

# ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЫХ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ И ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

*С. О. Коноров<sup>a</sup>, О. А. Колеватова<sup>a</sup>, А. Б. Федотов<sup>a,b</sup>, Е. Е. Серебрянников<sup>a</sup>,  
Д. А. Сидоров-Бирюков<sup>b</sup>, Ю. М. Михайлова<sup>a</sup>, А. Н. Наумов<sup>b</sup>, В. И. Белоглазов<sup>c</sup>,  
Н. В. Скибина<sup>c</sup>, Л. А. Мельников<sup>c</sup>, А. В. Щербаков<sup>c</sup>, А. М. Желтиков<sup>a,b\*</sup>*

<sup>a</sup> *Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Институт технологии и обработки стеклянных структур  
410044, Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 31 октября 2002 г.

Исследованы свойства собственных мод электромагнитного излучения, локализованных в полой сердцевине волокон с периодической и непериодической микроструктурированными оболочками. Полые волокна с двумерно периодической оболочкой поддерживают волноводный режим распространения электромагнитного излучения в полой сердцевине за счет высокой отражательной способности оболочки в области фотонной запрещенной зоны. Экспериментально измеренный спектр мод содержит набор изолированных максимумов, соответствующих фотонным запрещенным зонам фотонно-кристаллической оболочки. Перестройка спектра мод волокна данного типа осуществляется путем изменения параметров оболочки. Показана возможность создания полых фотонно-кристаллических волокон, обеспечивающих максимальное пропускание излучения с требуемой длиной волны. Созданы и испытаны волокна для передачи излучения с длинами волн 532, 633 и 800 нм. Исследовано влияние периодичности оболочки микроструктурированного волокна на свойства волноводных мод, возбуждаемых в полой сердцевине волокна. Показана возможность реализации волноводных режимов распространения электромагнитного излучения в полых волокнах с разупорядоченной фотонно-кристаллической оболочкой. Созданные и исследованные в настоящей работе фотонно-кристаллические волокна с полой сердцевиной открывают новые возможности для передачи сверхкоротких импульсов мощного лазерного излучения, увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и решения задачи волоконной доставки мощных лазерных импульсов в технологических лазерных системах.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Микроструктурированные волокна [1–9] открывают уникальные возможности в области нелинейной оптики и спектроскопии, оптики сверхкоротких импульсов, оптической метрологии, биомедицинской оптики, а также представляют значитель-

ный интерес для понимания фундаментальных физических свойств собственных мод электромагнитного излучения, локализованных в микро- и наноструктурах. Волокна этого типа обеспечивают сочетание возможности управления дисперсией волноводных мод [10, 11] с высокой степенью локализации светового поля в сердцевине волокна вследствие большой разности показателей преломления сердцевины и оболочки [12, 13]. Благодаря этим свой-

\*E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

ствам микроструктурированные волокна позволяют наблюдать ряд интересных физических явлений, таких как генерация оптических гармоник [14, 15] и суперконтинуума с шириной спектра более октавы [16–18], эффективное параметрическое взаимодействие [19], процессы четырехволнового смешения и вынужденного комбинационного рассеяния [19, 20] в поле лазерных импульсов низких энергий. Генерация суперконтинуума является одним из наиболее ярких примеров увеличения эффективности нелинейно-оптических процессов в микроструктурированных [16–18, 21, 22] и перетянутых волокнах. Это явление находит все более широкие приложения для решения задач высокоточных измерений [23–25] и оптической когерентной томографии [26], а также рассматривается как один из перспективных путей получения сверхкоротких импульсов [25] и создания новых источников для спектроскопических исследований [18].

Наряду с обычными волноводными режимами, обеспечиваемыми явлением полного внутреннего отражения, микроструктурированные волокна при определенных условиях обеспечивают волноводное распространение электромагнитного излучения за счет высокой отражательной способности оболочки волокна в области фотонных запрещенных зон. Подобные режимы волноводного распространения реализуются в волокнах с оболочкой в виде двумерной периодической микроструктуры (двумерного фотонного кристалла) и полый сердцевинной. Волокна этого типа, впервые продемонстрированные в работе [26], представляют собой один из наиболее интересных и перспективных классов микроструктурированных волокон. Фотонная запрещенная зона, возникающая в спектре пропускания двумерной периодической оболочки волокон данного типа, обеспечивает высокий коэффициент отражения для излучения, распространяющегося вдоль полый сердцевинной, позволяя реализовать особый режим волноводного распространения [26, 27]. Подобный волноводный режим представляет значительный интерес для телекоммуникационных приложений, а также открывает возможность повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий, включая генерацию гармоник высокого порядка в газовой среде, заполняющей сердцевину волокна [28]. Возможность использования подобных волокон для лазерного управления частицами малых размеров была продемонстрирована в работе [29].

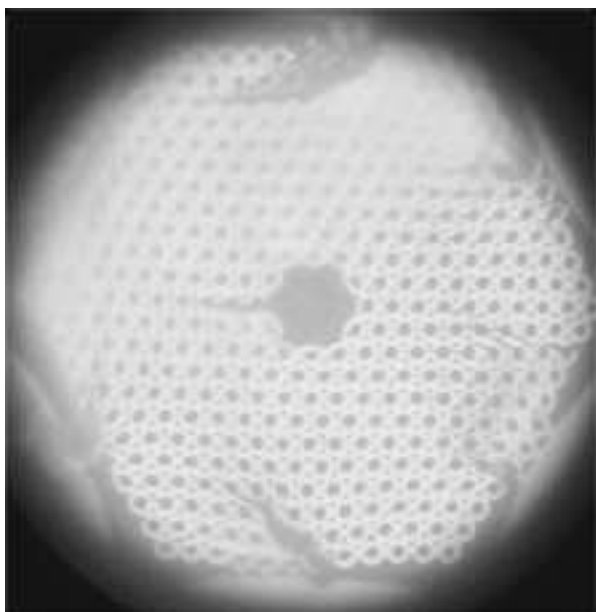
В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований стеклянных волокон с полый сердцевинной и микро-

структурированной оболочкой различного типа. Полые волокна с двумерно периодической оболочкой поддерживают волноводный режим распространения электромагнитного излучения в полый сердцевине за счет высокой отражательной способности оболочки в области фотонной запрещенной зоны. Спектр мод, поддерживаемых полый сердцевинной этих волокон, содержит набор изолированных максимумов, соответствующих фотонным запрещенным зонам фотонно-кристаллической оболочки. Перестройка спектра мод волокна данного типа осуществляется путем изменения параметров оболочки. Исследовано влияние периодичности оболочки микроструктурированного волокна на свойства волноводных мод, возбуждаемых в полый сердцевине волокна. Показана возможность реализации волноводных режимов распространения электромагнитного излучения в полых волокнах с разупорядоченной фотонно-кристаллической оболочкой. Спектр мод, поддерживаемых в полый сердцевине микроструктурированных волокон с непериодической оболочкой, также характеризуется наличием изолированных максимумов. Однако оптические потери волноводных мод в таких волокнах существенно превышают оптические потери для полых волокон с периодической оболочкой. Полые микроструктурированные волокна представляются перспективными для телекоммуникационных приложений, транспортировки лазерного излучения высокой мощности, лазерного управления атомами и заряженными частицами, а также генерации высоких гармоник и передачи сверхкоротких лазерных импульсов.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СОБСТВЕННЫХ МОД ПОЛЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКОН: МОДЕЛЬ ПЕРИОДИЧЕСКОГО КОАКСИАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА И ПОЛНОСТЬЮ ВЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ

### 2.1. Модель периодического коаксиального волновода

Для качественного анализа свойств собственных мод фотонно-кристаллического волокна с полый сердцевинной (рис. 1) нами использовалась модель коаксиального волновода. Физический механизм волноводного распространения электромагнитного излучения в волокнах данного типа аналогичен механизму волноводного распространения в полых фотонно-кристаллических волокнах и связан с наличием фотонных запрещенных зон в спектре про-



**Рис. 1.** Изображение поперечного сечения микроструктурированного волокна с двумерно периодической оболочкой, состоящей из набора идентичных капилляров, обеспечивающей волноводный режим за счет высокой отражательной способности периодической структуры вблизи фотонных запрещенных зон. В центральной части структуры отсутствуют семь капилляров, что приводит к образованию полой сердцевины волокна. Период структуры — около 5 мкм, диаметр сердцевины — около 13 мкм

пускания оболочки волокна. Свойства собственных мод коаксиального волновода исследовались ранее в работах [30–34], в том числе в связи с успешным созданием брэгговских коаксиальных волноводов на основе диэлектрических материалов [35]. Модель коаксиального волновода, разумеется, непригодна для точного количественного описания свойств волноводных мод полых фотонно-кристаллических волокон. Однако подобная модель позволяет использовать простые и наглядные физические представления для оценки дисперсионных свойств и получения качественной картины распределения интенсивности электромагнитного излучения в волноводных модах, локализованных в полой сердцевине волокна.

Двумерная периодическая структура оболочки фотонно-кристаллического волокна заменяется в рамках данной модели системой коаксиальных стеклянных цилиндров (см. вставку на рис. 2а) толщиной  $b$  и внутренним радиусом  $i$ -го волновода

$$r_i = r_0 + i(b + c),$$

где  $r_0$  — радиус полой сердцевины,  $c$  — толщина зазора между стенками цилиндров. Наши численные расчеты выполнялись для волновода с заполненной воздухом либо аргоном сердцевиной. В оболочке слои, заполненные воздухом или аргоном, чередовались со слоями из кварцевого стекла. В расчетах учитывалась материальная дисперсия газа и стекла (согласно данным [36, 37]).

В цилиндрической системе координат  $\{r, \varphi, z\}$  с осью  $z$ , направленной вдоль оси коаксиального волновода, продольные компоненты электрического и магнитного полей  $E_z(r)$  и  $H_z(r)$  для  $i$ -го слоя волновода записываются следующим образом [31, 33]:

$$E_z(r) = \left\{ A_i J_m \left( q_i^{(n)} r \right) + B_i Y_m \left( q_i^{(n)} r \right) \right\} \times \sin(m\phi + \theta_m), \quad (1)$$

$$H_z(r) = \left\{ C_i J_m \left( q_i^{(n)} r \right) + D_i Y_m \left( q_i^{(n)} r \right) \right\} \times \cos(m\phi + \theta_m), \quad (2)$$

где  $J_m, Y_m$  — функции Бесселя первого и второго рода,  $A_i, B_i, C_i, D_i$  — коэффициенты, связь между которыми определяется граничными условиями,  $q_i^{(n)}$  — поперечная составляющая волнового вектора для  $n$ -ой волноводной моды,  $\omega$  — центральная частота лазерного излучения,  $\beta^{(n)}$  — постоянная распространения моды с номером  $n$ ,  $m$  — неотрицательное целое число,  $\theta_m$  — действительное число. Поперечные компоненты электрического и магнитного полей вычисляются с помощью стандартной процедуры путем подстановки выражений (1) и (2) в уравнения Максвелла (см. [33]). Приближенные аналитические выражения для электрического и магнитного полей в собственных модах коаксиального брэгговского волновода также приведены в работе [31]. Дисперсионные свойства собственных мод подобного волновода анализировались на основе решения характеристического уравнения, записываемого с учетом граничных условий для тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей при  $r = r_i$  [33]:

$$T(r_i, \varepsilon_i) u_i = T(r_i, \varepsilon_{i+1}) u_{i+1}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_i$  — диэлектрическая проницаемость  $i$ -го слоя,

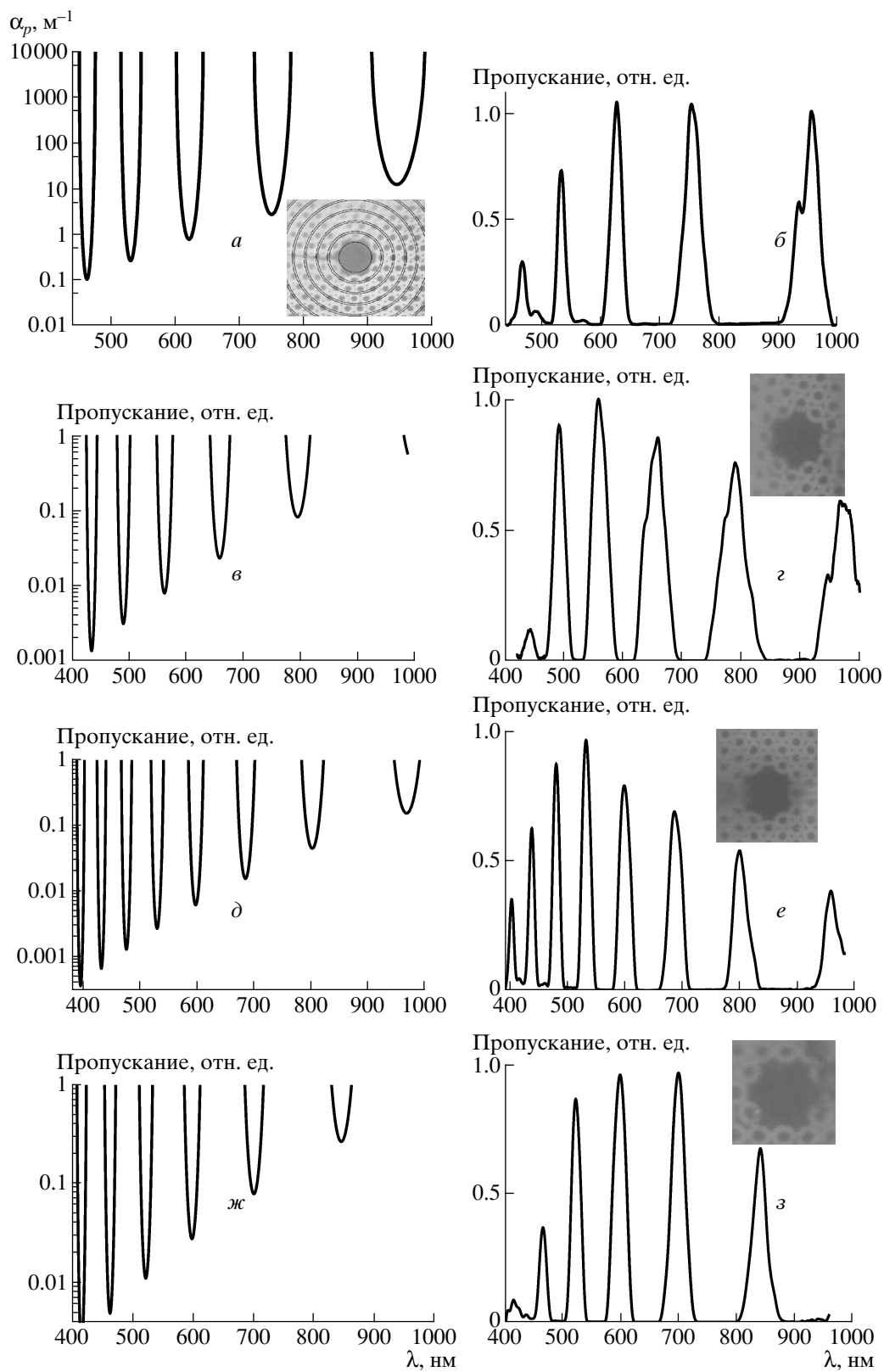


Рис. 2.

$$T(r, \varepsilon_i) \equiv \begin{bmatrix} J_m(q_i^{(n)} r) & Y_m(q_i^{(n)} r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_m(q_i^{(n)} r) & Y_m(q_i^{(n)} r) \\ \frac{j m \beta^{(n)} J_m(q_i^{(n)} r)}{q_i^{(n)2} r} & \frac{j m \beta^{(n)} Y_m(q_i^{(n)} r)}{q_i^{(n)2} r} & -\frac{j \mu_0 \omega J'_m(q_i^{(n)} r)}{q_i^{(n)}} & -\frac{j \mu_0 \omega Y'_m(q_i^{(n)} r)}{q_i^{(n)}} \\ \frac{j \varepsilon_i \varepsilon_0 \omega J'_m(q_i^{(n)} r)}{q_i^{(n)}} & \frac{j \varepsilon_i \varepsilon_0 \omega Y'_m(q_i^{(n)} r)}{q_i^{(n)}} & -\frac{j m \beta^{(n)} J_m(q_i^{(n)} r)}{q_i^{(n)2} r} & -\frac{j m \beta^{(n)} Y_m(q_i^{(n)} r)}{q_i^{(n)2} r} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$u_i = [A_i B_i C_i D_i]^t. \quad (5)$$

Геометрические размеры слоев, образующих коаксиальный волновод, выбирались с учетом коэффициента заполнения фотонно-кристаллической оболочки микроструктурированного волокна воздухом. В частности, для фотонно-кристаллического волокна, поперечное сечение которого представлено на рис. 1, период фотонно-кристаллической структуры оболочки составляет  $\Lambda \approx 5$  мкм, размер отверстий в оболочке  $a \approx 2.1$  мкм. Коэффициент заполнения оболочки волокна воздухом находится по формуле

$$\eta = \frac{\pi a^2}{4\Lambda^2} \approx 14\%.$$

С учетом рассчитанного таким образом коэффициента заполнения оболочки волокна воздухом выбирались параметры коаксиального волновода:  $b \approx 4.3$  мкм,  $c \approx 0.7$  мкм. На рис. 2а, в, д представлены результаты расчетов, выполненных для полых фотонно-кристаллических волокон с различными размерами воздушных отверстий и факторов заполнения фотонно-кристаллических оболочки. Результаты расчетов, выполненных в рамках данной простой модели, находятся в качественном согласии с результатами экспериментов, представленными на рис. 2б, г, е.

Для оценки коэффициента оптических потерь в модах коаксиального периодического волновода воспользуемся следующим простым рассуждением. Пусть  $R$  — коэффициент отражения излучения от

периодической структуры оболочки. Тогда, используя введенные выше обозначения, можем записать выражение для коэффициента отражения, например, электрического поля, в виде

$$R = 1 - \frac{(A_N)^2 + (B_N)^2}{(A_0)^2 + (B_0)^2}. \quad (6)$$

Если  $\varphi$  — угол между направлением распространения излучения в сердцевине волновода и осью  $z$ , то расстояние между точками последовательных отражений (полупериод траектории луча) будет равно

$$L_p = \frac{2a}{\operatorname{tg} \varphi}. \quad (7)$$

Таким образом, число отражений на участке длиной  $L_\alpha$  ( $L_\alpha = 1/\alpha$  — длина затухания,  $\alpha$  — коэффициент затухания лазерного излучения) равно

$$N_r = \frac{L_\alpha}{2L_p}. \quad (8)$$

При этом коэффициент затухания дается выражением

$$R^{N_r} = \exp(-\alpha L_\alpha). \quad (9)$$

Учитывая, что

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{(u^{(n)}/\alpha)}{\beta^{(n)}} = \frac{q_0^{(n)}}{\beta^{(n)}} = \frac{(k^2 \varepsilon_1 - (\beta^{(n)})^2)^{1/2}}{\beta^{(n)}},$$

**Подпись к рис. 2.** а, в, д, жс — Зависимости коэффициента затухания волноводной моды  $TE_{01}$  от длины волны, рассчитанные для коаксиальных периодических волнопроводов (см. вставку на рис. 2а) с различными параметрами структуры: а —  $r_0 = 6.5$  мкм,  $b = 4.3$  мкм,  $c = 0.7$  мкм; в —  $r_0 = 7.28$  мкм,  $b = 4.55$  мкм,  $c = 0.95$  мкм; д —  $r_0 = 8.6$  мкм,  $b = 5.55$  мкм,  $c = 0.95$  мкм; жс —  $r_0 = 7.41$  мкм,  $b = 4.85$  мкм,  $c = 0.75$  мкм. б, г, е, з — Экспериментально измеренные спектры пропускания полых фотонно-кристаллических волокон с различной структурой поперечного сечения (показана на вставках)

и используя формулы (6)–(9), окончательное выражение для коэффициента затухания электрического поля в полом волноводе с фотонно-кристаллической оболочкой можно записать в виде

$$\alpha = -\frac{\ln R}{2L_p} = -\frac{\ln\left(1 - \frac{(A_N)^2 + (B_N)^2}{(A_0)^2 + (B_0)^2}\right) (k^2 \varepsilon_1 - (\beta^{(n)})^2)^{1/2}}{4\alpha \beta^{(n)}}. \quad (10)$$

На рис. 2в представлены результаты расчетов, выполненных для полого волокна с фотонно-кристаллической оболочкой, параметры которой выбраны таким образом, чтобы обеспечить максимальное пропускание излучения с длиной волны 0.8 мкм. Период оболочки волновода составляет  $b + c = 5.5$  мкм, толщина кварцевого слоя равна  $b = 4.55$  мкм, радиус сердцевинки равен 7.28 мкм. На рис. 2г представлены результаты экспериментальных измерений, выполненных для волокна с поперечным сечением, показанным на вставке к рис. 2г. Имеет место удовлетворительное согласие результатов теоретических расчетов и экспериментальных данных. Спектр пропускания волокна характеризуется наличием полос прозрачности, наблюдавшихся также в экспериментах [26, 27]. Для излучения с длинами волн, не попадающими в эти полосы пропускания, локализованные волноводные моды отсутствуют. Наличие полос пропускания накладывает ограничения на спектральную ширину и, следовательно, на длительность лазерных импульсов, передаваемых без потерь в полых фотонно-кристаллических волноводах. Как показано в работе [38], режим локализованных волноводных мод в полых фотонно-кристаллических волокнах может быть реализован для сверхкоротких световых импульсов длительностью порядка десятков фемтосекунд.

### 2.2. Полностью векторный анализ

Результаты расчетов, выполненных с использованием модели периодического коаксиального волновода, находятся в качественном согласии с результатами более точного, но гораздо более трудоемкого, полностью векторного анализа мод полого фотонно-кристаллического волокна. Для проведения более точных расчетов нами использовался подход, предложенный в работе [39] и основанный на численном решении задачи на собственные функции и

собственные значения, соответствующей векторно-му уравнению Максвелла для электрического поля  $\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E} \exp(i(\beta z - ckt))$ ,  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ :

$$\left[\frac{\nabla^2}{k^2} + n^2\right] E_x + \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(E_x \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y}\right) = \frac{\beta^2}{k^2} E_x, \quad (11)$$

$$\left[\frac{\nabla^2}{k^2} + n^2\right] E_y + \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(E_x \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln(n^2)}{\partial y}\right) = \frac{\beta^2}{k^2} E_y, \quad (12)$$

где  $\beta$  — постоянная распространения,  $k$  — волновое число,  $\nabla$  — оператор градиента,  $n^2(x, y)$  — профиль показателя преломления.

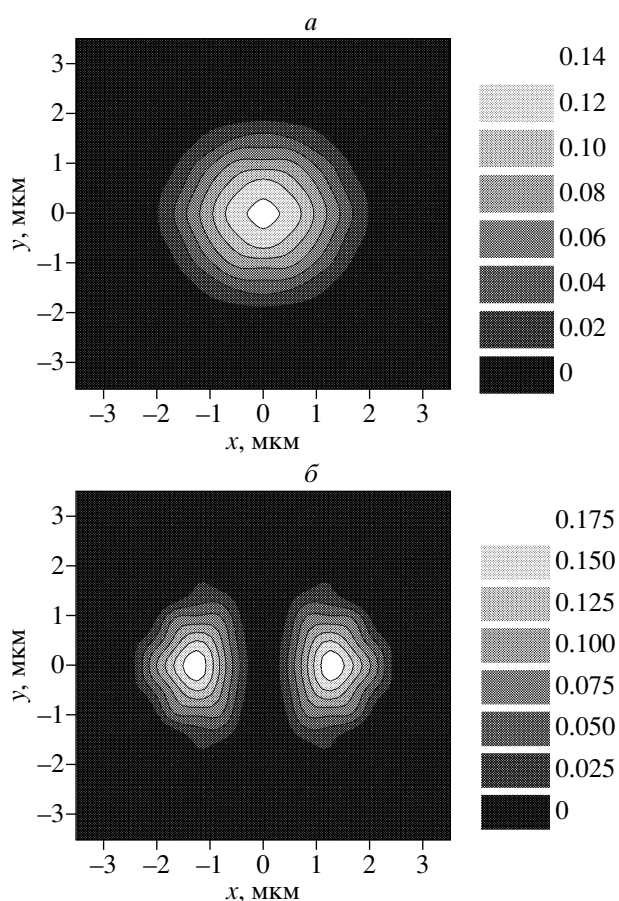
Поперечное распределение электрического поля в сечении волокна представим в виде разложения по системе ортонормированных функций Эрмита–Гаусса:

$$E_x = \sum_{n,m=0}^{F-1} \xi_{n,m}^x \psi_n\left(\frac{x}{\Lambda}\right) \psi_m\left(\frac{y}{\Lambda}\right), \quad (13)$$

$$E_y = \sum_{n,m=0}^{F-1} \xi_{n,m}^y \psi_n\left(\frac{x}{\Lambda}\right) \psi_m\left(\frac{y}{\Lambda}\right).$$

Профиль показателя преломления  $n^2(x, y)$  также представляется в виде разложения по функциям Эрмита–Гаусса и системе ортогональных периодических функций — косинусов. Подстановка полученных функциональных рядов в волновые уравнения сводит исходную задачу к задаче на собственные функции и собственные значения для матричного уравнения, решение которой позволяет определить постоянные распространения и распределение поля в волноводных модах.

На рис. 3 представлены поперечные распределения интенсивности излучения в полом фотонно-кристаллическом волокне со структурой, аналогичной показанной на рис. 1, рассчитанные с использованием описанного выше метода в области максимума пропускания волокна в видимой области спектра. Приведенные на рис. 3а и б распределения соответствуют основной и высшей собственным модам полого фотонно-кристаллического волокна. Полностью векторный численный анализ, таким образом, также указывает на существование высшей



**Рис. 3.** Поперечное распределение интенсивности электромагнитного излучения в основной (*a*) и высшей (*б*) волноводных модах полой сердцевины фотонно-кристаллического волокна со структурой поперечного сечения, аналогичной структуре волокна на рис. 1, рассчитанное на основе полного векторного анализа поля в микроструктурированном волокне

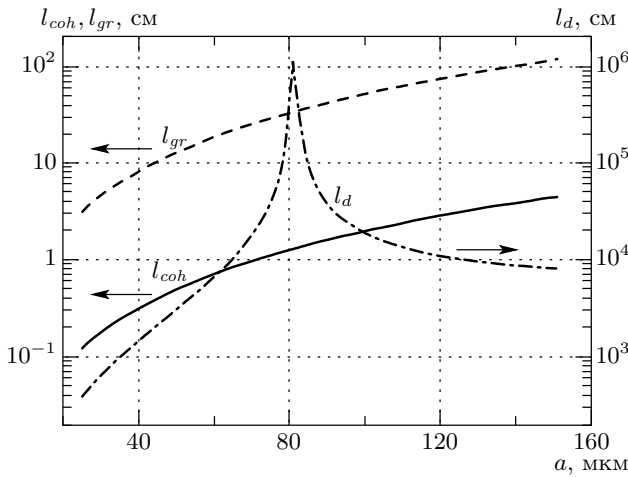
волноводной моды, локализованной в полой сердцевине фотонно-кристаллического волокна при данных условиях.

Удовлетворительное качественное согласие результатов расчетов, выполненных в рамках модели коаксиального волновода, с результатами полностью векторного анализа собственных мод полого фотонно-кристаллического волокна, а также с результатами экспериментальных исследований (см. разд. 4) позволяет использовать модель полого коаксиального волновода для простых оценок дисперсионных параметров и свойств пространственного распределения электромагнитного излучения в волноводных модах полых фотонно-кристаллических волокон.

### 2.3. Дисперсия групповой скорости и распространение сверхкоротких импульсов

Собственные моды полого фотонно-кристаллического волокна открывают широкие возможности для передачи и управления сверхкороткими световыми импульсами. Ослабление эффектов расплывания коротких световых импульсов для подобных мод по сравнению с волноводными модами обычных волокон связано с кардинальным уменьшением дисперсии групповой скорости при переходе от диэлектрической сердцевины обычных волокон к заполненной газом сердцевине полых фотонно-кристаллических волноводов. Это важное обстоятельство однако не исчерпывает возможностей полых фотонно-кристаллических волноводов для передачи сверхкоротких импульсов и управления их параметрами. Свойства дисперсии собственных мод полых фотонно-кристаллических волноводов определяются, помимо материала волокна, конфигурацией его сердцевины и оболочки. Это обстоятельство позволяет формировать требуемый спектральный профиль дисперсии путем изменения структуры волокна. В случае микроструктурированных волокон с диэлектрической сердцевиной, обеспечивающих волноводные режимы распространения излучения за счет эффекта полного внутреннего отражения, изменением периода структуры, варьированием коэффициента заполнения оболочки воздухом, а также использованием различных материалов для заполнения воздушных отверстий в оболочке удастся формировать пологий профиль дисперсии групповой скорости и обеспечивать требуемый знак и абсолютное значение этого параметра [12, 13]. Для полых фотонно-кристаллических волноводов данная задача находится в стадии решения. Данные наших экспериментальных исследований, приведенные в разд. 4, показывают, что спектр пропускания и, следовательно, дисперсия полого фотонно-кристаллического волокна могут быть перестроены путем изменения структуры оболочки волокна. Результаты численных расчетов [38] указывают на возможность существования областей малой дисперсии групповой скорости в частотных диапазонах, характеризующихся низкими оптическими потерями.

Вдали от границ фотонных запрещенных зон периодической оболочки волокна частотная зависимость дисперсии групповой скорости волноводных мод полой сердцевины фотонно-кристаллического волокна аналогична подобной зависимости для полого металлического волновода [34]. Данное обстоятельство позволяет воспользоваться полезными при-

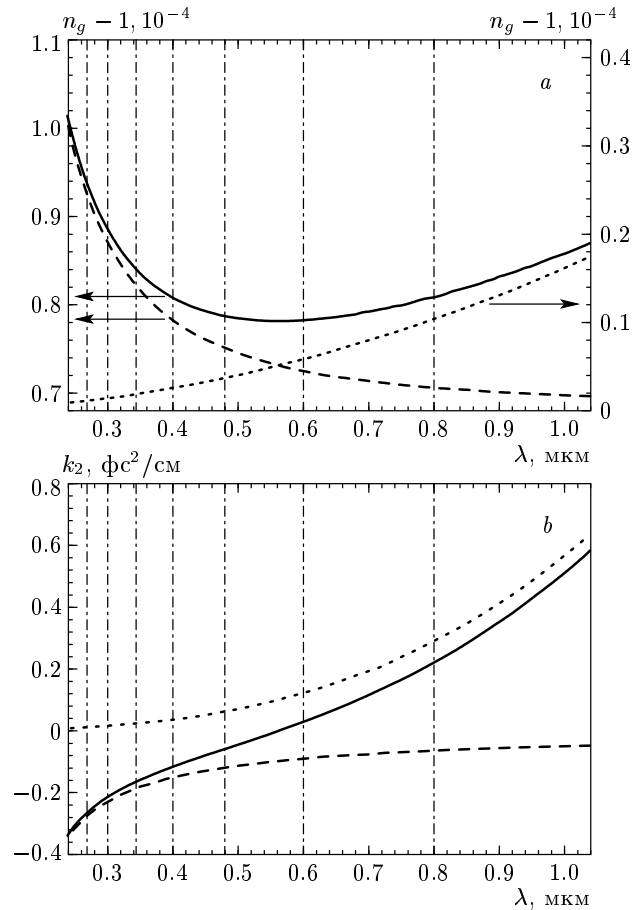


**Рис. 4.** Зависимость длины дисперсионного расплывания  $l_d$  для импульсов излучения с длиной волны 800 нм и длительностью 35 фс от внутреннего радиуса полого волновода  $a$  для основной моды  $EH_{11}$ . Полая сердцевина волновода заполнена аргоном при давлении 1 атм

ближенными соотношениями для зависимости дисперсии групповой скорости от параметров волновода. В частности, дисперсия групповой скорости  $D$  приблизительно масштабируется как обратный квадрат внутреннего радиуса волокна  $a$ :

$$D \sim -a^{-2}$$

(см. [34]). Увеличение внутреннего радиуса волокна, таким образом, позволяет свести к минимуму влияние эффектов дисперсионного расплывания сверхкоротких импульсов. На рис. 4 приводится зависимость дисперсионной длины для импульсов излучения с длиной волны 800 нм и длительностью 35 фс, распространяющихся в наполненном аргоном полом волноводе, от внутреннего радиуса волновода. Как видно из приведенных на рис. 4 результатов, нулевая дисперсия групповой скорости достигается при значении внутреннего радиуса волновода, равном 80 мкм. На рис. 5 приведены зависимости групповой скорости и дисперсии групповой скорости от длины волны для полого волновода с внутренним радиусом 68 мкм, заполненного молекулярным водородом при давлении 0.5 атм. Дисперсия групповой скорости при этом характеризуется низкими значениями во всем интервале длин волн и обращается в нуль на длине волны 560 нм (см. также [40]). Важно отметить также, что в области больших длин волн дисперсионные свойства волноводных мод в основном определяются волноводной составляющей дис-



**Рис. 5.** Зависимость группового индекса  $n_g = c/v_g$  (а) и дисперсии групповой скорости (б) от длины волны для газа (на основе данных работы [25]) (штриховые линии), для волноводной моды  $EH_{11}$  (пунктирные линии), для моды  $EH_{11}$  наполненного молекулярным водородом полого волновода (сплошные линии). Давление газа составляет 0.5 атм. Внутренний радиус волновода равен 68 мкм. Вертикальными линиями показаны ВКР-компоненты, генерируемые излучением второй гармоники лазера на титанате сапфира

персии. В высокочастотном диапазоне определяющую роль играет материальная дисперсия газа, заполняющего волновод. Зависимости групповой скорости и дисперсии групповой скорости от длины волны при этом асимптотически стремятся (рис. 5) к зависимостям, характерным для волноводной (пунктирные линии) и материальной (штриховые линии) составляющих дисперсии.

Полые коаксиальные брэгговские волокна с малым внутренним радиусом, с другой стороны, позволяют достичь больших абсолютных значений дисперсии групповой скорости, что разрешает в слу-

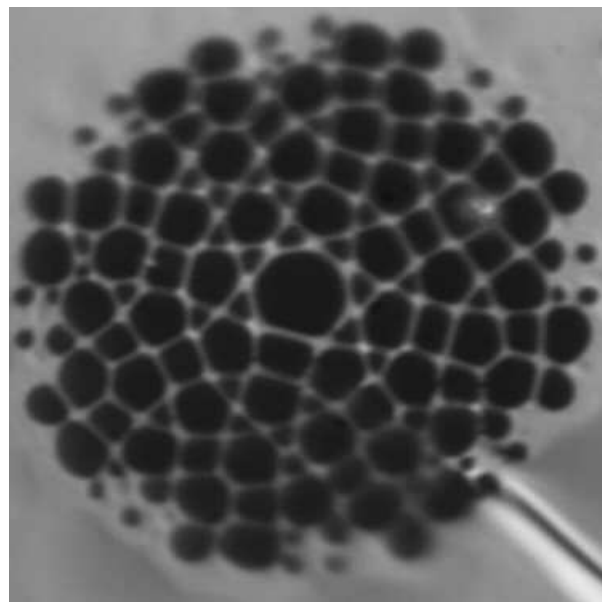


чае необходимости компенсировать сильную материальную дисперсию газа, заполняющего сердцевину волокна [41]. Отражение излучения от периодической структуры сопровождается дополнительным фазовым сдвигом [42], приводящим к изменению частотного профиля дисперсии групповой скорости и отклонению реальной спектральной зависимости дисперсии коаксиального брэгговского волновода от приближенных зависимостей, характерных для мод полых металлических волноводов.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для изготовления полых микроструктурированных волокон с двумерно периодической (фотонно-кристаллической) оболочкой использовалась заготовка, состоящая из набора идентичных стеклянных капилляров. Для получения фотонно-кристаллических волокон с полостью сердцевинной из центральной части заготовки вынимались семь капилляров. Изображение поперечного среза волокна, получаемого путем вытяжки подобной заготовки, представлено на рис. 1. Характерный период структуры оболочки для приведенного на рис. 1 изображения составляет 5 мкм. Диаметр полости сердцевинной примерно равен 13 мкм. Изменением периода фотонно-кристаллической структуры оболочки волокна, а также фактора заполнения оболочки воздухом удастся изменить спектр пропускания волноводных мод, обеспечивая оптимальные условия для волноводного распространения излучения с различными длинами волн (см. разд. 4). Длина волоконных образцов, использованных в наших экспериментах, варьировалась от нескольких сантиметров до одного метра.

Для исследования влияния регулярности структуры оболочки на свойства собственных мод волокна были созданы специальные микроструктурированные волокна с аperiodической оболочкой, характеризующиеся наличием ближнего порядка структуры (рис. 6). Для создания подобных волокон использовалась преформа с капилляром большего диаметра в центре, окруженным капиллярами меньшего диаметра. Структура оболочки подобного волокна, как видно из рис. 6, характеризуется в некотором приближении наличием ближнего порядка в расположении стеклянных каналов, связанных узкими мостиками, а также наличием характерного расстояния между концентрическими кольцами, окружающими полую сердцевину волокна. Наполненные воз-



**Рис. 6.** Изображение поперечного сечения полого волокна с разупорядоченной микроструктурированной оболочкой, полученное с помощью микроскопа. Кольцевая система волноводов в центре волокна образует двумерную фотонную молекулу. Расстояние между соседними каналами в центральной кольцевой структуре равно 7.4 мкм

духом отверстия, расположенные аperiodически в оболочке, и отверстие большего размера в центре волокна формируют структуру соединенных тонкими мостиками вокруг центрального отверстия стеклянных волноводов малого диаметра (рис. 6). Такой микроструктурированный пучок волноводов обеспечивает высокую степень локализации света в режиме волноводного распространения за счет полного внутреннего отражения на границе стекла и воздуха, характеризующейся большим скачком показателя преломления, и позволяет управлять дисперсионными свойствами путем возбуждения различных мод волноводной структуры.

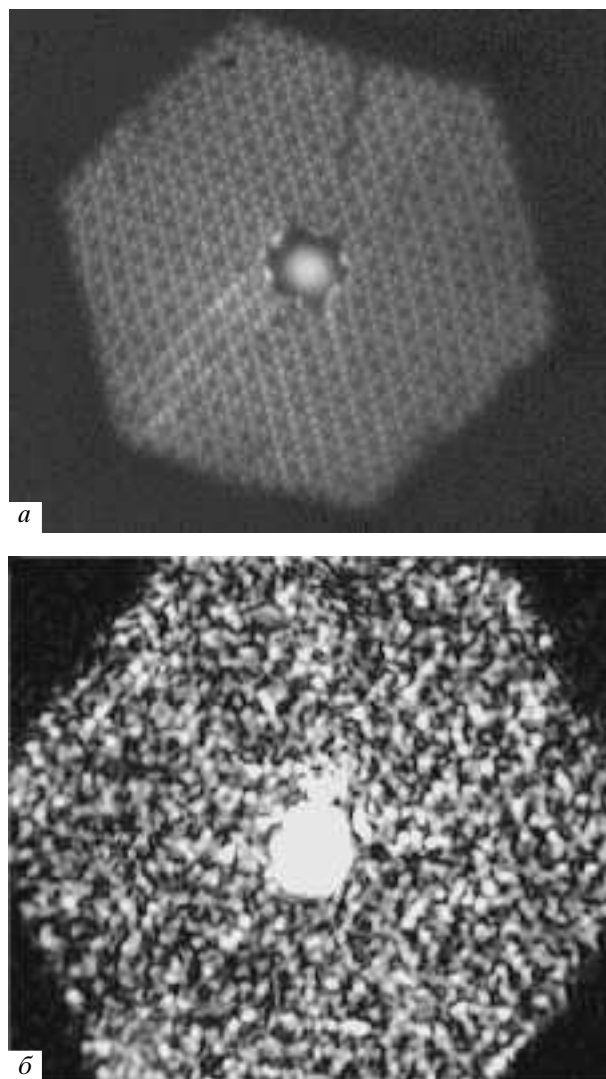
Центральная кольцевая система волноводов микроструктурированного волокна напоминает по своей структуре многоатомную циклическую молекулу, состоящую из одинаковых атомов (рис. 6). Как показано в работах [43, 44], свойства волноводных мод подобной кольцевой системы связанных волноводов в микроструктурированном волокне аналогичны свойствам электронных волновых функций двумерной многоатомной циклической молекулы. Модель фотонной молекулы позволяет описать основные свойства дисперсии волноводных мод кольце-

вой системы связанных волноводов. Высокая степень локализации света в волноводных модах фотонной молекулы обеспечивает высокую эффективность нелинейно-оптических взаимодействий, позволяя достичь спектрального уширения порядка одной октавы для фемтосекундных импульсов умеренных энергий. Как показывают результаты экспериментальных исследований, представленные в разд. 4.2 настоящей статьи, подобное волокно не только поддерживает волноводные моды электромагнитного излучения в центральном пучке микроструктурно интегрированных волноводов, но и позволяет возбуждать моды, локализованные в поллой сердцевине волокна. Исследование волокон с периодической и аперидической оболочками, выполненное в настоящей работе, позволяет выяснить влияние нерегулярности структуры оболочки микроструктурированного волокна на свойства волноводных мод, локализованных в поллой сердцевине волокна, и достичь более глубокого понимания физической природы и существенных особенностей подобных мод.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

##### 4.1. Полые волокна с фотонно-кристаллической оболочкой

Возможность уменьшения оптических потерь в полом волноводе с периодически микроструктурированной оболочкой по сравнению с полым волноводом со сплошной оболочкой основана на высокой отражательной способности периодической структуры в области фотонной запрещенной зоны [45]. В полых волноводах показатель преломления сердцевины ниже показателя преломления оболочки. Поэтому постоянные распространения мод полых волноводов, имеют отличные от нуля мнимые составляющие, и распространение света в подобных волноводах сопровождается потерями излучения. Коэффициент оптических потерь в полых волноводах пропорционален [46] фактору  $\lambda^2/a^3$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $a$  — внутренний радиус волновода. Подобное поведение коэффициента потерь накладывает ограничения на уменьшение радиуса волновода в нелинейно-оптических экспериментах [42, 47]. Наши оценки показывают, что коэффициент затухания основной моды полого волновода с кварцевой оболочкой и внутренним радиусом 6.5 мкм для излучения с длиной волны 0.8 мкм достигает  $20 \text{ см}^{-1}$ , что делает подобное волокно непригодным для практических приложений. Полые волноводы с периодической оболочкой



**Рис. 7.** Изображения распределения интенсивности излучения в поперечном сечении полого фотонно-кристаллического волокна с периодом структуры около 5 мкм и диаметром сердцевины около 13 мкм: *а* — волноводная мода в поллой сердцевине волокна возбуждается широким пучком некогерентного света, *б* — основная волноводная мода поллой сердцевины волокна возбуждается излучением диодного лазера с длиной волны 633 нм

кой позволяют существенно снизить оптические потери, характерные для мод полых волноводов.

Результаты наших экспериментальных исследований подтверждают возможность транспортировки когерентного и некогерентного излучений с помощью полых фотонно-кристаллических волокон с диаметром поллой сердцевины около 13 мкм. На рис. 7 представлены изображения пространствен-

ного распределения интенсивности некогерентного (рис. 7а) и когерентного (рис. 7б) излучения на выходе фотонно-кристаллического волокна с полой сердцевиной. Путем оптимизации условий заведения излучения в волокно удается добиться высокой степени локализации излучения в полой сердцевине волокна без возбуждения мод фотонно-кристаллической оболочки (рис. 7а). Пространственное распределение излучения на выходе волокна при этом соответствовало основной волноводной моде.

Для исследования спектра мод, поддерживаемых в полой сердцевине фотонно-кристаллических волокон, излучение, распространяющееся вдоль сердцевины, отделялось от излучения, распространяющегося вдоль оболочки, с помощью диафрагмы. В спектрах мод, поддерживаемых полой сердцевинной волокон, измеренных в наших экспериментах в области 450–1000 нм, наблюдаются ярко выраженные пики (рис. 2б, г, е, з). Максимумы в спектре мод полого волокна с фотонно-кристаллической оболочкой наблюдались также ранее авторами [26, 27]. Природа этих пиков связана с тем, что периодически структурированная оболочка волокна характеризуется высокой отражательной способностью вблизи фотонных запрещенных зон, что приводит к значительному уменьшению потерь волноводных мод в узких спектральных областях. Излучение с длинами волн, лежащими вдали от запрещенных зон, может приводить лишь к возбуждению вытекающих мод полого волновода. Такие моды характеризуются значительными потерями и не дают заметного вклада в сигнал на выходе волокна. Перестройка спектра собственных мод полого фотонно-кристаллического волокна достигается путем изменения структуры оболочки. На рис. 2а–з данная возможность иллюстрируется спектрами пропускания, измеренными для полых фотонно-кристаллических волокон с различной структурой поперечного сечения (показана на вставках к рис. 2а, г, е, з).

Как видно из сравнения результатов расчетов (рис. 2а, в, д, ж), выполненных с использованием модели, описанной в разд. 2.1, с экспериментальными данными, приведенными на рис. 2б, г, е, з, модель коаксиального волновода позволяет качественно правильно определить положения и ширины максимумов в спектрах пропускания полых фотонно-кристаллических волокон. Изменение структуры фотонно-кристаллической оболочки реального микроструктурированного волокна учитывается в рамках этой модели путем пересчета размеров коаксиальных слоев, образующих брэгговский волно-

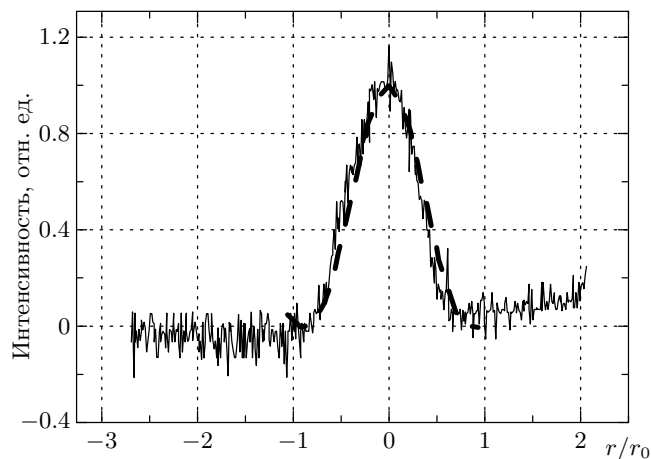
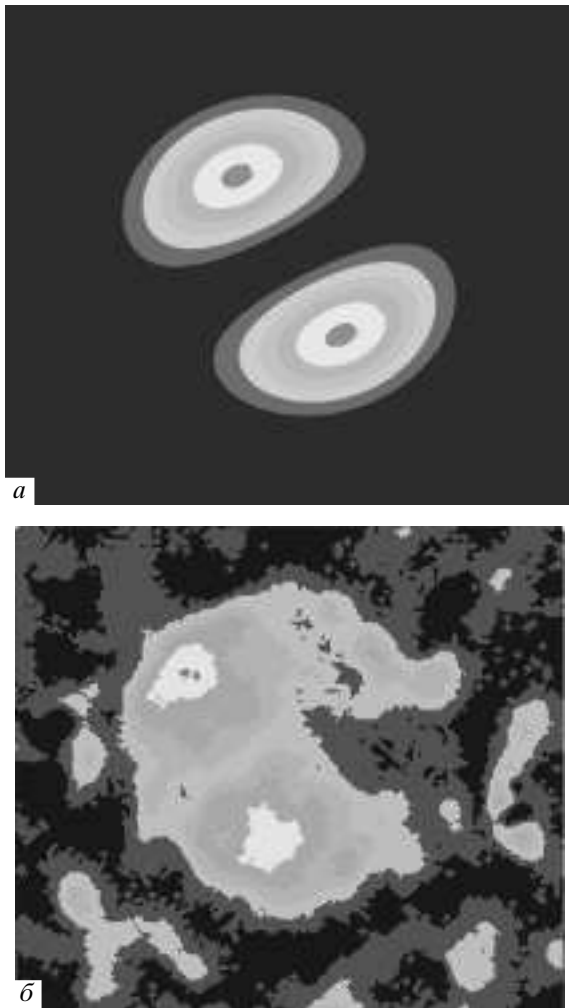


Рис. 8. Поперечное распределение интенсивности электромагнитного излучения, измеренное на выходе фотонно-кристаллического волокна с полой сердцевинной (сплошная линия) и рассчитанное с использованием модели коаксиального волновода (жирная штриховая линия)

вод. Процедура пересчета производится таким образом, чтобы обеспечить совпадение факторов заполнения оболочки воздухом для реального фотонно-кристаллического волокна и коаксиального брэгговского волновода. Данный подход позволил разработать волокна, обеспечивающие максимальное пропускание на требуемой длине волны. Волокна со структурой поперечного сечения, показанной на рис. 2г и е, характеризуются пиками пропускания на длине волны 800 нм и могут быть использованы для транспортировки излучения лазера на титанате сапфира. Волокна со структурой поперечного сечения, представленной на рис. 2е и з, характеризуются пиками пропускания на длине волны 532 нм и могут быть использованы для передачи излучения второй гармоники лазера на гранате с неодимом.

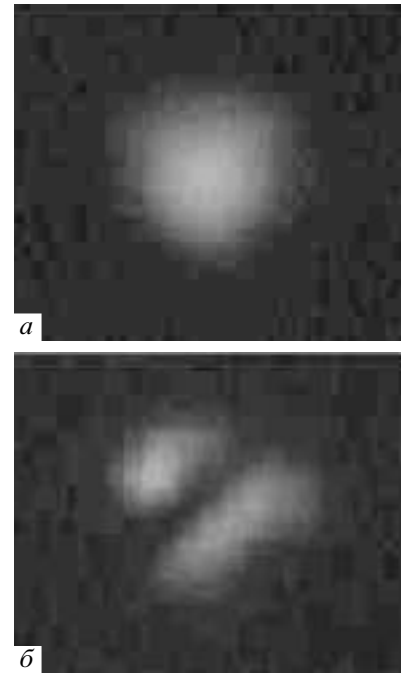
На основе модели коаксиального волновода, как показано на рис. 8 и 9, удается также качественно правильно описать распределение интенсивности излучения в основной (рис. 8) и высших (рис. 9) волноводных модах фотонно-кристаллического волокна. Как видно из сравнения рис. 7–9, результаты расчетов, выполненных в рамках модели периодического коаксиального волновода, находятся в качественном согласии с результатами более точного, но гораздо более трудоемкого численного полностью векторного анализа собственных мод полого фотонно-кристаллического волокна (см. разд. 2.2).

Представленное на рис. 9б пространственное распределение излучения диодного лазера с длиной вол-



**Рис. 9.** *a* — Поперечное распределение квадрата электрического поля в высшей волноводной моде фотонно-кристаллического волокна с поллой сердцевиной, рассчитанное в рамках модели коаксиального волокна. *б* — Поперечное распределение интенсивности электромагнитного излучения, измеренное на выходе фотонно-кристаллического волокна при возбуждении высшей волноводной моды излучением диодного лазера с длиной волны 633 нм

ны 633 нм (данная длина волны попадает в одну из полос пропускания, соответствующих собственным модам волокна; см. рис. 2*a*, *б*) на выходе полого фотонно-кристаллического волокна длиной 8 см свидетельствует о существовании многомодового волноводного режима вблизи данной длины волны. Как показано в работе [28], многомодовые режимы волноводного распространения в полых фотонно-кристаллических волокнах могут быть использованы для увеличения эффективности генерации



**Рис. 10.** Пространственное распределение интенсивности излучения с длиной волны 1.06 мкм на выходе полых фотонно-кристаллических волокон: *a* — в основной, *б* — в высшей волноводной моде

оптических гармоник высокого порядка в нелинейных газовых средах, заполняющих сердцевину полого фотонно-кристаллического волокна. Волноводный вклад в расстройку постоянных распространения на основной частоте и частоте оптической гармоники растет с уменьшением диаметра сердцевины полого волокна [48]. Вследствие этого созданное волокно с малым диаметром сердцевины обеспечивает существенный вклад волноводной дисперсии, позволяя компенсировать значительные волновые расстройки, связанные с материальной дисперсией газа. Данная возможность обусловлена уникальными свойствами полого фотонно-кристаллического волновода, так как волноводные моды полых волокон со сплошной оболочкой и диаметром поллой сердцевины около 13 мкм характеризовались бы, как указано выше, неприемлемо большими потерями.

Для экспериментальной демонстрации возможности транспортировки мощных лазерных импульсов с помощью полых фотонно-кристаллических волокон нами исследовалась передача последовательностей импульсов длительностью 40 пс и полной энергией около 1 мДж через полое фотонно-кристаллическое волокно с диаметром поллой сердцевины около 13 мкм. Плотность энергии лазер-

ного излучения в этих экспериментах примерно на порядок превышала порог оптического пробоя для кварца, достигая  $100 \text{ Дж/см}^2$ . Использование полого фотонно-кристаллического волокна позволяло передавать последовательности пикосекундных импульсов как в одномодовом (рис. 10а), так и в многомодовом (рис. 10б) режимах, обеспечивая энергии и пространственное качество излучения на выходе волокна, достаточные для инициирования оптического пробоя на различных мишенях.

#### 4.2. Полые волокна с аperiodической структурой оболочки

Для исследования влияния нерегулярности и аperiodичности структуры оболочки на свойства собственных мод волокна и режимы волноводного распространения нами исследован спектр собственных мод микроструктурированных волокон с аperiodической оболочкой, характеризующейся наличием ближнего порядка структуры (рис. 6). Как ранее показано в работах [43, 44], структура, состоящая из семи стеклянных каналов в центральной части сечения подобных волокон и окружающая полую сердцевину волокна, поддерживает локализованные моды электромагнитного излучения, классифицируемые как моды фотонной молекулы. Волокна данного класса позволяют также передавать излучение путем возбуждения волноводных мод, локализованных в полую сердцевину волокон. На рис. 11а представлен спектр излучения, передаваемого вдоль полую сердцевину волокна. Для измерения этого спектра излучение, передаваемое по полую сердцевину, отделялось от излучения, передаваемого по тонкой стеклянной (фотонно-молекулярной) оболочке, окружающей полую сердцевину, с помощью диафрагмы. Несмотря на аperiodичность оболочки в спектре излучения, передаваемого по полую сердцевину волокна, наблюдаются ярко выраженные максимумы пропускания. Спектр собственных мод излучения, передаваемого вдоль тонкой оболочки, характеризуется гораздо более плавной спектральной зависимостью, что приводит к возникновению пьедестала в спектрах излучения, передаваемого по полую сердцевину и тонкой оболочке (рис. 11б).

Практическая значимость приведенных выше результатов исследования спектра собственных мод излучения, передаваемого по полую сердцевину волокна с аperiodической оболочкой, заключается в выяснении возможности использования полых волокон с неидеально периодической оболочкой для передачи электромагнитного излучения. Данные этих

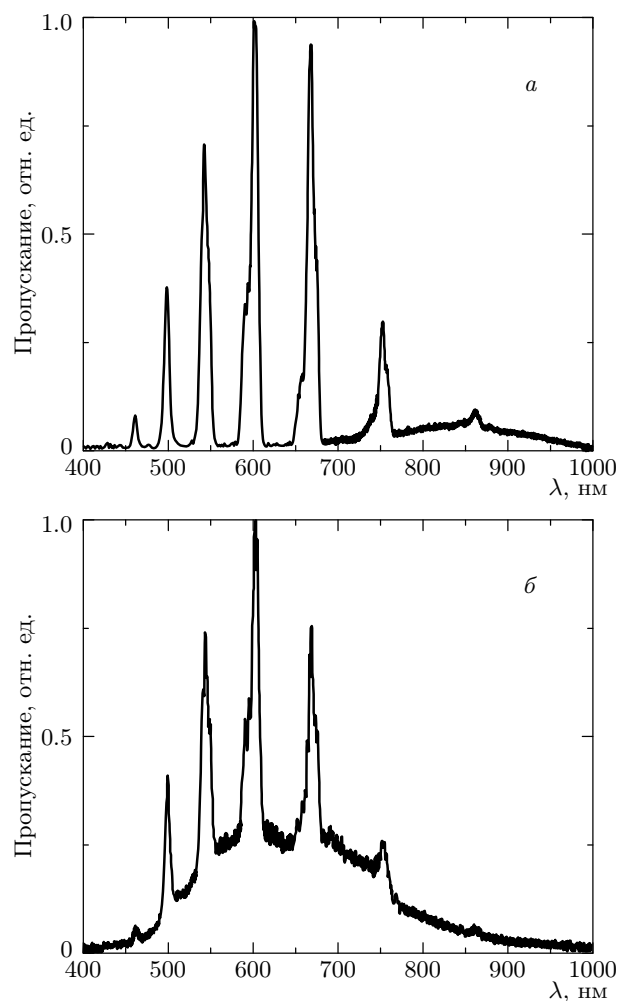


Рис. 11. Спектры пропускания полого волокна с разупорядоченной микроструктурированной оболочкой, измеренные для излучения, передаваемого по полую сердцевину волокна (а), и для излучения, передаваемого по полую сердцевину и стеклянной кольцевой структуре в центральной части волокна (б) (см. рис. 6)

экспериментов также важны с точки зрения понимания физических механизмов формирования волноводных мод в полых микроструктурированных волокнах, а также фундаментальных физических аспектов, связанных с рассеянием и интерференцией света в разупорядоченных и аморфных фотонных кристаллах [49–54]. Представленные экспериментальные данные, в частности, свидетельствуют о том, что волноводные режимы распространения в полых микроструктурированных волокнах могут поддерживаться за счет отражения от оболочки с дальним порядком. Оболочка микроструктурированных волокон, использовавшихся в наших экспе-

риментах, в некотором приближении может характеризоваться пространственной регулярностью двух типов — наличием ближнего порядка, аналогичного порядку аморфных фотонных кристаллов, и наличием характерного расстояния между концентрическими кольцами в структуре оболочки (см. рис. 10). В полых фотонно-кристаллических волокнах со строго периодической оболочкой существование локализованных волноводных мод в полый сердцевине обеспечивается за счет существования фотонной запрещенной зоны оболочки. В области фотонной запрещенной зоны электромагнитное излучение не может распространяться в глубь оболочки, существуя в оболочке в виде неизлучающего, быстро убывающего с глубиной поля. При внесении разупорядочения в структуру оболочки в области фотонной запрещенной зоны возникают разрешенные состояния. Плотность этих состояний растет с увеличением степени разупорядочения структуры оболочки [54]. Разрешенные состояния в области фотонной запрещенной зоны приводят к существенному изменению спектра пропускания волокна. По мере роста плотности локализованных состояний в области фотонной запрещенной зоны оболочки потери, сопровождающие передачу излучения по полый сердцевине волокна, растут, так как часть волноводных мод вытекает в оболочку. Спектр, представленный на рис. 11а, отвечает промежуточному режиму, характеризующемуся наличием достаточной степени регулярности микроструктурированной оболочки, соответствующей низкой плотности локализованных состояний в области фотонных запрещенных зон.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные в настоящей работе экспериментальные и теоретические исследования позволяют установить ряд важных свойств собственных мод полых волноводов с фотонно-кристаллической оболочкой в контексте использования подобных волокон для передачи сверхкоротких импульсов мощного лазерного излучения, увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и решения задачи волоконной доставки мощных лазерных импульсов в технологических лазерных системах. Полые волокна с двумерно периодической оболочкой поддерживают волноводный режим распространения электромагнитного излучения в полый сердцевине за счет высокой отражательной способности оболочки в области фотонной запрещенной зоны. Экспериментально измеренный спектр

мод, поддерживаемых полый сердцевинной этих волокон, содержит набор изолированных максимумов, соответствующих фотонным запрещенным зонам фотонно-кристаллической оболочки. Перестройка спектра мод волокна данного типа осуществляется путем изменения параметров оболочки. Исследовано влияние периодичности оболочки микроструктурированного волокна на свойства волноводных мод, возбуждаемых в полый сердцевине волокна. Показана возможность создания полых фотонно-кристаллических волокон, обеспечивающих максимальное пропускание излучения с требуемой длиной волны. Созданы и испытаны волокна для передачи излучения с длинами волн 532, 633 и 800 нм.

Выполненные в настоящей работе эксперименты указывают на возможность реализации волноводных режимов распространения электромагнитного излучения в полых волокнах с разупорядоченной фотонно-кристаллической оболочкой. Спектр мод, поддерживаемых в полый сердцевине микроструктурированных волокон с разупорядоченной фотонно-кристаллической оболочкой, также характеризуется наличием изолированных максимумов. С технологической точки зрения это означает, что требования на периодичность структуры оболочки волокна могут быть при определенных условиях снижены. Этот результат также важен с точки зрения понимания физических механизмов формирования волноводных мод в полых микроструктурированных волокнах, а также фундаментальных физических аспектов, связанных с рассеянием и интерференцией света в разупорядоченных и аморфных фотонных кристаллах.

Таким образом, созданные и исследованные в настоящей работе волокна с полый сердцевинной и фотонно-кристаллической оболочкой открывают новые пути решения целого ряда задач фундаментальной физики и прикладной оптики. Волокна этого типа перспективны для телекоммуникационных приложений и могут быть использованы для транспортировки мощного лазерного излучения для технологических целей. Исследованные в настоящей работе волокна открывают уникальную возможность реализации нелинейно-оптических взаимодействий волноводных мод с поперечными размерами порядка нескольких микрон в газовой среде, позволяя повысить эффективность оптического преобразования частоты сверхкоротких импульсов и генерации оптических гармоник высокого порядка. Структура спектра пропускания созданных волокон представляется также оптимальной для преобразования частоты лазерного

излучения на основе вынужденного комбинационного рассеяния. Созданные волокна представляются перспективными для получения и транспортировки сверхкоротких импульсов, в том числе субфемтосекундных импульсов рентгеновского излучения, а также для лазерного управления атомами и заряженными частицами и создания высокочувствительных газовых сенсоров.

Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента Российской Федерации, грантов РФФИ № 00-02-17567 и 02-02-17098, а также грантов Volkswagen Foundation I/76 869 и European Research Office of the US Army (контракт по. N62558-02-M-6023).

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
2. J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Science* **282**, 1476 (1998).
3. *Focus Issue of Optics Express*, ed. by K. W. Koch (2001), Vol. 9, № 13.
4. *Special Issue of J. Opt. Soc. Am. B*, ed. by C. M. Bowden, A. M. Zheltikov (2002), Vol. 19.
5. T. M. Monro, P. J. Bennett, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **25**, 206 (2000).
6. А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Л. А. Мельников, А. П. Тарасевич, Д. фон дер Линде, *Письма ЖЭТФ* **71**, 407 (2000); М. В. Алфимов, А. М. Желтиков, А. А. Иванов, В. И. Белоглазов, Б. А. Кириллов, С. А. Магницкий, А. В. Тарасин, А. Б. Федотов, Л. А. Мельников, Н. Б. Скибина, *Письма ЖЭТФ* **71**, 714 (2000).
7. А. М. Желтиков, *УФН* **170**, 1203 (2000).
8. А. М. Желтиков, М. В. Алфимов, А. Б. Федотов, А. А. Иванов, М. С. Сырчин, А. П. Тарасевич, Д. фон дер Линде, *ЖЭТФ* **120**, 570 (2001).
9. B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, and A. Hale, *Opt. Express* **9**, 698 (2001).
10. N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett, and D. J. Richardson, *Opt. Lett.* **24**, 1395 (1999).
11. A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *Appl. Phys. B* **73**, 181 (2001).
12. J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **12**, 807 (2000).
13. W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell, and P. J. Roberts, *Opt. Express* **10**, 609 (2002).
14. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 796 (2000).
15. A. N. Naumov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov, V. V. Yakovlev, L. A. Mel'nikov, V. I. Beloglazov, N. B. Skibina, and A. V. Shcherbakov, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2183 (2002).
16. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
17. W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T. P. M. Mann, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2148 (2002).
18. A. B. Fedotov, Ping Zhou, A. P. Tarasevitch, K. V. Dukel'skii, Yu. N. Kondrat'ev, V. S. Shevandin, V. B. Smirnov, D. von der Linde, and A. M. Zheltikov, *J. Raman Spectrosc.* **33** (11/12) (2002).
19. St. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and Ph. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **26**, 1356 (2001).
20. S. Coen, A. Hing Lun Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 753 (2002).
21. A. B. Fedotov, A. N. Naumov, A. M. Zheltikov, I. Bugar, D. Chorvat Jr, D. Chorvat, A. P. Tarasevitch, and D. von der Linde, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2156 (2002).
22. J. M. Dudley, Xun Gu, Lin Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, Rick Trebino, S. Coen, and R. S. Windeler, *Opt. Express* **10**, 1215 (2002).
23. S. A. Diddams, D. J. Jones, Jun Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
24. D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundi, *Science* **288**, 635 (2000).
25. R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hansch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
26. S. N. Bagayev, A. K. Dmitriyev, S. V. Chepurov, A. S. Dychkov, V. M. Klementyev, D. B. Kolker, S. A. Kuznetsov, Yu. A. Matyugin, M. V. Okhapkin, V. S. Pivtsov, M. N. Skvortsov, V. F. Zakharyash, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **11**, 1270 (2001).

27. I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Rhanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 608 (2001).
28. J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, and G. Korn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173901 (2002).
29. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, and D. C. Allan, *Science* **285**, 1537 (1999).
30. С. О. Коноров, А. Б. Федотов, О. А. Колеватова, В. И. Белоглазов, Н. Б. Скибина, А. В. Щербаков, А. М. Желтиков, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 401 (2002).
31. А. Н. Наумов, А. М. Желтиков, *КЭ* **32**, 129 (2002).
32. F. Benabid, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, *Opt. Express* **10**, 1195 (2002).
33. P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 1196 (1978).
34. Yong Xu, R. K. Lee, and A. Yariv, *Opt. Lett.* **25**, 1756 (2000).
35. G. Ouyang, Yong Xu, and A. Yariv, *Opt. Express* **9**, 733 (2001).
36. T. Kawanishi and M. Izutsu, *Opt. Express* **7**, 10 (2000).
37. S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy, O. Weisberg, T. D. Engeness, M. Soljacic, S. A. Jacobs, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, *Opt. Express* **9**, 748 (2001).
38. M. Ibanescu, Y. Fink, S. Fan, E. L. Thomas, and J. D. Joannopoulos, *Science* **289**, 415 (2000).
39. *Landolt Börnshtein Physikalisch-Chemische Tabellen*, ed. by W. A. Roth, K. Scheel, Verlag von Julius Springer, Berlin (1931), Bd.II, (1935), Bd.III.
40. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Boston (1989).
41. O. A. Kolevatova and A. M. Zheltikov, submitted to *Laser Physics*.
42. T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennet, *J. Lightwave Technol.* **18**, 50 (2000).
43. А. М. Желтиков, А. Н. Наумов, *КЭ* **31**, 471 (2001).
44. G. Ouyang, Yong Xu, and A. Yariv, *Opt. Express* **10**, 899 (2002).
45. А. М. Желтиков, *УФН* **172**, 743 (2002).
46. А. В. Fedotov, A. N. Naumov, I. Bugar, D. Chorvat Jr., D. A. Sidorov-Biryukov, D. Chorvat, and A. M. Zheltikov, *IEEE J. Selected Topics Quant. Electron.* **8**, 665 (2002).
47. А. Б. Федоров, И. Бугар, А. Н. Наумов, Д. Хорват мл., Д. А. Сидоров-Бирюков, Д. Хорват, А. М. Желтиков, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 374 (2002).
48. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley, New York (1984).
49. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
50. А. В. Fedotov, F. Giammanco, A. N. Naumov, P. Marsili, A. Ruffini, D. A. Sidorov-Biryukov, and A. M. Zheltikov, *Appl. Phys. B* **72**, 575 (2001).
51. О. А. Колеватова, А. Н. Наумов, А. М. Желтиков, *КЭ* **31**, 173 (2001).
52. A. R. McGurn, K. T. Christensen, F. M. Mueller, and A. A. Maradudin, *Phys. Rev. B* **47**, 13120 (1993).
53. A. Kirchner, K. Busch, and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. B* **57**, 277 (1998).
54. A. A. Asatryan, P. A. Robinson, L. C. Botten, R. C. McPhedran, N. A. Nicorovici, and C. Martijn de Sterke, *Phys. Rev. E* **60**, 6118 (1999).
55. R. C. McPhedran, L. C. Botten, A. A. Asatryan, N. A. Nicorovici, P. A. Robinson, and C. M. de Sterke, *Phys. Rev. E* **60**, 7614 (1999).
56. Chongjun Jin, Xiaodong Meng, Bingying Cheng, Zhaolin Li, and Daozhong Zhang, *Phys. Rev. B* **63**, 195107 (2001).
57. Xiangdong Zhang and Zhao-Qing Zhang, *Phys. Rev. B* **65**, 245115 (2002).