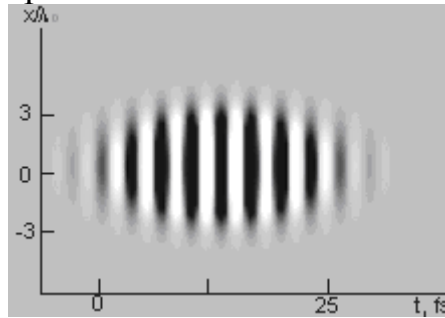


Рис. 1. Поле импульса на входе в среду.

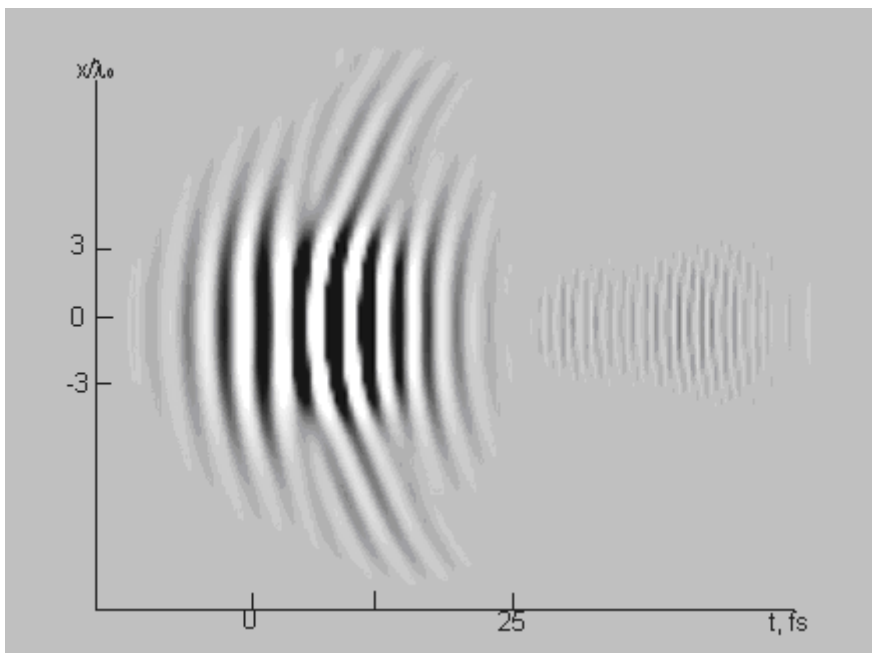


Рис. 2. Поле импульса после прохождения им в среде расстояния  $z = 75\lambda_0$ .

На рис. 3-4 представлены временные спектры импульса на входе в среду и после прохождения расстояния  $z = 75\lambda_0$ . Сплошная линия изображает временной спектр импульса на осевом сечении. Крупная пунктирная и мелкая пунктирная линии изображают спектры импульса на сечениях, удаленных от осевого на 1,5 и 3 центральной длины волны соответственно. Рис. 4 демонстрирует, что при распространении импульса в нелинейной среде происходит генерация высокочастотных компонент. Из рис. 4 видно, что спектр основной части импульса на его периферии (мелкая пунктирная линия) смещается в синюю область, что соответствует ветвлению поверхностей равной фазы излучения, представленной на рис. 2.

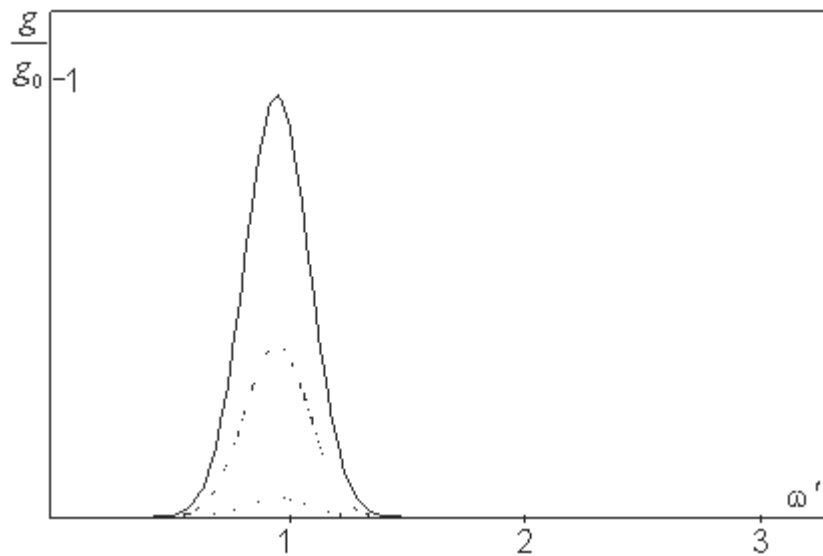


Рис. 3. Спектр импульса на входе в среду.

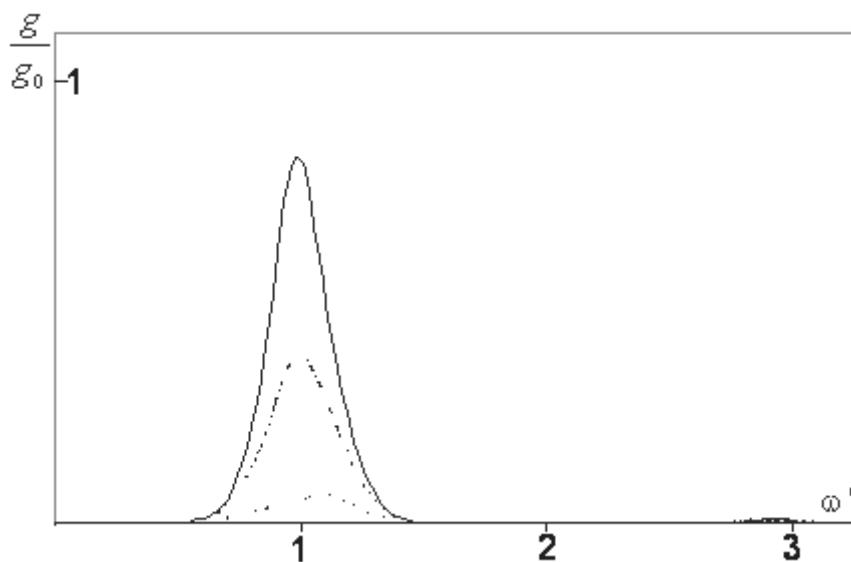


Рис. 4. Спектр импульса после прохождения им в среде расстояния  $z = 75\lambda_0$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов, П.А. Петрошенко // Письма в ЖЭТФ. Т. 76. В. 4. 2002. С. 241.
2. В.Н. Васильев, С.А. Козлов, П.А. Петрошенко, Н.Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96. № 2. С. 217.

## АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКЕ

А.В. Садовников, А.Г. Рожнев

Саратовский Государственный Университет им. Н.Г. Чернышевского

[SadovnikovAV@gmail.com](mailto:SadovnikovAV@gmail.com)

Нелинейные периодические диэлектрические волноведущие системы сегодня широко используются в таких оптических устройствах, как перестраиваемые и фиксированные узкополосные фильтры, компенсаторы дисперсии, частотно-селективные ответвители и устройства вывода света из волокна, в усилителях на базе волокна с добавками эрбия (Erbium Doped Fiber Amplifier, EDFA), мультиплексные пассивные волоконно-оптические датчики [0,0]. В частности, многие из этих устройств производятся с использованием методов интегральной оптики. Брэгговские решётки изготавливаются путём облучения фоточувствительного одномодового волокна интенсивным излучением УФ-лазера [0].

Задача численного анализа процесса распространения электромагнитного излучения в таких структурах является весьма актуальной. В настоящее время представляет интерес также изучение взаимодействия электронных потоков с электромагнитными полями диэлектрических систем с зависимостью диэлектрической проницаемости от величины интенсивности поля.

В данной работе рассматривается плоская двумерная система, представляющая собой брэгговскую решетку, часто используемую в интегральной оптике (рис. 1). Решетка состоит из слоёв диэлектрика толщиной  $2a$ , период структуры  $d$ . Материалы слоев имеют диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_{I,II} = n_{I,II}^2$  и нелинейность Керровского типа [0] – показатели преломления слоёв зависят от интенсивности поля  $n_{I,II} = n_{01,02} + n_2 |E|^2$ ,  $n_2 = 3 \cdot 10^{-8} \text{ мкм}^2/\text{Вт}$ .

Численное моделирование рассматриваемой диэлектрической системы проводилось методом конечных разностей во временной области [0] (FDTD) с помощью программного пакета meep [0]. Метод конечных разностей во временной области основан на прямом численном решении уравнений Максвелла с использованием разностной схемы, записанной в дифференциальной форме. Необходимо также учесть, что рассматриваемая нами система является открытой, поэтому граничные условия в численном эксперименте устанавливаются в виде идеально согласованных (поглощающих) слоев (метод PML — Perfectly Matched Layer) [0], на рисунке 1 они окружают расчетную область и обозначены штриховкой. Входной сигнал задавался в области подводящего волновода (рис. 1) спектр пропускания измерялся вблизи правой границы

отводящего волновода, для того чтобы минимизировать отражения от границ расчетной области.

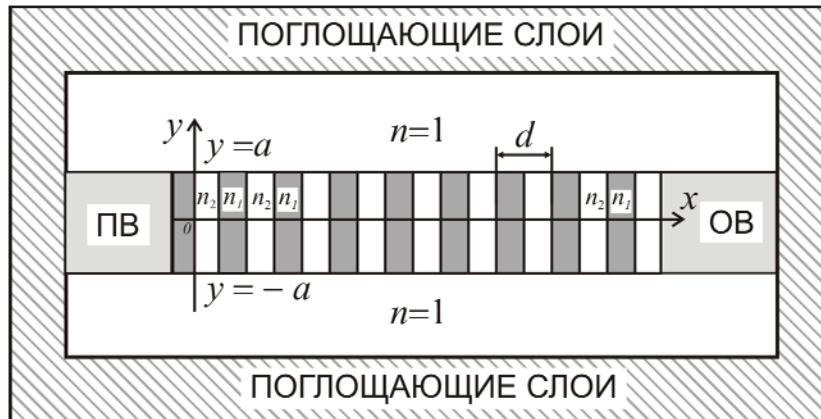


Рис. 1. Схема периодической нелинейной системы, образованной из чередующихся слоёв диэлектрика. Параметры структуры: толщина одного слоя 0.5 мкм, число слоев 100, период структуры  $d = 1$  мкм, поперечный размер слоев  $2a = 1$  мкм, линейная часть показателей преломления слоев  $n_{01} = 1.45$ ,  $n_{02} = 2.0$ . ПВ – подводящий волновод, ОВ –отводящий волновод.

Дисперсионная характеристика для системы, состоящей из чередующихся слоев двух сред с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ , имеет вид чередующихся полос пропускания и непропускания и является периодической по волновому числу  $k$  [0]:

$$\cos(kd) = \cos(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2) \quad (1)$$

Здесь  $k = \omega/c$  – волновое число,  $k_{1,2} = n_{1,2} k$  – волновые числа в средах с показателем преломления  $n_1$  и  $n_2$  соответственно,  $l_1$  и  $l_2$  – длины диэлектрических слоев,  $c$  – скорость света в вакууме. Соотношение (1) получено для структуры, неограниченной в направлении, перпендикулярном направлению распространения электромагнитной волны. Для нахождения дисперсионной зависимости для структуры, исследуемой в данной работе, использовался метод эффективного показателя преломления (МЭПП) [0]. Эффективный показатель преломления моды выражается через продольное волновое число  $\beta$  для среды и волновое число  $k = \omega/c$  свободного пространства следующим равенством:  $n_{eff} = \beta/k$ . Данная зависимость является дисперсионным соотношением для электромагнитных волн, распространяющихся в плоском планарном волноводе [0]. На рисунке 2а изображена зависимость

эффективного показателя преломления первой ТЕ-моды планарных диэлектрических волноводов толщиной  $2a$  с независимыми от интенсивности распространяющихся в них полей показателями преломления  $n_1 = 1.45$  (кривая 1) и  $n_2 = 2.0$  (кривая 2), а пунктирными прямыми показаны значения  $n_{eff} = n_1$  и  $n_{eff} = n_2$ , соответственно.

На рисунке 2б сплошными линиями показана дисперсионная характеристика (1), рассчитанная в предположении, что показатели преломления  $n_1$  и  $n_2$  – константы, данный случай соответствует системе, неограниченной в направлении, перпендикулярном к направлению распространяющейся в такой структуре электромагнитной волны, а штриховыми линиями показаны кривые, рассчитанные по формуле (1), но в предположении, что значения показателей преломления считались не константами, а функциями, зависящими от частоты:  $n_{1,2} = n_{eff1,2}(\omega)$ . Таким образом, с помощью МЭПП удастся провести аналитическое исследование дисперсионной характеристики брэгговской решетки, изображенной на рисунке 1. На рисунке 3 показан спектр прохождения импульса через рассматриваемую систему. Сравнивая рисунки 2б и 3, можно отметить хорошее совпадение критических частот  $f_{кр1}$  и  $f_{кр2}$ , рассчитанных с помощью МЭПП и FDTD метода.

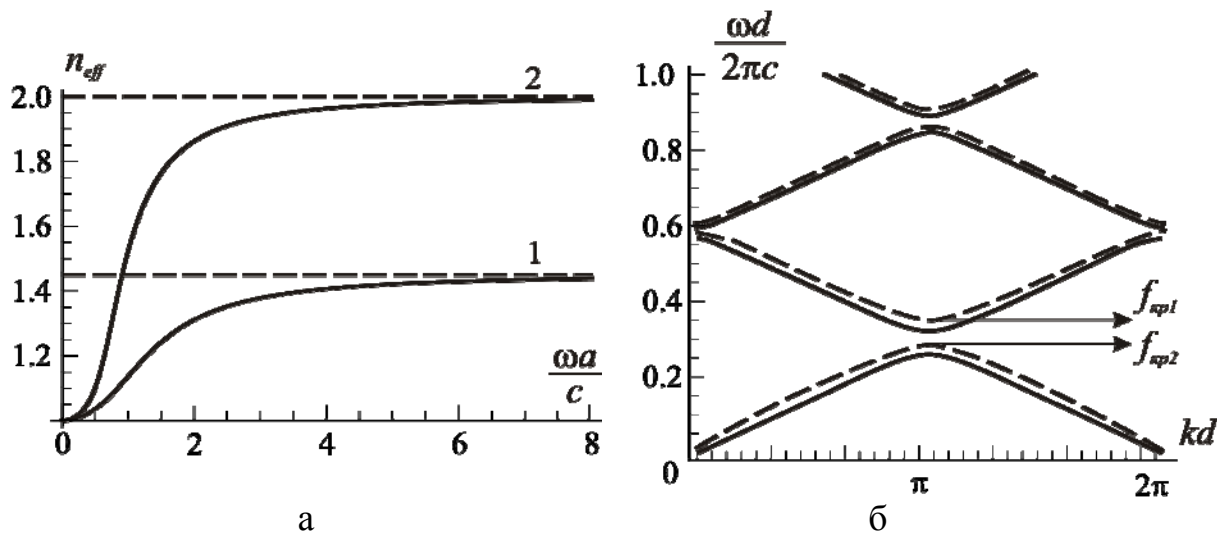


Рис. 2. а) Зависимость эффективного показателя преломления от частоты для первой ТЕ-моды плоского диэлектрического волновода. б) Дисперсионная характеристика периодической диэлектрической структуры неограниченной (сплошные линии) и ограниченной (пунктирные линии) в направлении, перпендикулярном к направлению распространяющейся в соответствующей структуре волны.

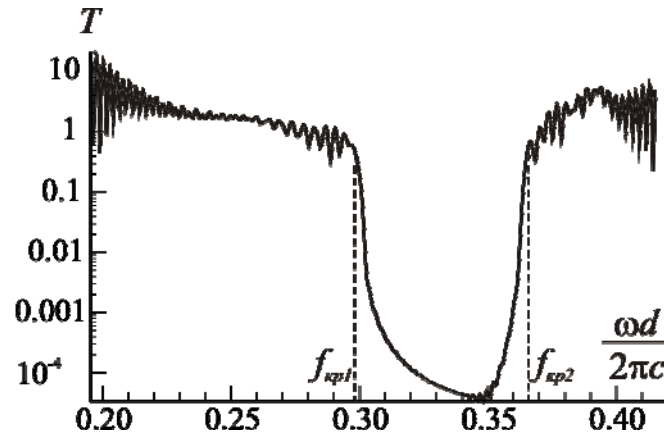


Рис. 3. Спектр прохождения через брэгговскую решетку гауссова импульса с центральной частотой  $f_c = 0.305$  и шириной  $df = 0.2$ .

В ходе проведённых исследований была изучена динамика распространения электромагнитного излучения в брэгговской решетке, образованной из слоёв нелинейного диэлектрика. Проведя оценку влияния керровской нелинейности материала, из которых состоит рассматриваемая структура, оказалось, что видимое в численном эксперименте значение сдвига критической частоты при увеличении мощности входного импульса достигается при нереальных в натурном эксперименте значениях мощностей лазерного излучения, которые еще не разрушают оптических материалов, образующих брэгговские решетки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00621).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Васильев // Фотон-Экспресс-Наука. 2004. № 6. С. 163.
2. A. Othonos, K. Kalli "Fiber Bragg Gratings" Artech House, 1999.
3. J. Canning // Lasers and Photonics Reviews. 2008. V. 2. No. 4. P. 275.
4. Г.Агравал "Нелинейная волоконная оптика" М.: Мир, 1996.
5. A Taflove "Computational electrodynamics: method" London: Artech House, 1995.
6. A.F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson // Computer Physics Communications. 2010. No. 181. P.687.
7. R.Mitra, U. Pikel // 1995. V. 5. № 3. P. 84.
8. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков "Теория волн" М.: Наука, 1979, С. 150.
9. E.A.J. Marcatili // Bell Syst. Tech. J. 1969. V. 48. P. 2071.
10. Л.А. Вайнштейн "Электромагнитные волны" М.: Радио и связь, 1988.

## МИКРОРЕЗОНАТОР НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНАХ В МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков  
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Известно, что вдоль границы раздела сред с разным знаком диэлектрических или магнитных проницаемостей могут распространяться поверхностные плазмон-поляритонные волны, представляющие собой связанные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля. Долгое время поверхностные плазмон-поляритоны наблюдались и были теоретически описаны для поверхностей металлов, однако после изготовления метаматериалов с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей  $\epsilon$  и  $\mu$ , была исследована так же возможность их наблюдения на поверхностях метаматериалов [1,2]. Основные отличия волн на поверхностях металлов и метаматериалов состоят в том, что на границе металла ( $\mu = 1$ ) и диэлектрика могут существовать только *TM* моды, в то время как на границе метаматериала и диэлектрика могут существовать как *TE*, так и *TM* моды. С практической точки зрения наиболее важным является тот факт, что длина электромагнитной волны, распространяющейся на поверхности метаматериала, может быть существенно меньше, чем длина волны света в вакууме и даже чем длина волны на поверхности металла.

В данной работе исследуется распространение ограниченного в пространстве и времени поверхностного плазмон-поляритонного импульса с учетом дифракции, дисперсии и нелинейности сред на границе метаматериала и диэлектрика. Проведенные исследования позволяют создать микрорезонатор, образованный на поверхности метаматериала. Такой резонатор может иметь размеры, существенно меньшие, чем размеры широко используемых в науке и технике объемных оптических резонаторов. Более того, существует принципиальная возможность создать микрорезонатор с размерами меньшими, чем длина электромагнитной волны в вакууме той же частоты.

Пусть плоскость  $z = 0$  соответствует границе раздела диэлектрика и металла (или метаматериала), ось  $Oz$  направлена по нормали к ней; пусть поверхностная волна распространяется вдоль оси  $Ox$ . При дальнейшем анализе будем рассматривать общий случай границы двух сред с диэлектрическими и магнитными проницаемостями  $\epsilon_{1,2}$  и  $\mu_{1,2}$ , не делая упрощений, связанных с тем, что магнитная проницаемость металла  $\mu_{\text{met}} = 1$ .

Из уравнений Максвелла для компонент электрического поля в каждой из сред может быть получено уравнение:

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 n_j^2 \vec{E} = 0, \quad (1)$$

где  $k_0$  – величина волнового вектора в вакууме,  $n_j$  – показатель преломления среды с  $j = 1$  или  $2$  (диэлектрика или металла/метаматериала). Отметим, что в случае металлов  $n_j^2 = \varepsilon_j$ . Решение волнового уравнения (1) для плазмон-поляритонного пучка с огибающей  $A(x, y)$  может быть найдено в виде

$$\vec{E} = A(x, y) \exp(-\gamma_i |z| + i\beta x). \quad (2)$$

Коэффициент локализации поля около границы сред  $\gamma_j$ , волновые числа поверхностных волн  $\beta$  зависят от поляризации и различны для  $TE$  и  $TM$  волн.

При помощи метода медленно меняющейся амплитуды из уравнения (1) для огибающей пучка  $A(x, y)$  может быть получено уравнение

$$\frac{\partial A(x, y)}{\partial x} + i \frac{1}{2\beta} \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) описывает дифракцию волновых пучков с характерной шириной, значительно превышающей длину волны плазмона  $\lambda_{surf} = 2\pi\beta^{-1}$ , на поверхности, разграничивающей диэлектрик с металлом или метаматериалом. При наличии начальной кривизны волнового фронта, которая определяется кривизной волнового фронта возбуждающего поверхностную волну пучка, возможна фокусировка поверхностных волн.

Затухание плазмон-поляритонных волн обусловлено наличием поглощения в металлах, имеющего разную природу в разных частотных диапазонах [3]. Длина затухания на границе воздуха и серебра составляет от 0,01 до 0,1 см для длины волны от 300 нм до 1 мкм соответственно, в области сантиметровых волн длина затухания превышает 100 м. Проведен расчет дифракционной длины  $l_{dif} = \pi a^2 / \lambda_{surf}$ , где  $a$  – начальная ширина плазмон-поляритонного пучка, при учете дисперсии металлов и метаматериала. Важно, что для поверхностных волн на границе серебро-воздух (рис. 1а) и метаматериал (рис. 1б) дифракционная длина оказывается меньшей или сравнимой с указанной длиной затухания, следовательно, дифракционные эффекты могут играть существенную роль при распространении пространственно ограниченных плазмон-поляритонных волн.



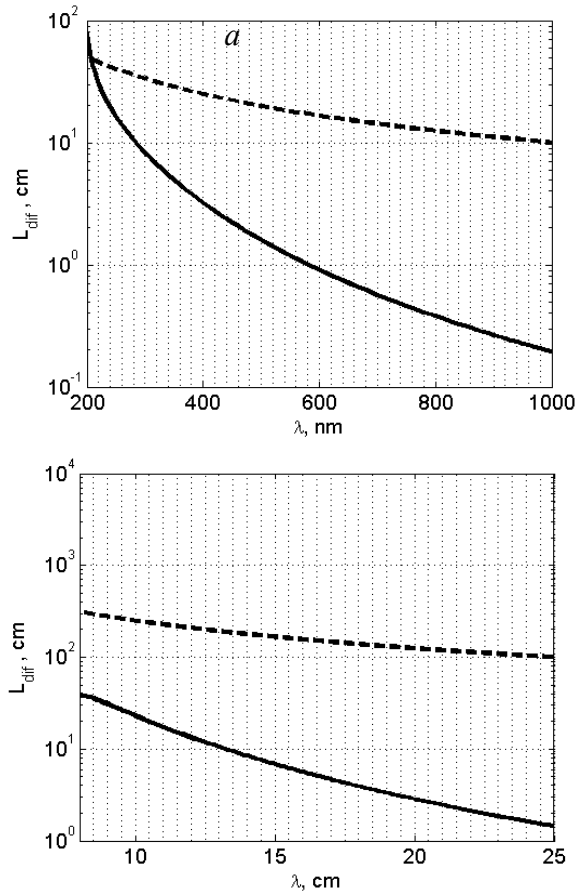


Рис. 1. Зависимость дифракционной длины от длины волны (сплошная линия) поверхностного плазмон-поляритона с учетом дисперсии сред: *a* - для поверхности серебра в оптическом диапазоне, *б* - для поверхности метаматериала в сантиметровом диапазоне; пунктирной линией показана дифракционная длина для пучка в вакууме.

Одним из важных свойств и металлов, и метаматериалов является их сильная дисперсия. В работе [2] было выведено уравнения распространения плазмонных импульсов, в том числе для случая керровской нелинейности сред. В линейной среде профиль плазмон-поляритонной волны имеет вид  $f(z) = \exp(-\gamma_j z)$ , в среде с керровской нелинейностью профиль волны изменяется и имеет вид  $f(z) = f_0 \operatorname{sech}[\eta_j(z - z_{j0})]$ . С учетом дисперсии и дифракции для поверхностной волны  $E(x, y, z, \xi) = A(x, y, \xi) \exp(i\beta x - i\omega_0 t) f(z)$  может быть получено уравнение

$$\frac{\partial A}{\partial x} + iD_{dis} \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + iD_{dif} \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - i\alpha |A|^2 A = 0, \quad (4)$$

где  $\alpha$  - эффективный коэффициент нелинейности,  $\xi = x - v_{gr} t$  - бегущая координата пучка,  $v_{gr} = \partial\omega / \partial\beta|_{\omega=\omega_0}$  - групповая скорость плазмонной

волны, а коэффициенты дисперсионного и дифракционного расплывания  $D_{dif} = 1/2\beta$ ,  $D_{dis} = 1/2\partial v_{gr}^{-1} / \partial \omega|_{k=k_0}$ .

В уравнение (4) входят две пространственно-временные координаты, следовательно, на поверхности металлов или метаматериалов могут распространяться плазмон-поляритонные вихреки – пучки с винтовыми фазовыми дислокациями волнового фронта. Простейший случай представляют собой гауссовы пучки с единичным топологическим зарядом:

$$A(x, y, \xi) = A_0 \cdot (y + i\xi) \exp\left(-\frac{y^2}{a_0^2} - \frac{\xi^2}{b_0^2}\right). \quad (5)$$

Подробно исследование пространственно-временных вихреков приведено, например, в [4]. Уравнение (4) также имеет приближенное решение в виде

$$A = A_0 \exp\left[-\left(y^2 + \frac{D_{dif}}{D_{dis}} \xi^2\right)^3 / a_0^6\right] \tanh\left(\sqrt{y^2 + \frac{D_{dif}}{D_{dis}} \xi^2} / r_0\right) \exp\left[i \arctan\left(\sqrt{\frac{D_{dif}}{D_{dis}}} \frac{\xi}{x}\right)\right] \quad (6)$$

пространственно-временного солитона с винтовой фазовой дислокацией.

Таким образом, в работе проанализировано распространение ограниченных в пространстве и времени волновых импульсов. Показано, что расплывание таких импульсов может быть компенсировано при помощи нелинейности метаматериала или диэлектрика. Длина волны поверхностных плазмонов может быть существенно меньше, чем длина волны возбуждающего их излучения, поэтому возможно создание компактных микрорезонаторов с размерами менее длины волны света в вакууме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Ruppin // Phys. Lett. A. 2000. V. 277. P. 61.
2. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 016617.
3. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин // Вестник НГУ. Сер.: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.
4. A.P. Sukhorukov, V.V. Yangirova // Proc. of SPIE. 2005. P. 594906.

## НЕМАРКОВСКИЕ МОДЕЛИ РЕЛАКСАЦИИ В ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

В.В. Семин<sup>1,2</sup>, А.В. Горохов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский государственный университет

<sup>2</sup>Самарский государственный аэрокосмический университет им. Ак. С.П. Королева  
[veyvlet@mail.ru](mailto:veyvlet@mail.ru)

В современной квантовой оптике и лазерной физике значительное внимание уделяется как теоретическому, так и экспериментальному исследованию взаимодействия отдельных атомов и простейших атомных систем с электромагнитными полями, носящими как квантовый, так и классический характеры. Подобный интерес обусловлен рядом объективных причин, главные из которых сводятся к следующему.

Существенным прогрессом в области эксперимента, прежде всего в технике атомных и ионных ловушек [1, 2]. Современные ловушки позволяют накапливать и длительное время хранить в себе одиночные атомы и группы из их небольшого числа, что делает возможным проведение длительных экспериментов. Методы, развитые в квантовой теории релаксации, в последнее время, с успехом применяются для описания динамики квантовых точек. Где особенно важным является обобщение существующих моделей на случай наличия в системе памяти, т.е. рассмотрение немарковских процессов.

С другой стороны, модель двухуровневого атома играет фундаментальную роль в квантовой информатике [3, 4]. В этой связи исследование поведения кубита, взаимодействующего с различными полями, важно в теории квантовых компьютеров.

Наиболее известным и общим немарковским уравнением является уравнение Накашима-Цванцига

$$i[df_1(t)/dt] = PL \exp[-it(1-P)L] f_2(0) + PLf_1(t) - \\ - i \int_0^t ds \exp[-is(1-P)L] (1-P)Lf_1(t-s).$$

Здесь  $f_1$  - матрица плотности динамической подсистемы, описание свойств которой представляет фундаментальный интерес.  $f_2$  - матрица плотности термостата,  $P$  и  $L$  некоторые супероператоры, конкретный вид которых зависит от решаемой задачи.

Данное уравнение представляет скорее формальный интерес, поскольку его решение в общем виде построить невозможно. Поэтому точное уравнение Накашима-Цванцига подвергают дополнительным упрощениям. Наиболее распространенная техника получения упрощенных немарковских уравнений известна под названием TCL техника

проекторного оператора [5]. Основной идеей в данном методе является оценка зависимости будущей временной эволюции на историю системы из кинетического уравнения Накашима-Цванцига и, таким образом, получение «точного» кинетического уравнения для открытой системы, которое является локальным во времени.

Кроме того, в настоящее время развиваются абсолютно новые идеи в описании открытых систем [6], содержащие в основе совершенно новые предпосылки, позволяющие описывать эффекты памяти.

Целью настоящей работы является обобщение техники описания процессов с короткой памятью, развитый в статье [7], на случай квантовых систем, состоящих из нескольких взаимодействующих атомов.

В данной работе получено некоторое динамическое уравнение, позволяющее описывать процессы с короткими временами памяти. В наиболее общем виде данные уравнения можно записать в форме:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = L_M \rho + L_{NM} L_M \rho,$$

где  $L_M$  супероператор, воспроизводящий стандартные марковские кинетические уравнения,  $L_{NM}$  добавка, учитывающая наличие кратковременной памяти.

С помощью разработанной процедуры можно получать немарковские уравнения для динамических систем любой сложности. В частности, в данной работе, получены уравнения для двухуровневого атома в лазерном поле и для двух диполь-дипольно взаимодействующих атомов. С помощью решения данных уравнений строится контур линии излучения рассматриваемых систем, и показывается, что эффекты памяти могут быть обнаружены в спектрах излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П.Э. Тошек // УФН. 1989. Т.158. С. 451.
2. В. Пауль // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 12. С. 109.
3. Ш. Имре, Ф. Балаж "Квантовые вычисления и связь" М.: Физматлит, 2008.
4. С.Я. Килин // УФН. 1999. Т.169. No 5. С. 507.
5. Н.-Р. Breuer, F. Petruccione "The Theory of Open Quantum Systems" Oxford: Oxford University Press, 2002.
6. R. Kh. Gainutdinov // J. Phys. A: Math. Gen. 1999. Vol. 32. P. 5657.
7. G. Gangopadhyay, D.S. Ray // Phys. Rev. A. 1992. V. 46. P. 1507.

## ДИНАМИКА ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ С КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

А.А. Скорынин, Б.И. Манцызов

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*  
[skoraleks@ya.ru](mailto:skoraleks@ya.ru)

Теоретически исследована динамическая брэгговская дифракция по схеме Лауэ (на прохождение) коротких лазерных импульсов в фотонном кристалле (ФК), который представляет собой периодическую структуру с модулированным линейным показателем преломления и тонкими слоями кубически нелинейной среды (рис. 1). Используя метод медленно меняющихся амплитуд, показано, что в такой задаче имеет место эффект дифракционного деления импульса (ДДИ), т.е. расщепление падающего импульса на два, каждый из которых по-разному взаимодействует со структурой вследствие различной локализации поля [1]. Один импульс распространяется в среде как линейный сигнал, а второй является солитоном модифицированного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ), или оптическим Лауэ-солитоном.

Брэгговская дифракция излучения по схеме Лауэ в периодических структурах всесторонне исследовалась, прежде всего, в случае взаимодействия рентгеновского излучения с кристаллами [2]. Для монохроматической волны здесь наблюдается эффект Бормана [2], а при распространении произвольных ограниченных в пространстве и во времени рентгеновских импульсов имеет место искажение их формы [3].

Использование динамической теории брэгговской дифракции в геометрии Лауэ для описания распространения лазерных импульсов в ФК позволило предсказать эффект ДДИ как в случае линейного [1], так и нелинейного резонансного [4] взаимодействия излучения со средой. Суть эффекта ДДИ легко объяснить на примере простейшего одномерного линейного ФК, который представляет собой многослойную периодическую структуру (рис. 1). Вследствие дифракции излучения внутри структуры, каждая спектральная компонента импульса, падающего под углом Брэгга к слоям ФК, представляет собой когерентную суперпозицию двух проходящих и двух дифрагированных волн. Эти волны попарно распространяются в ФК с

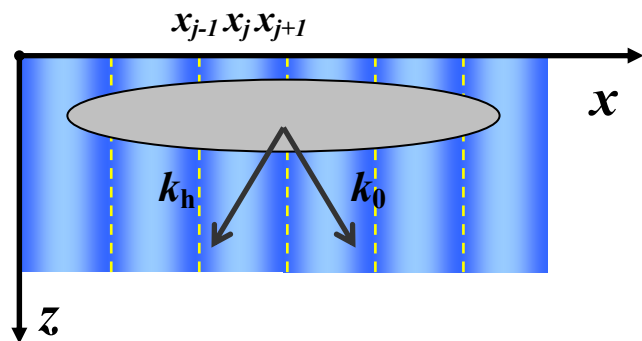


Рис. 1. Модель структуры ФК.  
Пунктирными линиями показано положение тонких слоев нелинейной среды

двумя разными эффективными показателями преломления. По мере увеличения пути прохождения в глубь ФК указанные волны разделяются на пары импульсов. Временной интервал между вышедшими из ФК импульсами пропорционален толщине кристалла и фурье-компоненте разности показателей преломления.

В настоящей работе мы рассматриваем эффекты, возникающие при брэгговской дифракции импульсов по схеме Лауэ в нелинейном ФК – в структуре с периодически модулированным показателем преломления и тонкими слоями кубически нелинейной среды. Решается начальная задача для импульса внутри ФК. В направлении перпендикулярном к плоскости рисунка волновой пакет считался неограниченным, а в направлении  $x$  гораздо более протяженный, чем в направлении  $z$  (рис. 1). Показано, что при некоторых параметрах среды и излучения, в результате эффекта ДДИ, в структуре формируется два импульса с различными (из-за линейной модуляции ФК) групповыми скоростями, причем один из них распространяется линейно, а второй описывается модифицированным НУШ, то есть является нелинейным солитоноподобным импульсом.

Динамику поля в структуре будем описывать волновым уравнением с нелинейной поляризацией в правой части:

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\varepsilon(\vec{r})}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{p}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где  $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$ ,  $\varepsilon(x) = \chi_0 + \chi \cos(hx)$  – линейная диэлектрическая проницаемость,  $h = 2\pi / d$  – модуль вектора обратной решетки ФК,  $c$  – скорость света вакууме, а  $p(\vec{r}, t) = \sum_j \chi^{(3)} d\delta(x - x_j) E^3(\vec{r}, t)$  – нелинейная кубическая поляризация среды,  $\chi^{(3)}$  – средняя кубическая восприимчивость среды.

Представим поле в уравнение (1) в виде суммы двух сильных волн с медленно меняющимися комплексными огибающими амплитуд проходящей ( $E_0$ ) и дифрагированной ( $E_h$ ) волн:

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[ E_0(\vec{r}, t) \exp(i\vec{k}_0 \vec{r} - i\omega t) + E_h(\vec{r}, t) \exp(i\vec{k}_h \vec{r} - i\omega t) \right] + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где  $\vec{k}_h = \vec{k}_0 + \vec{h}$ , и оба волновых вектора удовлетворяют дисперсионному уравнению для однородной среды со средним показателем преломления ФК:

$$k_0^2 = \chi_0 \frac{\omega^2}{c^2} = k_h^2 \equiv k^2.$$

Подставим поле (2) в волновое уравнение (1), используя приближения медленно меняющихся амплитуд по времени  $\left| \frac{\partial E_{0,h}}{\partial t} \right| \ll |\omega E_{0,h}|$  и слабой модуляции показателя преломления ФК  $\chi \ll \chi_0$ . После усреднения по малому объему и периоду колебания поля получим уравнение для проходящей волны:

$$\Delta E_0 + 2i\vec{k}_0 \frac{\partial E_0}{\partial \vec{r}} - 2i \frac{\omega \chi_0}{c^2} \frac{\partial E_0}{\partial t} - \frac{\chi \omega^2}{c^2} E_h = \frac{8\pi}{c^2} \left\langle \frac{\partial^2 \vec{p}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \exp(-i\vec{k}_0 \vec{r} + i\omega t) \right\rangle_{V,t},$$

и аналогичное уравнение для дифрагированной волны. Так как нелинейные слои повторяются с периодом равным периоду ФК и  $hd = 2\pi$ , то  $\exp(i\vec{k}_h \vec{r}_j) = \exp(i\vec{k}_0 \vec{r}_j + i\vec{h} \vec{r}_j) = \exp(i\vec{k}_0 \vec{r}_j)$ , поэтому правые части этих уравнений равны. Проведем усреднение и получим:

$$\begin{aligned} \frac{-i}{2k} \Delta E_0 + \frac{\vec{k}_0}{k} \frac{\partial E_0}{\partial \vec{r}_0} - \frac{k}{\omega} \frac{\partial E_0}{\partial t} + \frac{i}{2} \frac{\chi k}{\chi_0} E_h &= \frac{3i}{2} \frac{\pi k}{\chi_0} \chi^{(3)} \Phi, \\ \frac{-i}{2k} \Delta E_h + \frac{\vec{k}_h}{k} \frac{\partial E_h}{\partial \vec{r}_h} - \frac{k}{\omega} \frac{\partial E_h}{\partial t} + \frac{i}{2} \frac{\chi k}{\chi_0} E_0 &= \frac{3i}{2} \frac{\pi k}{\chi_0} \chi^{(3)} \Phi; \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\Phi = E_0(E_0 E_0^* + 2E_h E_h^*) + E_h(E_h E_h^* + 2E_0 E_0^*)$ . Будем считать, что излучение падает под углом  $\varphi$  близким к углу Брэгга, который достаточно мал, чтобы вдоль оси  $x$  амплитуды полей менялись гораздо медленнее, чем вдоль оси  $z$ , и можно было считать, что  $\frac{\vec{k}_{0,h}}{k} \frac{\partial E_{0,h}}{\partial \vec{r}_{0,h}} = \cos \varphi \frac{\partial E_{0,h}}{\partial z}$ , то есть  $\left| \frac{\partial E_{0,h}}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial E_{0,h}}{\partial z} \right|$ .

Перейдем от проходящей и дифрагированной волн к представлению поля в виде суммы  $E_1 = E_0 + E_h$  и разности амплитуд  $E_2 = E_0 - E_h$ :

$$iD \frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + \frac{\partial E_1}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial E_1}{\partial t} + iAE_1 + 2iB\Phi = 0, \quad (4.1)$$

$$iD \frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + \frac{\partial E_2}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial E_2}{\partial t} - iAE_2 = 0. \quad (4.2)$$

где  $v = \omega \cos \varphi / k$ ,  $D = -\cos \varphi / 2k$ ,  $A = \chi k \cos \varphi / 2\chi_0$  и  $B = -3\pi k \chi^{(3)} \cos \varphi / 2\chi_0$ . Уравнение (4.2) описывает линейное распространение импульса в однородной среде с показателем преломления  $n_2 \approx \sqrt{\varepsilon_0} - \chi / 2\chi_0$ . Так как из-за различной локализации полей импульсы эффективно распространяются в средах с различными показателями

преломления, то на некоторой глубине они разделятся на бормановский и антибормановский импульсы. На этом этапе в уравнении (4.1)  $E_2 = 0$  и  $E_0 = E_h$ , поэтому  $\Phi = 3/4 E_1 E_1 E_1^*$ . Сделаем замену переменных  $T = 2Dv(t - z/v)$ ,  $\alpha = A/2D$  и  $U = \sqrt{B/2DE_1}$ , получим линейно модифицированное НУШ:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + i \frac{\partial U}{\partial T} + \alpha U + |U|^2 U = 0, \quad (5)$$

которое обладает двухпараметрическим ( $u$  и  $a$ ) семейством солитонов:

$$U(z, T) = a \operatorname{sech}\left(a(z - \sqrt{u^2 + \alpha T})\right) \exp\left(i\sqrt{u^2 + \alpha z} + \frac{i(a^2 - u^2)}{2} T\right).$$

Численное интегрирование системы уравнений (4) подтверждает, что на некоторой глубине в ФК исходный импульс расщепляется на два импульса, один из которых является Лауэ-солитоном, а другой – линейно распространяющимся импульсом (рис. 2). Причем солитон взаимодействует с линейной волной как с возмущением, пока не произошло их пространственного разделения.

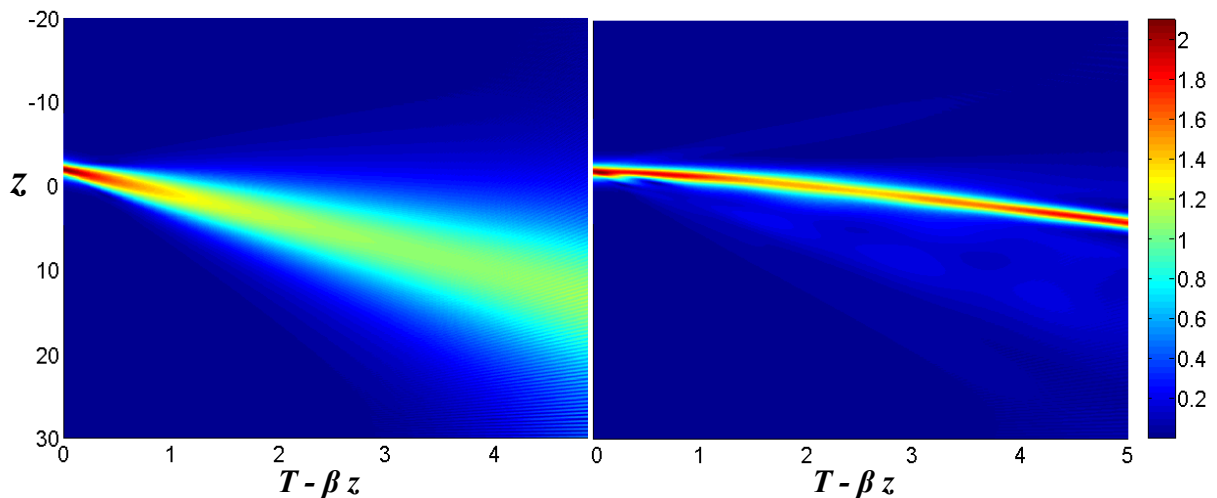


Рис. 2. Динамика распространения модулей полей  $E_2$  (слева) и  $E_1$  (справа). Линейный импульс расплывается за счет дисперсии, а Лауэ-солитон после ДДИ сохраняет форму и скорость. Параметр  $\beta$  подобран таким образом, чтобы антибормановский импульс (солитон) в отсутствие возмущения не менял своего положения на графике при распространении.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, A.A. Skorynin // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. 053811.



2. З.Г. Пинскер “Рентгеновская кристаллооптика” М.: Наука, 1982.
3. V.A. Bushuev // J.Synhrotron Rad. 2008. V. 15. P. 495.
4. B.I. Mantsyzov // Optics Communications. 2001. V. 189. No 3.

## ОБРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В СВЕТОВОДАХ С ПЕРЕМЕННОЙ ПО ДЛИНЕ ДИСПЕРСИЕЙ

А.А. Сысолятин

ИЦВО РАН Москва 119333 ул. Вавилова 38

[alexs@fo.gpi.ru](mailto:alexs@fo.gpi.ru)

Световоды DVF (dispersion varying fiber) представляют собой одномодовые волоконные световоды, хроматическая дисперсия которых заданным образом изменяется по длине. Световоды этого типа позволяют эффективно управлять параметрами световых импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительности (оптических солитонов) во временной и частотной области. Для оптического солитона изменение дисперсии оказывает воздействие на него в такой же мере, как потери или усиление. В реальных световодах длиной в несколько км и более необходимо учитывать влияние оптических потерь. Эффект потерь возмущает солитон, и он уже не сохраняет своей изначальной формы. Например, в стандартном световоде с потерями 0.2дВ/км длительность фундаментального солитона удваивается при прохождении 30км. Существует способ компенсировать влияние потерь на процесс распространения солитона. Если хроматическая дисперсия групповых скоростей экспоненциально уменьшается по длине световода, то фундаментальный солитон распространяется без уширения. В этом случае в световоде с изменяющейся таким образом дисперсией и потерями 0.2дВ/км фундаментальный солитон пройдет без искажений 90км (в световоде с постоянной дисперсией фундаментальный солитон удваивается при прохождении 30км). Изменение дисперсии по длине световода позволяет не только компенсировать оптические потери. Например, возможно адиабатическое сжатие импульсов пикосекундной длительности с коэффициентом компрессии до 50, формирование спектрально ограниченных импульсов длительностью в несколько периодов (25fs @ 1550nm), генерация последовательности импульсов с частотой повторения 640GHz и более, генерация когерентного суперконтинуума [1,2], нелинейная динамическая компенсация дисперсии с целью увеличения скорости передачи до 40Gbit/sec в действующих ВОЛС на один частотный канал. На основе эффекта генерации симиларитонов в световоде с изменяющейся нормальной дисперсией, закон изменения которой удовлетворяет уравнению Рикатти, реализуется оптическое преобразование Фурье (all-fiber laser system).

Хроматическая дисперсия ОВС определяется материальной и волноводной компонентами. Материальная компонента хроматической дисперсии зависит, главным образом, от выбора матрицы стекла, из которого изготовлен данный волоконный световод. Волноводная компонента в свою очередь определяется радиальной зависимостью профиля показателя преломления данного световода. Изменение

хроматической дисперсии может достигаться как изменением величины разницы показателей преломления сердцевина-оболочка, так и изменением диаметра волоконного световода (изменением радиуса сердцевины за счет изменения коэффициента перетяжки при вытяжке световода). Меняя в соответствии с некоторой заданной функцией диаметр световода в процессе вытяжки, можно обеспечить необходимое изменение хроматической дисперсией по длине. Например, на базе структуры ОВС со смещенной дисперсией можно управлять величиной аномальной дисперсии от 0 до 15ps/nmkm на длине волны 1550nm, оставаясь в одномодовом режиме.

Световоды DDF (dispersion decreasing fiber) позволяют реализовать режим адиабатического сжатия ps- и fs- импульсов. Термин «адиабатическое сжатие» означает, что вся энергия исходного импульса локализуется в сжатом импульсе, прошедшем компрессор. Известны и другие методы сжатия оптических импульсов. Ранние работы фокусировались на сжатии солитонов высокого порядка. Однако в этом случае качество импульса низкое, поскольку значительная доля энергии исходного импульса содержится в пьедестале. Компрессор на базе DDF позволяет получить сжатые импульсы высокого качества, при этом в пьедестале содержится лишь 2—3% энергии исходного импульса. Максимальный коэффициент компрессии в DDF длиной  $L$  определяется отношением дисперсий на входе и выходе и может быть в диапазоне от 10 до 50. Например, световод DDF длиной 1км позволяет эффективно сжимать входные импульсы длительностью от 2ps до 200fs.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.Х. Yu, Н.А. Haus, Е.Р. Ippen, W. Wong, А.А. Sysoliatin // Opt.Lett. 2000. Vol.25. No.19. P.1418.
2. G. Genty, S. Cohen, J.M. Dudley // J. Opt. Soc. Am. B. 2007. Vol.24 n8. P.1771.

УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ФОРМОЙ ОДНОФОТОННЫХ  
ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В ПРОЦЕССЕ СПР ОТ  
ИМПУЛЬСНОЙ НАКАЧКИ

Ю.З. Фаттахова, А.А. Калачёв  
КФТИ КазНЦ РАН  
[ulia\\_ff@mail.ru](mailto:ulia_ff@mail.ru)

Процесс спонтанного параметрического рассеяния света является одним из самых простых методов приготовления однофотонных состояний света [1-3]. Благодаря корреляции между генерируемыми таким образом фотонами, можно с высокой вероятностью предсказать существование одного из рассеянных фотонов путем детектирования другого, что позволяет использовать с большим успехом данную особенность, например, в экспериментах по квантовой информатике и квантовой криптографии [4]. Однако для некоторых приложений квантовой информатики желательна генерация однофотонных волновых пакетов с контролируемой временной формой. Например, возрастающие экспоненциально импульсы и импульсы с более сложной формой являются оптимальными с точки зрения взаимодействия с атомными системами [5, 6], гауссовы импульсы оптимальны с точки зрения устойчивости оптической квантовой схемы к рассогласованию во времени [7] и т.д. В настоящей статье предложена схема источника однофотонных состояний на основе эффектов спонтанного параметрического рассеяния и медленного света, позволяющая контролировать временную форму однофотонного импульса за счет формы импульса накачки. Показано, что предлагаемая схема позволяет избежать дополнительных потерь, вносимых амплитудными модуляторами, которые используются на выходе однофотонного источника, для придания необходимой формы результирующим однофотонным импульсам, что приводит к максимальной эффективности условного приготовления однофотонных состояний.

$$A(t_+, t_{12}) \sim E_p \left( t_+ - \frac{D}{D^+} t_{12} \right) \Pi(t_{12}), \quad (1)$$

$$\text{где } t_+ = (t_s + t_i) / 2, \quad t_{12} = t_s - t_i, \quad \Pi(t_{12}) = \begin{cases} \frac{1}{DL}, & 0 < t < DL, \\ 0, & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

и  $E_p(t)$  огибающая импульса накачки на выходе из кристалла в точке  $z = 0$ . Параметр  $D$  – разность обратных групповых скоростей сигнального

и холостого фотонов в нелинейной среде, а параметр  $D_+$  определяет разность обратных групповых скоростей центра бифотона и импульса накачки.

Показано, что при определенном соотношении групповых скоростей импульсов накачки и рождающихся фотонов, временная форма однофотонных состояний, генерируемых в процессе СПР, может повторять временную форму импульсов накачки.

Необходимо также отметить, что контроль групповых скоростей в данной схеме осуществляется за пределами самого нелинейного кристалла, в окаймляющих его резонансных средах. Первая резонансная среда замедляет в случае необходимости импульсы накачки, а вторая – сигнальные или холостые фотоны (рис.1.).

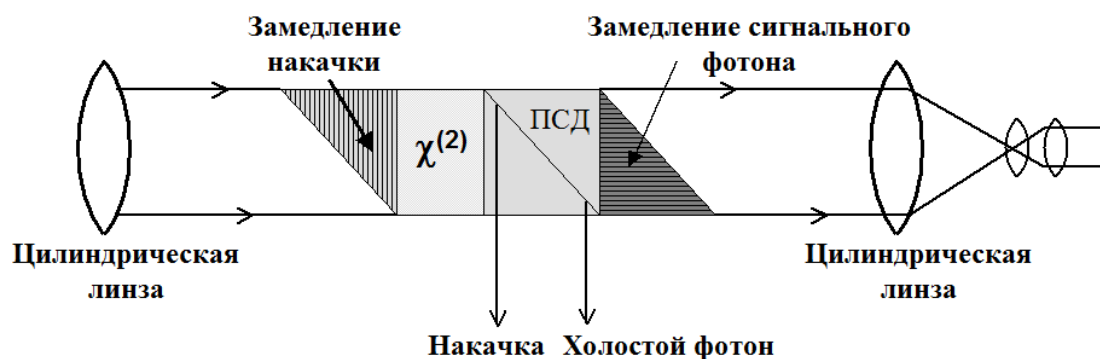


Рис.1. Схема однофотонного источника на основе СПР и эффекта замедления света, позволяющая контролировать временную форму однофотонного импульса за счет формы импульса накачки.

Таким образом, разработанная схема источника однофотонных состояний на основе СПР, в котором управление групповой скоростью осуществляется за пределами нелинейной среды, позволяет готовить однофотонные импульсы с контролируемой временной формой без использования дополнительных амплитудных модуляторов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко // Квантовая электроника. 1977. Т.4. С. 1056.
2. С.К. Hong, L. Mandel // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 58.
3. A.V. U'Ren, C. Silberhorn, K. Banaszek, I.A. Walmsley, R. Erdmann, W.P. Grice, M.G. Raymer // Laser Physics. 2005. V. 15. P. 146.
4. Д. Бауместер, А. Экерт, А. Цайлингер "Физика квантовой информации" М.: Постмаркет, 2002.
5. A.V. Gorshkov, A. Andre, M. Fleischhauer, A.S. Sorensen, M.D. Lukin // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 123601.

6. A.V. Gorshkov, A. Andre, A.S. Sorensen, M.D. Lukin // Phys. Rev. A. 2007. V. 76, P. 033804.
7. P.P. Rohde, T.C. Ralph, M.A. Nielsen // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 052332.

## О ДИНАМИКЕ СПЕКТРА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.А. Халяпин

Калининградский государственный технический университет

[slavasxi@pochtamt.ru](mailto:slavasxi@pochtamt.ru)

В последнее время уделяется значительное внимание вопросам, касающимся изучения поведения спектра предельно коротких импульсов (ПКИ) в различных средах [1]. Этот интерес обусловлен их возможным применением в системах оптической связи. С теоретической точки зрения интерес к ПКИ связан с качественно новыми особенностями их взаимодействия с веществом. Кроме того, широкое практическое применение ПКИ находят в спектроскопии.

Таким образом, приобретает актуальность исследование спектральной динамики ПКИ, распространяющихся в двуосных кристаллах, чему и посвящена настоящая работа.

Пусть электромагнитный импульс распространяется в двуосном кристалле вдоль оси  $z$  в плоскости, образованной любыми главными осями. Ось  $y$  направлена перпендикулярно  $z$ , а  $x$  – перпендикулярно плоскости, в которой распространяется импульс.

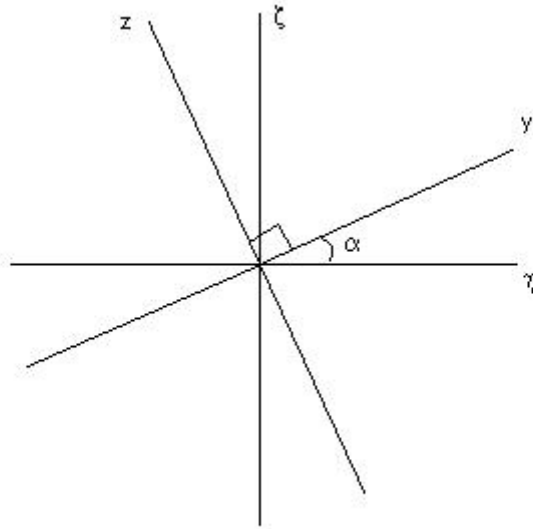


Рис.1. Угол  $\alpha$  лежит между направлением распространения сигнала  $z$  и главной осью  $\zeta$ .

В такой среде электромагнитная волна разбивается на две взаимоортогональные компоненты:  $E_x$ , направленную вдоль оси  $x$  и  $E_y$ , направленную вдоль  $y$ . Будем считать, что спектр импульса лежит в области прозрачности кристалла и принадлежит области нормальной дисперсии групповой скорости.

Волновые уравнения для соответствующих компонент импульса имеют вид [2]

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{n_x}{c} \frac{\partial E_x}{\partial t} + b_x \frac{\partial}{\partial t} (E_x E_y) + a_x E_x \frac{\partial E_x}{\partial t} + g_x E_y \frac{\partial E_y}{\partial t} - \delta_x \frac{\partial^3 E_x}{\partial t^3} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} + \frac{n_y}{c} \frac{\partial E_y}{\partial t} + g_y \frac{\partial}{\partial t} (E_x E_y) + a_y E_y \frac{\partial E_y}{\partial t} + b_y E_x \frac{\partial E_x}{\partial t} - \delta_y \frac{\partial^3 E_y}{\partial t^3} = 0, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $n_{x,y}$  – показатели преломления соответствующих компонент импульса на нулевой частоте,  $a_{x,y}$ ,  $b_{x,y}$ ,  $g_{x,y}$  определяют вклад нелинейностей второго порядка, параметры  $\delta_{x,y}$  характеризуют электронную дисперсию соответствующих компонент импульса.

Воспользовавшись преобразованием Фурье из системы (1), (2) получим систему спектральных уравнений

$$\frac{\partial F_x(\omega, z)}{\partial z} + i \frac{n_x(\omega)}{c} F_x(\omega, z) = -\frac{ia_x \omega}{2} I_{xx} - ib_x \omega I_{xy} - \frac{ig_x \omega}{2} I_{yy}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial F_y(\omega, z)}{\partial z} + i \frac{n_y(\omega)}{c} F_y(\omega, z) = -\frac{ia_y \omega}{2} I_{yy} - ig_y \omega I_{xy} - \frac{ib_y \omega}{2} I_{xx}, \quad (4)$$

Здесь  $F_{x,y}(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{x,y} e^{-i\omega t} dt / 2\pi$  – функции Фурье для соответствующих компонент импульса,  $\omega$  – частота спектральной моды,  $n_{x,y}(\omega) = n_{x,y} + c\delta_{x,y}\omega^2$  – показатели преломления компонент импульса,

$$I_{xy} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} F_x(\omega - \omega_2, z) F_y(\omega_2, z) d\omega_2, \quad I_{yy} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} F_y(\omega - \omega_2, z) F_y(\omega_2, z) d\omega_2,$$

$$I_{xx} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} F_x(\omega - \omega_2, z) F_x(\omega_2, z) d\omega_2.$$

Для анализа системы уравнений (3), (4) воспользуемся методом последовательных приближений. В нулевом приближении получаем

$$F_{x,y}^{(0)}(\omega, z) = A_{x,y}(\omega) e^{-i\omega \frac{n_{x,y}(\omega)}{c} z}, \quad (5)$$

где  $A_{x,y}(\omega)$  – Фурье функция компонент сигнала на входе в среду ( $z = 0$ ).

Продолжая итерационную процедуру и, используя метод стационарных фаз [3], получаем искомое асимптотическое решение



$$F_x(\omega, z) = \left[ A_x(\omega) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi\omega}{3z}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \left( a_x \frac{1}{\sqrt{\delta_x}} A_x^2\left(\frac{\omega}{2}\right) \frac{e^{-ih_1 z}}{h_1} + g_x \frac{1}{\sqrt{\delta_y}} A_y^2\left(\frac{\omega}{2}\right) \frac{e^{-ih_2 z}}{h_2} \right) + \right. \\ \left. + b_x \omega \left( A_x(\omega - \omega_a) A_y(\omega_a) \sqrt{\frac{2\pi}{-h_3''(\omega_a) z}} \frac{e^{-izh_3(\omega_a) - i\frac{\pi}{4} \text{sign}h_3''(\omega_a)}}{h_3(\omega_a)} + (\omega_a \rightarrow \omega_b) \right) \right] e^{-i\frac{n_x(\omega)}{c} z}, \quad (6)$$

$$F_y(\omega, z) = \left[ A_y(\omega) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi\omega}{3z}} e^{-i\frac{\pi}{4}} \left( a_y \frac{1}{\sqrt{\delta_y}} A_y^2\left(\frac{\omega}{2}\right) \frac{e^{-ih_4 z}}{h_4} + b_y \frac{1}{\sqrt{\delta_x}} A_x^2\left(\frac{\omega}{2}\right) \frac{e^{-ih_5 z}}{h_5} \right) + \right. \\ \left. + g_y \omega \left( A_y(\omega - \omega_a) A_x(\omega_a) \sqrt{\frac{2\pi}{-h_6''(\omega_a) z}} \frac{e^{-izh_6(\omega_a) - i\frac{\pi}{4} \text{sign}h_6''(\omega_a)}}{h_3(\omega_a)} + (\omega_a \rightarrow \omega_b) \right) \right] e^{-i\frac{n_y(\omega)}{c} z}. \quad (7)$$

Здесь  $h_1 = 2k_x(\omega/2) - k_x(\omega)$ ,  $h_2 = 2k_y(\omega/2) - k_x(\omega)$ ,  
 $h_3(\omega_2) = k_x(\omega - \omega_2) + k_y(\omega_2) - k_x(\omega)$ ,  $h_4 = h_1(x \rightarrow y)$ ,  $h_5 = h_2(x \rightarrow y)$ ,  
 $h_6 = h_3(x \rightarrow y)$ ,  $\omega_{a,b} = \left( -\delta_x \omega \pm \sqrt{\delta_x^2 \omega^2 + \delta_x(\omega^2 + \omega_k^2)(\delta_y - \delta_x)} \right) / (\delta_y - \delta_x)$ ,  
 $k_{x,y}(\omega) = \omega n_{x,y} / c + \delta_{x,y} \omega^3$  – волновые числа соответствующих компонент импульса,  $\omega_k^2 = (n_y - n_x) / 3\delta_x c$  – параметр, имеющий размерность мерность квадрата частоты,  $h_{3,6}''(\omega_{a,b}) = \left( \partial^2 h_{3,6} / \partial \omega^2 \right)_{\omega_2 = \omega_{a,b}}$ .

Из решений (6) и (7) следует, что Фурье-образы компонент импульса будут иметь особенности, при выполнении условий фазового синхронизма  $h(\omega)_{1-6} = 0$ . Эти особенности легко устранить, с помощью интегрирования по параметру

$$\lim_{h \rightarrow 0} \frac{e^{izh}}{ih} = \lim_{h \rightarrow 0} \int_{-\infty}^z e^{izh} dz = \int_{-\infty}^z \lim_{h \rightarrow 0} e^{izh} dz = \int_{-\infty}^z dz = z + C_1, \quad (8)$$

где  $C_1$  – константа интегрирования.

Как и следовало ожидать, условия фазового синхронизма для собственных квадратичных нелинейностей не выполняются  $h(\omega)_{1,4} \neq 0$ . Из анализа оставшихся синхронизмов следует, что  $h_{2,5}(\omega_{2,5}) = 0$ ,  $h_3(\omega_{3,1,3,2}) = 0$ ,  $h_6(\omega_{6,1,6,2}) = 0$ , где

$$\omega_2 = 2\sqrt{\frac{n_y - n_x}{c(4\delta_x - \delta_y)}}, \quad \omega_{3,1} = 2\sqrt{\frac{n_y - n_x}{3c\delta_x}}, \quad \omega_{3,2} = 2\sqrt{\frac{(n_y - n_x)(\delta_y - \delta_x)}{3c\delta_x(4\delta_x - \delta_y)}}, \quad (9)$$

$$\omega_5 = \omega_2(x \rightarrow y), \quad \omega_{6,1} = \omega_{3,1}(x \rightarrow y), \quad \omega_{6,2} = \omega_{3,2}(x \rightarrow y). \quad (10)$$

Это означает, что по мере распространения импульса на этих частотах можно ожидать роста соответствующих спектральных плотностей сигнала.

Зависимость  $n_y$  от угла  $\alpha$  определяется выражением [4]

$$\frac{1}{n_y^2} = \frac{\cos^2 \alpha}{n_\eta^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{n_\zeta^2}, \quad (11)$$

где  $n_{\zeta,\eta}$  – показатели преломления на нулевой частоте, соответствующие главным осям кристалла. Подставляя (11) в (9), (10), мы можем определить частоты, на которых следует ожидать роста соответствующих функций Фурье. Например, если импульс распространяется в направлении  $z$  двуосного кристалла, при котором  $n_y > n_x$ ,  $\delta_y > \delta_x$  (обычно  $\delta_y / \delta_x \approx 1$ ), то спектральная плотность  $F_x$  будет расти на частотах  $\omega_2$ ,  $\omega_{3,1}$ ,  $\omega_{3,2}$  а  $F_y$  – на частоте  $\omega_{6,2}$ . Если ПКИ распространяется вдоль оптической оси второго рода кристалла, то в этом направлении (как видно из (9), (10), (6), (7)) генераций гармоник наблюдаться не будет.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V.G. Bepalov, S.A. Kozlov, Yu.A. Shpolyanskiy, I.A. Walmsley // Phys. Review A. 2002. V. 66. P. 013811.
2. С.В. Сазонов, В.А. Халяпин // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1787.
3. А. Найфэ "Введение в методы возмущения" М.: Мир, 1984.
4. Д.В. Сивухин "Общий курс физики. Оптика" М.: Наука, 1980.

## ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ИНФРАКРАСНОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ СПЕКТРА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В ДИЭЛЕКТРИКЕ ДВУХ РАЗНОЧАСТОТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

С.А. Штумпф, В.Г. Беспалов, А.А. Королев, С.А. Козлов

*Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий,  
механики и оптики, 197101, Санкт-Петербург, Россия*

[stumpf@rain.ifmo.ru](mailto:stumpf@rain.ifmo.ru), [victorbespaloff@gmail.com](mailto:victorbespaloff@gmail.com), [kozlov@mail.ifmo.ru](mailto:kozlov@mail.ifmo.ru)

Возможность распространения в оптических средах высокоинтенсивных фемтосекундных световых импульсов без необратимого разрушения вещества позволяет наблюдать нелинейные оптические явления значительно ярче выраженными, чем для излучения большей длительности [1]. На сегодняшний день уже хорошо изучены особенности генерации спектрального суперконтинуума при самовоздействии в среде одиночных высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов. Теперь значительное внимание исследователей привлекает изучение взаимодействия в нелинейных оптических средах двух и более интенсивных фемтосекундных импульсов, причем разных спектральных составов, поскольку сверхуширение спектра излучения в этих условиях может проявлять новые закономерности, а генерируемый суперконтинуум оказывается более богатым по составу.

В работах [2-5] изучалось взаимодействие разночастотных фемтосекундных импульсов в воздухе при высоких интенсивностях излучения, при которых ангармонизм электронного отклика атомов среды переходит в плазменную нелинейность вещества. Была экспериментально продемонстрирована эффективная генерация в плазме широкополосного ИК-излучения в диапазоне длин волн вплоть до 1 мм. Такой способ генерации позволил получить наиболее интенсивное на сегодняшний день ТГц излучение [2], которое перспективно в различных приложениях [3, 4]. Важной задачей стал поиск оптимальных условий генерации ТГц излучения в указанных условиях. Это потребовало развития теории взаимодействия высокоинтенсивных разночастотных фемтосекундных импульсов при возбуждении ими в диэлектрических средах плазмы, что сделано в работе [5]. Эта теория дала хорошее совпадение результатов численного моделирования с данными физического эксперимента по наблюдению квазипериодической зависимости мощности генерируемого ТГц излучения от продольного смещения взаимодействующих импульсов.

В настоящей работе данная теоретическая модель использована для изучения полевой структуры генерируемого ИК и ТГц-излучения и анализа эффективности генерации от длины области взаимодействия разночастотных фемтосекундных импульсов. Для анализа и численного

моделирования распространения двух предельно коротких импульсов в диэлектрической среде в условиях генерации плазмы в работе используется система уравнений, которая в нормированных координатах  $\tilde{E} = E / E_0$ ,  $\tilde{z} = a\omega_0^3 z$  и  $\tilde{\tau} = \omega_0 \tau$  приводится к уравнению вида [6]

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial^3 \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}^3} + G \frac{\partial \tilde{E}^3}{\partial \tilde{\tau}} + H \int_{-\infty}^{\tilde{\tau}} \tilde{E}^3(\tau') e^{-\frac{\tilde{\tau}-\tau'}{\tilde{\tau}_c}} d\tau' \int_{-\infty}^{\tau'} \tilde{E}^2(\tau'') e^{-\frac{\tau'-\tau''}{\tilde{\tau}_p}} d\tau'' = 0 \quad (1)$$

где безразмерные коэффициенты  $G = \frac{4 \Delta n_{нл}}{3 \Delta n_0}$ ,  $H = \frac{2\pi}{n_0 \Delta n_0} \frac{\tilde{\tau}_{умн}^2}{\omega_0^2} \frac{\alpha \beta E_0^4}{\omega_0}$ ,  $\tilde{\tau}_p = \tau_p \omega_0$ ,  $\tilde{\tau}_c = \tau_c \omega_0$ ,  $\tilde{\tau}_{умн} = \tau_{умн} \omega_0$ ,  $\Delta n_0 = ca\omega_0^2$  – дисперсионная добавка к показателю преломления среды,  $\Delta n_{нл} = \frac{1}{2} n_2 E_0^2$  – нелинейная добавка к показателю преломления среды, индуцируемая в поле монохроматической волны с амплитудой  $E_0$ ,  $E$  – электрическое поле излучения;  $z$  – направление его распространения;  $\tau = t - \frac{n_0}{c} z$  – время в сопровождающей излучение системе координат;  $t$  – текущее время;  $c$  – скорость света в вакууме;  $n_0$  и  $a$  определяют зависимость линейного показателя преломления  $n$  среды от частоты  $\omega$ ; коэффициент  $g$  характеризует безынерционную часть электронной нелинейной поляризованности среды; коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  характеризуют эффективность заселения высоковозбужденных связанных состояний электронов в атомах вещества и перехода их в несвязанное состояние свободного движения;  $\tau_p$  – эффективное время релаксации заселенностей высоковозбужденных связанных состояний;  $\tau_c$  – среднее время столкновительной релаксации свободных электронов в плазме. Граничные условия для уравнения (1) задаются в виде:

$$\tilde{E}(\tilde{\tau}) = \exp\left(-\frac{\tilde{\tau}^2}{\tilde{\tau}_{умн}^2}\right) \sin(\tilde{\tau}) + \exp\left(-\frac{\tilde{\tau}^2}{\tilde{\tau}_{умн}^2}\right) \sin(2\tilde{\tau}). \quad (2)$$

На рис. 1 смоделирована зависимость интегральной интенсивности ТГц-излучения от длины филамента при  $G=1.77$ ,  $H=1.9$  (что соответствует распространению в воздухе пары импульсов интенсивностью  $I = 1,52 \cdot 10^{12} \text{ Bm} / \text{см}^2$ ). Видно, что эта зависимость (сплошная линия на рисунке) носит периодический характер. Для большей наглядности приведена такая же зависимость, полученная в модельном эксперименте в отсутствие безынерционной нелинейности, при  $G=0$ ,  $H=1.9$ . Выявленный характер зависимости объясняется тем, что линейная

дисперсия в воздухе действует, линейно сдвигая высокочастотные компоненты импульса друг относительно друга по мере распространения. Поэтому эффективность генерации терагерцового излучения в процессе распространения снижается, затем начинается генерация терагерцового излучения в противофазе к сгенерированному на ранних стадиях взаимодействия, а затем цикл повторяется. Видно, что модельная картина, учитывающая только плазменную нелинейность, имеет вид, близкий к чисто гармоническому. Реальная же картина несколько искажена нелинейными явлениями, трансформирующими исходные высокочастотные импульсы по мере их распространения.

На рис. 2 приведена форма поля на расстояниях, соответствующих первому максимуму интенсивности на рис. 1, первому минимуму и второму максимуму (соответственно,  $Z = 1 \text{ см}$ ,  $2,25 \text{ см}$  и  $2,75 \text{ см}$ ). Эта иллюстрация подтверждает приведенные выше рассуждения: как видно, фазы импульсов в первом и втором максимуме противоположны, в минимуме излучение имеет существенно меньшую амплитуду.

Разработанная нами модель генерации терагерцового излучения при ионизации диэлектрической среды парой высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов позволяет сделать рекомендации по оптимизации эффективности генерации излучения. Принципиальное значение имеет настройка начальной относительной фазы импульсов первой и второй гармоники, что описано в работе [5], интенсивность генерируемого терагерцового излучения может быть значительно повышена с помощью управления длиной филамента за счет параметров фокусирующей системы.

Таким образом, в настоящей работе теоретически исследованы характерные особенности генерации терагерцового (ТГц) излучения при взаимодействии разночастотных фемтосекундных импульсов в условиях оптического пробоя газов. Показано, что интегральная интенсивность излучения в диапазоне  $25.5 \text{ мкм} - 0.2 \text{ мм}$  периодически зависит от длины филамента, а генерируемое в терагерцовой области спектра излучение имеет вид импульса из малого числа колебаний.

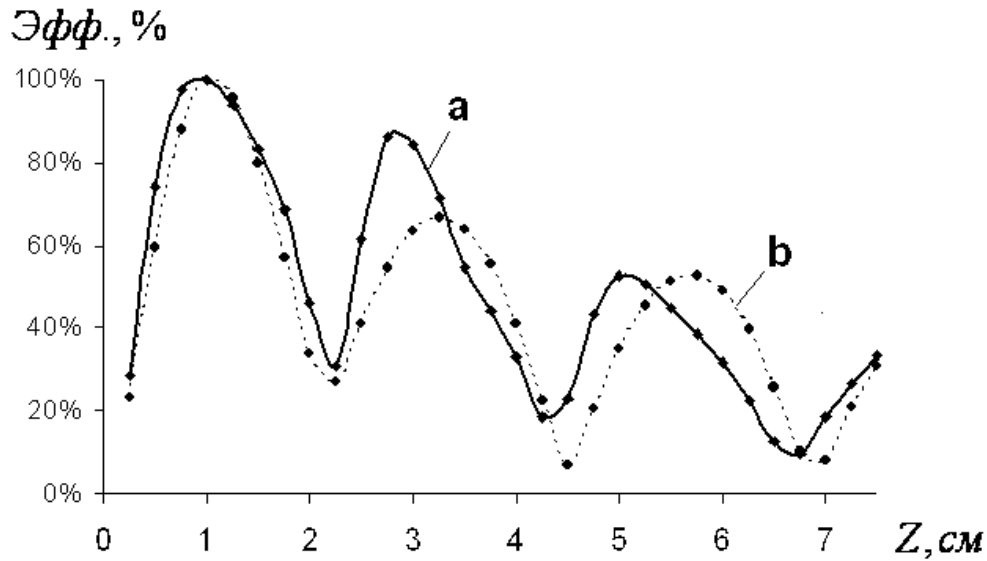


Рис. 1. Теоретически рассчитанная зависимость интегральной интенсивности излучения в терагерцовом диапазоне 25.5 мкм – 0.2 мм от длины филамента  $Z$  в а) физическом б) «модельном» (без безынерционной нелинейности) воздухе.

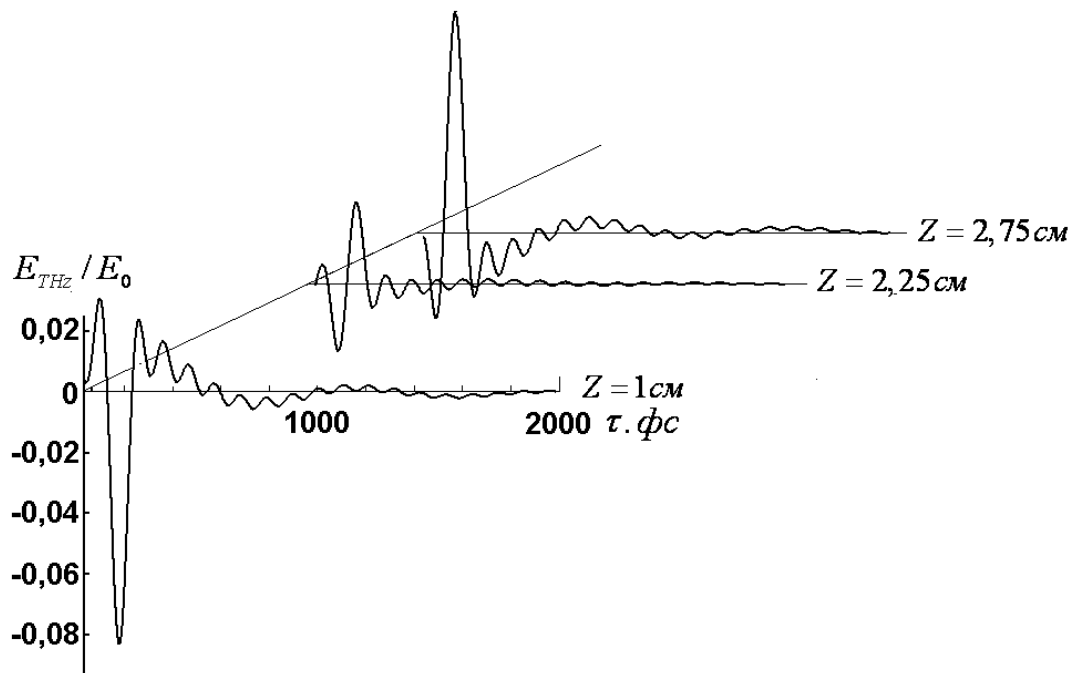


Рис. 2. Теоретически рассчитанная форма электрического поля импульса в терагерцовом диапазоне, генерируемого при совместном распространении двух разночастотных импульсов, в зависимости от длины филамента.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Козлов, В.В. Самарцев “Оптика фемтосекундных лазеров” СПб: СПбГУ ИТМО, 2007.
2. К. -Y. Kim, B. Yellampalle, J. H. Glowina, A. Taylor, and G. Rodriguez // OSA Technical Digest Series (CD), paper TuD7.

3. J. Dai, N. Karpowicz, X.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V.103. 023001 (4 p.)
4. Р.А. Ахмеджанов, И.Е. Иляков, В.А. Миронов, Е.В. Суворов, Д.А. Фадеев, Б.В. Шишкин // *ЖЭТФ.* 2009. Т.136. №3(9). С. 431.
5. А.А. Андреев, В.Г. Беспалов, А.А. Городецкий, С.А. Козлов, В.Н. Крылов, Г.В. Лукомский, Е.В. Новоселов, Н.В. Петров, С.Э. Путилин, С.А. Штумпф. // *Оптика и спектроскопия.* 2009. Т.107. №4. С. 569.
6. С.А. Штумпф, А.А. Королев, С.А. Козлов // *Известия РАН., серия физическая.* 2007. Т.71. №2. С.158.