

КРОСС-МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ЭФФЕКТИВНОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

*Е. Е. Серебрянников^a, С. О. Коноров^a, А. А. Иванов^b, М. В. Федоров^c,
М. В. Алфимов^b, А. М. Желтиков^{a,d*}*

^a *Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

^b *Центр фотохимии Российской академии наук
117421, Москва, Россия*

^c *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук
117942, Москва, Россия*

^d *Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 февраля 2005 г.

Экспериментально продемонстрирована возможность эффективного управляемого параметрического преобразования частоты фемтосекундных лазерных импульсов за счет параметрической неустойчивости, индуцированной явлением фазовой кросс-модуляции в поле попутной накачки в кварцевом микроструктурированном волокне. Управление амплитудой и частотным сдвигом боковых компонент, генерируемых в спектре пробного поля на выходе волокна за счет параметрического четырехволнового взаимодействия, осуществляется путем изменения интенсивности поля накачки.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

1. ВВЕДЕНИЕ

Для широкого класса нелинейных систем физической, химической и биологической природы характерно явление модуляционной неустойчивости. Неустойчивость этого типа приводит к изменению характера волнового процесса в условиях одновременного действия нелинейности и дисперсии среды и к образованию импульсно-пиковой структуры во временном или пространственном представлении. Модуляционные неустойчивости наблюдаются в гидродинамике [1], нелинейной оптике [2], физике плазмы [3], а также характерны для вещества в состоянии бозе-эйнштейновской конденсации [4].

В нелинейной оптике модуляционная неустойчивость проявляется в преобразованиях спектра, вре-

менной формы и пространственного профиля лазерного излучения [5, 6]. Высокие значения коэффициентов усиления новых частотных компонент, возникающих в спектре лазерного излучения в результате модуляционной неустойчивости, достигаются в оптических волокнах [5, 7], обеспечивающих большие длины нелинейно-оптического взаимодействия.

Появление микроструктурированных волокон [8–10] открывает возможность использования явления модуляционной неустойчивости для эффективного преобразования частоты лазерного излучения. В работах [11, 12] реализована схема самоиндуцированной модуляционной неустойчивости лазерного излучения в микроструктурированном волокне. В настоящей работе сообщается об экспериментальном наблюдении модуляционной неустойчивости, индуцированной явлением фазовой кросс-модуляции в поле попутных частотно

*E-mail: zheltikov@phys.msu.ru

разнесенных фемтосекундных лазерных импульсов в микроструктурированном волокне. Волокно в этом режиме служит высокоэффективным преобразователем частоты маломощных фемтосекундных лазерных импульсов. Управление амплитудой и частотным сдвигом боковых компонент, генерируемых в спектре пробного поля на выходе волокна за счет параметрического четырехволнового взаимодействия, осуществляется путем изменения интенсивности поля накачки.

**2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
КРОСС-МОДУЛЯЦИОННОЙ
НЕУСТОЙЧИВОСТИ В
МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ
ВОЛОКНАХ**

Рассмотрим явление кросс-модуляционной неустойчивости для двухчастотного поля вида

$$E(x, y, z, t) = F(x, y) \sum_{j=1}^2 A_j(z, t) \times \exp(i(\beta_j z - \omega_j t)), \quad (1)$$

где $F(x, y)$ — поперечный профиль поля, $A_j(z, t)$ — временная огибающая импульса, β_j — постоянная распространения, ω_j — центральная частота импульса, $j = 1, 2$. Приближение медленно меняющихся амплитуд приводит к следующим уравнениям для эволюции импульса накачки ($j = 1$) и пробного поля ($j = 2$) [13]:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{1}{2} \alpha_j A_j + (-1)^{j-1} \delta \frac{\partial A_j}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_{2j} \frac{\partial^2 A_j}{\partial \tau^2} = i \gamma_j (|A_j|^2 + 2|A_{3-j}|^2) A_j, \quad (2)$$

где

$$\tau = t - \frac{z}{v_g}, \quad \bar{v}_g = \frac{v_{g1}^{-1} + v_{g2}^{-1}}{2}, \quad \delta = \frac{1}{v_{g2}} - \frac{1}{v_{g1}},$$

$$\beta_{2j} = \left(\frac{d^2 \beta_j}{d\omega^2} \right)_{\omega=\omega_j}, \quad \gamma_j = \frac{n_2 \omega_j}{c S_j},$$

α_j — коэффициенты затухания на частотах полей накачки и пробного поля, v_{gj} — групповые скорости импульса накачки и пробного импульса, n_2 — нелинейный показатель преломления материала волокна, S_j — эффективные площади волноводных мод поля накачки и пробного поля. Наличие множителя 2 перед слагаемым $|A_{3-j}|^2$ в правой части уравнения (2) отражает тот факт, что в выражении для кубической по полю нелинейной поляризации среды слагаемых, содержащих $|A_{3-j}|^2 A_j$, в два раза больше, чем слагаемых, содержащих $|A_j|^2 A_j$ (см., например, [5]).

Пренебрегая оптическими потерями, представим стационарные решения уравнений (2) в виде

$$\bar{A}_j = \sqrt{P_j} \exp(i\phi_j), \quad (3)$$

где P_j — мощность j -го поля,

$$\phi_j = \gamma_j (P_j + 2P_{3-j})$$

— нелинейная фаза.

Зададим малые возмущения стационарных решений (3):

$$A_j = \left(\sqrt{P_j} + a_j \right) \exp(i\phi_j), \quad (4)$$

$$a_j = U_j \exp(i(Kz - \Omega\tau)) + \text{с.с.}, \quad (5)$$

где U_j — комплексные амплитуды возмущений.

Подставляя выражения (3)–(5) в уравнения (2) и линеаризуя систему относительно амплитуд возмущений a_j , получим следующее дисперсионное соотношение для волнового числа возмущения K [13]:

$$\left(\left(K - \frac{\Omega\delta}{2} \right)^2 - h_1 \right) \left(\left(K + \frac{\Omega\delta}{2} \right)^2 - h_2 \right) = C^2, \quad (6)$$

где

$$h_j = \frac{1}{4} \beta_{2j}^2 \Omega^2 \left(\Omega^2 + \frac{4\gamma_j P_j}{\beta_{2j}} \right),$$

$$C = 2\Omega^2 \sqrt{\beta_{21} \beta_{22} \gamma_1 \gamma_2 P_1 P_2}.$$

Стационарные решения (3) становятся неустойчивыми для тех возмущений, для которых волновое число K имеет ненулевую мнимую часть. Усиление неустойчивостей поля накачки и пробного поля при этом происходит за счет параметрического четырехволнового взаимодействия с волновым синхронизмом, индуцируемым явлением фазовой кросс-модуляции. Коэффициент усиления параметрически генерируемых спектральных компонент определяется выражением

$$G(\Omega) = 2 \text{Im } K. \quad (7)$$

С помощью выражений (6) и (7) проанализируем кросс-модуляционную неустойчивость в микроструктурированных волокнах, использовавшихся в описанных ниже экспериментах. Волокна были изготовлены из плавленого кварца по стандартной технологии [8, 14] и имели структуру поперечного сечения, показанную на рис. 1. Диаметр сердцевинки волокна составлял 4.3 мкм. Для расчета параметра групповой задержки δ и дисперсии групповой скорости (ДГС)

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2}$$

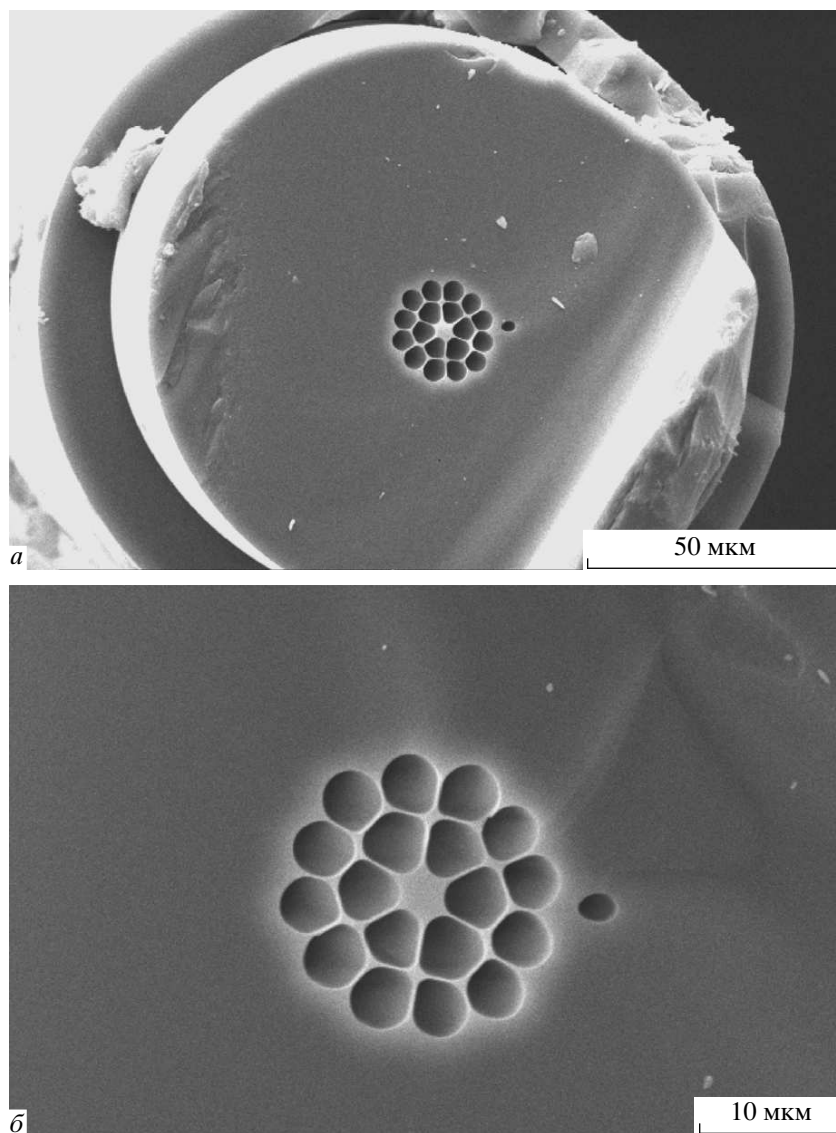


Рис. 1. Изображения поперечного сечения микроструктурированного волокна. Масштабная метка соответствует 50 (а) и 10 (б) мкм

волноводных мод таких волокон проводилось численное решение волнового уравнения для электрического поля. Метод решения был основан на процедуре [15] разложения поля по системе ортогональных полиномов в представлении двумерного профиля показателя преломления в сечении волокна в виде суммы по произведениям полиномов Эрмита–Гаусса и тригонометрических функций.

На рис. 2а, б представлены зависимости групповых скоростей и дисперсии групповой скорости от длины волны, рассчитанные для волноводных мод (показаны на вставках к рис. 2а) исследуе-

мого типа микроструктурированного волокна. Для основной волноводной моды, как следует из рис. 2б, длина волны излучения хром-форстеритового лазера ($\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1 = 1240$ нм), использовавшегося в наших экспериментах в качестве поля накачки, лежит в области аномальной дисперсии. Длина волны излучения второй гармоники этого лазера ($\lambda_2 = 2\pi c/\omega_2 = 620$ нм), служившего в наших экспериментах в качестве пробного поля, лежит в области нормальной дисперсии. Групповая задержка импульса накачки и пробного импульса в таком волокне составляет $\delta = 20$ пс/м.

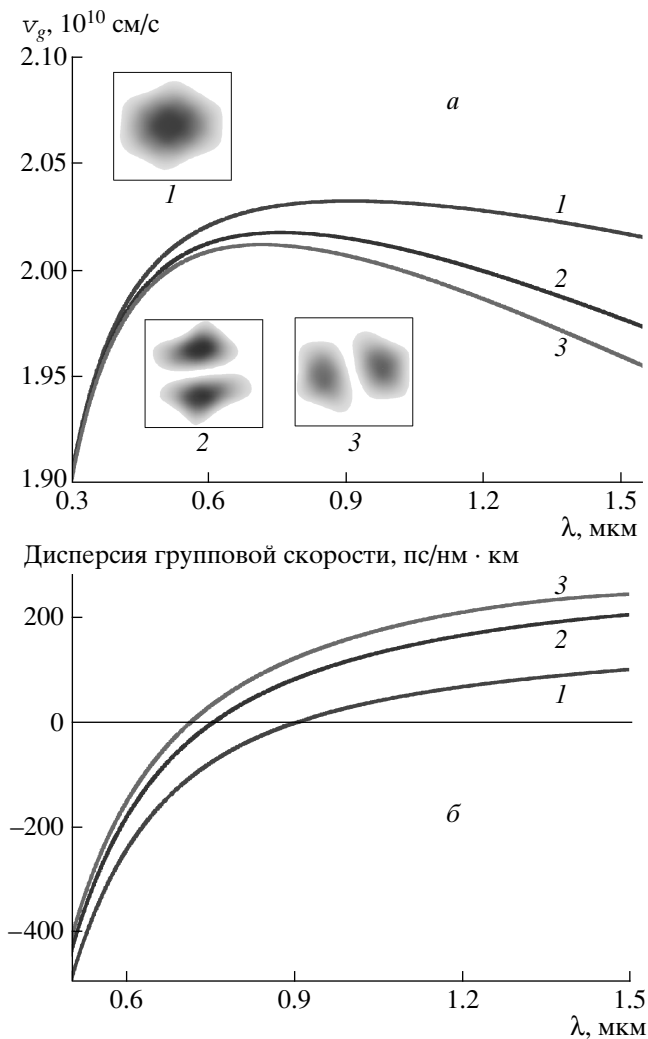


Рис. 2. Групповая скорость (а) и дисперсия групповой скорости (б) для трех волноводных мод (1–3) микроструктурированного волокна со структурой поперечного сечения, показанной на рис. 1. Профили интенсивности поля в волноводных модах 1–3 представлены на вставке к рис. 2а

На рис. 3 приведены результаты выполненных с помощью выражений (6) и (7) расчетов коэффициента усиления кросс-модуляционной неустойчивости пробного поля с центральной длиной волны 620 нм в волокне рассматриваемого типа. Выполненные расчеты указывают на возможность достижения высоких эффективностей параметрического преобразования частоты пробного поля. Как показывают результаты расчетов, перестройка длины волны параметрического сигнала достигается за счет варьирования параметра групповой задержки и отношения мощностей поля накачки P_1 и пробного поля P_2 . При

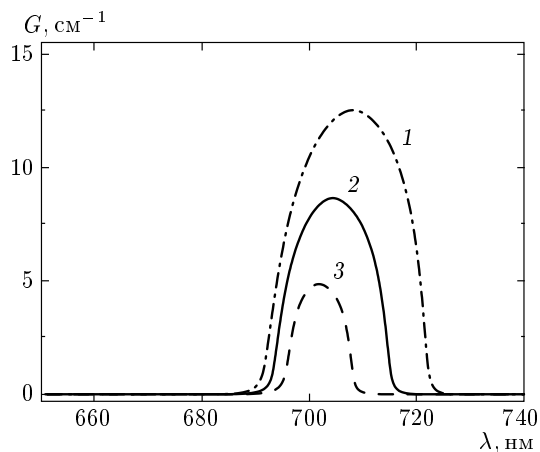


Рис. 3. Коэффициент усиления кросс-модуляционной неустойчивости, рассчитанный с помощью выражений (6) и (7), в зависимости от длины волны излучения при различных отношениях мощностей поля накачки P_1 и пробного поля P_2 для волокна со структурой поперечного сечения, показанной на рис. 1. Центральная длина волны поля накачки $\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1 = 1240$ нм, центральная длина волны пробного поля $\lambda_2 = 2\pi c/\omega_2 = 620$ нм, групповая задержка $\delta = 20$ пс/м. $P_1/P_2 = 6.0$ (1), 3.0 (2), 1.0 (3)

изменении отношения P_1/P_2 от 1 до 6 длина волны, соответствующая максимальному значению коэффициента усиления G параметрического сигнала при фиксированном значении групповой расстройки $\delta = 20$ пс/м, как видно из рис. 3, плавно перестраивается в области 703–714 нм. Максимальная отстройка частот боковых компонент $|\Omega_{max}|$ от центральной частоты ω_2 пробного поля при этом составляет

$$\frac{|\Omega_{max}|}{\omega_2} = \frac{|\delta\lambda|}{\lambda_2} \approx \frac{100 \text{ нм}}{620 \text{ нм}} \cdot 100\% \approx 16\%.$$

Представленный в настоящем разделе анализ явления кросс-модуляционной неустойчивости справедлив как для малых, так и для больших значений отстройки частот боковых компонент от центральной частоты пробного поля (см. [5]). В частотном представлении возникновение боковых компонент $\omega_{1,2} \pm \Omega$ в спектре поля двухчастотного сигнала с центральными частотами ω_1 и ω_2 может быть наглядно интерпретировано как четырехволновое взаимодействие типа

$$\omega_1 + \omega_2 = (\omega_1 + \Omega) + (\omega_2 - \Omega) = (\omega_1 - \Omega) + (\omega_2 + \Omega)$$

с фазовым синхронизмом, достигаемым за счет наводимой полем добавки к показателю преломления материала волокна.

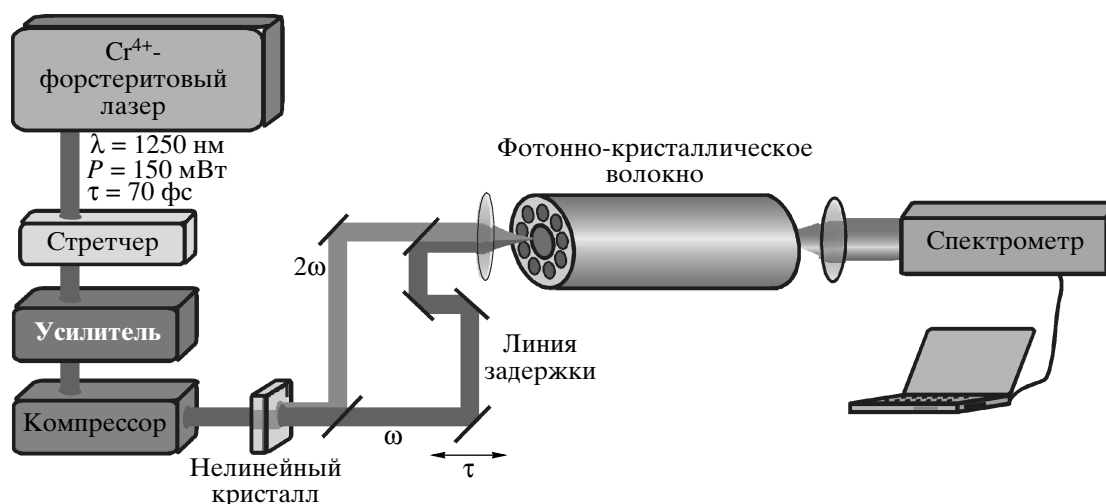


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для исследования кросс-модуляционной неустойчивости фемтосекундных лазерных импульсов в микроструктурированном волокне

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Лазерная система, использовавшаяся в экспериментах (рис. 4), состояла из задающего лазера на кристалле Cr^{4+} :форстерит, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрессора и кристалла для удвоения частоты. Для накачки задающего лазера использовался волоконный иттербиевый лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 50–70 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов составляла 1250 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла около 180 мВт. Усиление фемтосекундных импульсов, формируемых задающим генератором, производилось при помощи регенеративного усилителя, накачиваемого излучением Nd:YLF-лазера. Сжатие лазерных импульсов, усиленных до энергии порядка 100 мкДж, проводилось в решеточном компрессоре, обеспечивавшем длительность выходных импульсов в диапазоне 50–150 фс. Удвоение частоты излучения лазера на хром-форстерите проводилось с помощью кристалла LBO. Более подробное описание лазерной системы приводится в работе [16].

В экспериментах использовались импульсы накачки и пробного поля с начальной длительностью около 100 фс. Энергия пробного импульса фиксировалась на уровне 2 нДж. Энергия импульса накачки варьировалась в диапазоне от 1 до 50 нДж. Длина волокна составляла 5 см. При низких энергиях излучения накачки пробный импульс испытывал лишь

незначительное уширение (кривая 1 на рис. 5) за счет фазовой самомодуляции в микроструктурированном волокне.

Увеличение энергии излучения накачки приводило к заметным изменениям в спектре пробного импульса на выходе волокна (кривые 2, 3 на рис. 5). Как основные тенденции трансформации спектра пробного импульса, так и значения частот боковых компонент в спектре выходного импульса согласуются с результатами теоретического анализа. В частности, низкочастотная компонента, возникающая в спектре пробного импульса на выходе волокна, при энергии импульса накачки 14 нДж имеет центральную длину волны около 700 нм (кривые 2, 3 на рис. 5). Именно в этой спектральной области, согласно выполненным расчетам, достигается максимальное значение коэффициента усиления G . При увеличении мощности поля накачки наблюдается плавная перестройка частот и амплитуд боковых спектральных компонент (ср. кривые 2 и 3 на рис. 5). В частности, при увеличении отношения P_1/P_2 от 3.5 до 7.0 максимум низкочастотной боковой компоненты в спектре пробного импульса, как видно из рис. 5, перестраивается с длины волны 702 нм на длину волны 712 нм, что находится в хорошем согласии с результатами расчетов (рис. 3). Таким образом, как основные тенденции, так и наиболее важные количественные характеристики явления параметрической генерации боковых компонент в спектре пробного фемтосекундного импульса в поле попутного импульса накачки в исследованных микроструктурированных

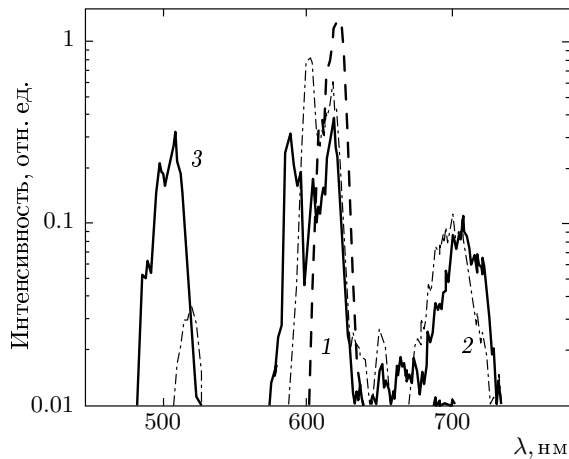


Рис. 5. Спектры пробного поля на выходе микроструктурированного волокна длиной 6 см. Энергия поля накачки составляет 0.5 (1), 7 (2), 14 (3) нДж. Энергия пробного поля равна 2 нДж

волокна в целом правильно описываются в рамках стандартной модели кросс-модуляционной неустойчивости.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты экспериментальных и теоретических исследований, представленные в настоящей работе, указывают на возможность использования явления кросс-модуляционной неустойчивости для эффективного параметрического преобразования частоты фемтосекундных лазерных импульсов малой мощности. Управление амплитудой и частотным сдвигом боковых компонент, генерируемых в спектре пробного поля на выходе волокна за счет параметрического четырехволнового взаимодействия, осуществляется путем изменения интенсивности поля накачки.

Авторы выражают признательность Ю. Н. Кондратьеву, В. С. Шевандину, К. В. Дукельскому и А. В. Хохлову за изготовление образцов микроструктурированных волокон, а также Д. А. Акимову, А. Б. Федотову и Д. А. Сидорову-Бирюкову за помощь и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты

№№ 03-02-16929, 05-02-90566-ННС), ИНТАС (гранты №№ 03-51-5037, 03-51-5288), Федеральной целевой научно-технической программы РФ (контракт № 02.434.11.2010), а также гранта Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект № RUP2-2695-МО-05).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. B. Whitham, Proc. R. Soc. London **283**, 238 (1965).
2. В. И. Беспалов, В. И. Таланов, Письма ЖЭТФ **3**, 471 (1966).
3. T. Tainuti and H. Washimi, Phys. Rev. Lett. **21**, 209 (1968).
4. L. Salasnich, A. Parola, and L. Reatto, Phys. Rev. Lett. **91**, 080405 (2003).
5. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego (2001).
6. R. Malendevich, L. Jankovic, G. I. Stegeman, and J. S. Aitchison, Opt. Lett. **26**, 1879 (2001).
7. K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, Phys. Rev. Lett. **56**, 135 (1986).
8. P. St. J. Russell, Science **299**, 358 (2003).
9. J. C. Knight, Nature **424**, 847 (2003).
10. А. М. Желтиков, *Оптика микроструктурированных волокон*, Наука, Москва (2004).
11. J. D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. K. L. Wong, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, Opt. Lett. **28**, 2225 (2003).
12. J. E. Sharping, M. Fiorentino, P. Kumar, and R. S. Windeler, Opt. Lett. **27**, 1675 (2002).
13. G. P. Agrawal, Phys. Rev. Lett. **59**, 880 (1987).
14. D. A. Akimov, E. E. Serebryannikov, A. M. Zheltikov, M. Schmitt, R. Maksimenka, W. Kiefer, K. V. Dukel'skii, V. S. Shevandin, and Yu. N. Kondrat'ev, Opt. Lett. **28**, 1948 (2003).
15. T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennet, J. Lightwave Tech. **18**, 50 (2000).
16. А. А. Иванов, М. В. Алфимов, А. М. Желтиков, УФН **174**, 743 (2004).