

# Изменение спектров пропускания и оптических потерь полых фотонно-кристаллических волноводов при заполнении их жидкостью

С.О.Коноров, Е.Е.Серебрянников, Д.А.Желтикова, В.П.Митрохин,  
Д.А.Сидоров-Бирюков, А.Б.Федотов, С.Я.Килин, А.М.Желтиков

*Исследованы спектры пропускания и оптические потери полых фотонно-кристаллических (ФК) волноводов при заполнении их жидкостью. Показано, что заполненные водой полые ФК волноводы с периодом структуры оболочки около 5 мкм и диаметром сердцевины около 50 мкм позволяют передавать излучение в режиме основной и высших волноводных мод с оптическими потерями, примерно на два порядка превышающими потери в ФК волокне до его заполнения.*

*Ключевые слова:* фотонные кристаллы, волноводные моды, периодические структуры.

## 1. Введение

Фотонно-кристаллические (ФК) волокна [1–3] представляют собой новый тип оптических волноводов, открывающих широкие возможности в области нелинейной оптики [4, 5], оптики сверхкоротких импульсов [6], нелинейной спектроскопии [7] и микроскопии [8], оптической метрологии [9] и лазерной биомедицины [10]. Заполнение воздушных отверстий микроструктурированной оболочки ФК волноводов материалами с различными оптическими свойствами позволяет существенно расширить функциональные возможности ФК волокон [11]. Экспериментальные исследования, выполненные в последние годы, показывают, что заполненные ФК волокна могут служить в качестве многофункциональных сенсоров [12–15], обеспечивающих высокую чувствительность регистрации биомолекул [16, 17] и анализа вещества в жидкой [18] и газовой [19, 20] фазах.

Заполнение ФК волноводов может быть также использовано для управления свойствами волноводных мод и создания нового класса волоконно-оптических переключателей. В частности, заполнение ФК волокон с кварцевой сердцевиной жидкокристаллическими (ЖК) материалами приводит к изменению волноводного режима распространения излучения в волокне [21, 22]. Если до заполнения волноводные моды в таких волокнах формируются за счет полного внутреннего отражения, то введение ЖК материалов в периодическую структуру оболочки волокна может приводить к возникновению направленных мод, удерживаемых в кварцевой сердцевины волокна фотонными запрещенными зонами оболочки. Последние могут перестраиваться путем приложения напряжения [21] или с помощью управляющего оптическо-

го сигнала [22], что открывает пути создания высокоэффективных волоконно-оптических переключателей.

В настоящей работе исследуются оптические свойства полых ФК волноводов, заполненных жидкофазным материалом. Показано, что заполнение воздушных отверстий полых ФК волноводов жидкостью с показателем преломления  $n_f$ , удовлетворяющим неравенству  $n_a < n_f < n_2$  ( $n_a$  – показатель преломления воздуха,  $n_2$  – показатель преломления твердотельной части волновода), приводит к увеличению потерь волноводных мод, локализуемых в сердцевине ФК волокна. В частности, при заполнении водой воздушных отверстий полого ФК волновода с периодом структуры оболочки около 5 мкм и диаметром сердцевины около 50 мкм оптические потери волноводных мод увеличиваются примерно на два порядка. Этот результат находится в качественном согласии с оценками, полученными для модели полого коаксиального брегговского волновода.

## 2. Структура и оптические свойства полых ФК волноводов

### 2.1. Структура экспериментальных образцов ФК волокон

Для экспериментального исследования влияния заполнения полых ФК волокон на их оптические свойства использовались волноводы двух типов. Полые ФК волноводы первого типа имели период структуры оболочки  $\Lambda \approx 4.6$  мкм и диаметр сердцевины  $D \approx 14$  мкм. Типичное изображение структуры поперечного сечения волокна представлено на рис.1,а. Подобные волокна обеспечивают возможность формирования изолированных волноводных мод лазерного излучения в оптическом диапазоне длин волн [23, 24]. Спектры пропускания таких волокон характеризуются наличием ярко выраженных максимумов (рис.2,а), обусловленных наличием фотонных запрещенных зон периодически структурированной оболочки. Характерная длина  $l$  ослабления интенсивности волноводных мод в максимумах пропускания составляет 10–15 см.

Полые ФК волокна второго типа характеризуются периодом структуры оболочки  $\Lambda \approx 5$  мкм и диаметром

С.О.Коноров, Е.Е.Серебрянников, Д.А.Желтикова, В.П.Митрохин, Д.А.Сидоров-Бирюков, А.Б.Федотов, А.М.Желтиков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет; Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова; Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: zheltikov@phys.msu.ru  
С.Я.Килин. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 68

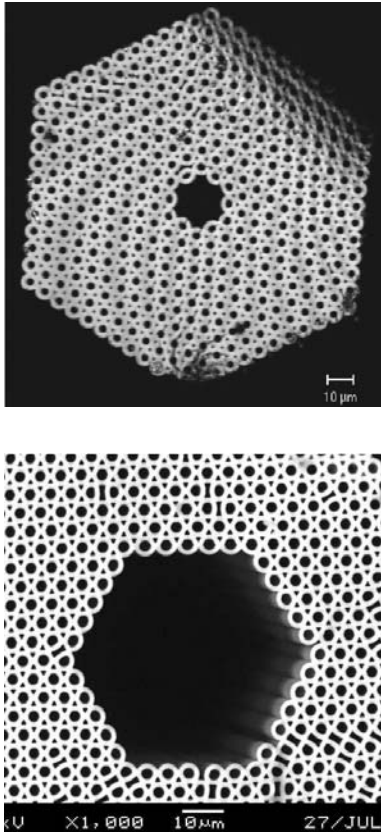


Рис.1. Изображения поперечного сечения полого ФК волокна первого (а) и второго (б) типов, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа.

сердцевины  $D \approx 50$  мкм (рис.1,б). Подобные волокна открывают широкие возможности для передачи и нелинейно-оптического преобразования интенсивных лазерных импульсов [25] и могут быть использованы для создания анализаторов газов [26], новых волоконно-оптических сенсоров [18] и устройств для преобразования частоты [27] и компрессии мощных лазерных импульсов [28]. В спектре пропускания полых ФК волокон второго типа также наблюдаются характерные пики (рис.2,б), связанные с фотонными запрещенными зонами двумерной периодической структуры оболочки. Поскольку диаметр сердцевины  $D$  много больше длины волны оптического излучения  $\lambda$ , то волноводы второго типа являются многомодовыми. Увеличение отношения  $D/\lambda$  по сравнению с волокнами первого типа приводит к ослаблению дифракционных явлений и к уменьшению оптических потерь. Характерная длина ослабления интенсивности волноводных мод ФК волокон второго типа находится в диапазоне 100–200 см.

**2.2. Численный анализ собственных мод полых ФК волокон**

Моделирование свойств собственных мод и спектров пропускания полых ФК волноводов производилось с помощью двух численных методов. Первый основан на численном решении волнового уравнения для поперечных компонент электрического поля, представляемых в виде разложения по системе ортогональных базисных функций. Решение волноводного уравнения с соответствующими граничными условиями при этом сводится к задаче на собственные функции и собственные значения матрич-

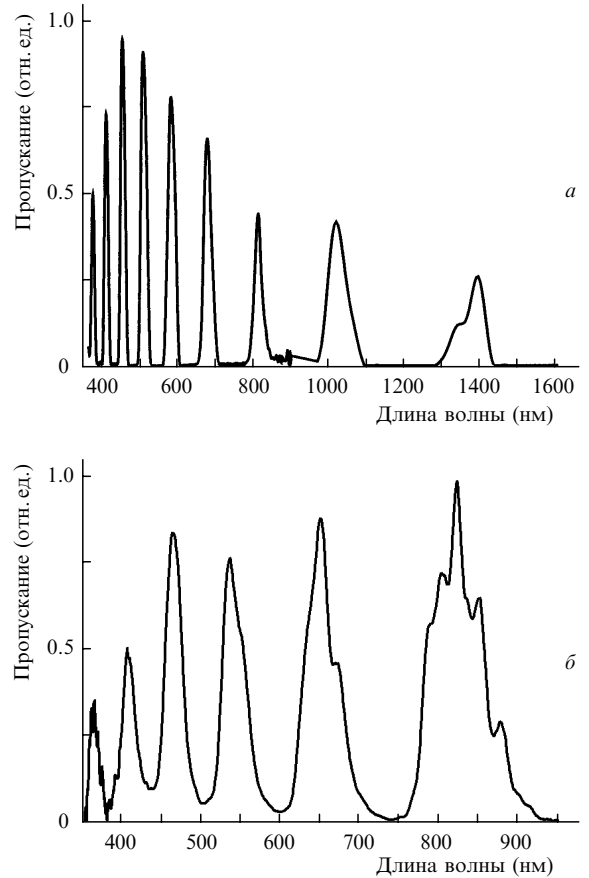


Рис.2. Характерные спектры пропускания, измеренные для полого ФК волокна первого (а) и второго (б) типов. Длина образца 10 см.

ного уравнения [29]. Рассматривается волноводная структура, состоящая из центральной области в форме цилиндра радиусом  $R$  со сложным профилем показателя преломления  $n(r, \varphi)$  в цилиндрических координатах  $r$  и  $\varphi$  и внешней сплошной оболочки с показателем преломления  $n_{cl}$ . Функция  $n(r, \varphi)$  определяется так, чтобы наилучшим образом описать двумерный профиль показателя преломления в полой сердцевине и периодической оболочке ФК волновода (примеры задания этой функции приведены в работах [30, 31]). Волновые уравнения для поперечных компонент электромагнитного поля  $\psi = \psi(r, \varphi)$  записываются в виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + V^2(r, \varphi) \psi = W^2 \psi, \tag{1}$$

где  $V^2(r, \varphi) = k^2 R^2 [n^2(r, \varphi) - n_{cl}^2]$ ;  $k$  – волновое число;  $W^2 = k^2 R^2 (n_{eff}^2 - n_{cl}^2)$ ;  $n_{eff} = \beta/k$  – эффективный показатель преломления волноводной моды;  $\beta$  – постоянная распространения моды, определяемая как собственное значение задачи (1).

Поле внутри цилиндрической области радиусом  $R$  представляется в виде разложения

$$\psi(r, \varphi) = \sum_{mn} A_{mn} \psi_{mn}(r, \varphi) \tag{2}$$

по набору базисных функций

$$\psi_{mn}(r, \varphi) = e^{im\varphi} \left[ \frac{\sin(n\pi r)}{\pi r} + \alpha_{mn}(W) + \beta_{mn}(W)r \right], \tag{3}$$

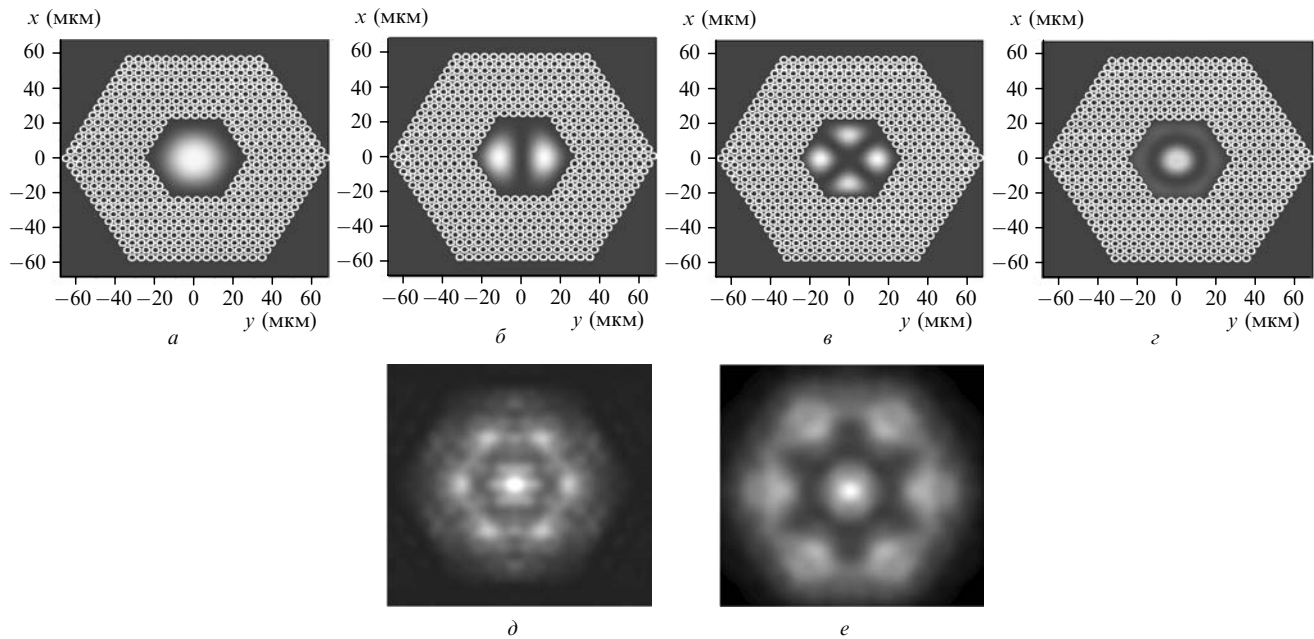


Рис.3. Распределения интенсивности поля для основной (а) и высших (б–е) волноводных мод полого ФК волокна второго типа, рассчитанные методом разложения по полиномам (а–г) и методом FDTD (д, е).

где

$$\alpha_{mn}(W) = n\delta_{m0} \left[ 1 + K_0(W) \frac{(-1)^n - 1}{WK'_0(W)} \right]; \quad (4)$$

$$\beta_{mn}(W) = n \left[ -\delta_{m0} + (1 - \delta_{m0})K_m(W) \times \frac{(-1)^n}{WK'_m(W) - K_m(W)} \right]; \quad (5)$$

$K_m(x)$  – модифицированная функция Бесселя порядка  $m$ .

Вне области радиусом  $R$  решение уравнения (1) записывается в виде разложения

$$\psi(r, \varphi) = \sum_m B_m e^{im\varphi} K_m(Wr). \quad (6)$$

Подстановка (2) и (6) в уравнение (1) сводит исходную задачу к задаче на собственные функции и собственные значения для матричного уравнения, решение которой позволяет найти профили интенсивности излучения в волноводных модах (собственные функции) и постоянные распространения волноводных мод (собственные значения). Собственные моды полого ФК волновода второго типа, полученные с помощью описанного выше метода численного анализа, представлены на рис.3, а–г.

Второй метод численного анализа собственных мод полых ФК волноводов основан на решении волнового уравнения методом конечных разностей во временном представлении (FDTD) [32]. В соответствии с общей схемой FDTD в исследуемой области пространства строится дискретная сетка, на которой реальные непрерывные электрическое и магнитное поля заменяются дискретными функциями, а временные и пространственные производные в исходных дифференциальных уравнениях аппроксимируются в виде конечных разностей. Уравнения Максвелла при этом сводятся к системе обыкновенных алгебраических уравнений, которая решается с учетом граничных условий и начального распределения полей. После выхода решения на стационарный режим применяется алгоритм быстрого преобразования Фурье, по-

зволяющий найти спектр и определить количество возбужденных мод.

Начальное условие для падающего светового поля задавалось в виде гауссова пучка с характерной шириной порядка диаметра сердцевинки волокна. Для устранения вычислительных артефактов, связанных с отражением от границы области интегрирования, вдоль этой границы вводилась узкая область, которая обеспечивала полное поглощение излучения, выходящего за пределы внешнего цикла капилляров. Профили интенсивности в модах полого ФК волновода второго типа, рассчитанные с помощью процедуры FDTD, представлены на рис.3, д, е.

### 2.3. Модель коаксиального волновода и оптические потери

Для получения простых, физически наглядных соотношений, качественно демонстрирующих основные тенденции зависимости оптических потерь полых ФК волноводов от показателей преломления входящих в структуру волокна материалов, воспользуемся моделью полого брэгговского коаксиального волновода [33–36]. Будем рассматривать волновод с полый сердцевинкой, заполненной материалом с показателем преломления  $n_1$ , и оболочкой, образуемой  $N$  парами (периодами) коаксиальных, периодически чередующихся цилиндрических слоев с показателями преломления  $n_1, n_2$  ( $n_1 < n_2$ ) и толщинами  $d_1, d_2$ . При определенном угле падения электромагнитной волны на периодическую структуру обеспечивается условие брэгговского резонанса для длины волны излучения, угла падения и параметров периодической структуры. В этом режиме периодическая структура оболочки характеризуется высоким коэффициентом отражения за счет конструктивной интерференции волн, отраженных от границ раздела слоев оболочки с различными показателями преломления.

Как следует из приведенных выше качественных рассуждений, периодическая оболочка имеет высокую отражательную способность лишь в ограниченных спектральных областях – фотонных запрещенных зонах. Спектр пропускания волокна в связи с этим характеризуется на-

личием пиков, соответствующих волноводными модам, удовлетворяющим условиям брэгговских резонансов со структурой оболочки. Для конечного числа периодов  $N$  ФК оболочка полого брэгговского волновода характеризуется ненулевым пропусканием, что приводит к вытеканию мод из сердцевины полого брэгговского волновода даже в центре фотонной запрещенной зоны. Оценка коэффициента оптических потерь для ТЕ-мод такого волновода может быть получена с помощью следующей асимптотической формулы [37]:

$$\alpha(\text{дБ/км}) \approx 0.522 \frac{k_1^3}{\beta_1 n_2} |\mu_{\text{ТЕ}}|^{2N}, \quad (7)$$

где  $k_1$  – волновое число в объеме материала с показателем преломления  $n_1$ ;  $\beta_1$  – постоянная распространения моды, локализованной в полой сердцевине ФК волновода. В частном случае, когда структура оболочки брэгговского волновода образуется набором четвертьволновых коаксиальных слоев ( $k_1 d_1 = k_2 d_2 = \pi/2$ ), параметр  $|\mu_{\text{ТЕ}}|$  имеет следующий вид [37]:

$$|\mu_{\text{ТЕ}}| = \frac{n_1}{n_2}. \quad (8)$$

Полагая  $\beta_1 \approx \gamma \omega n_1 / c$ , где  $\gamma$  – постоянная,  $\omega$  – частота излучения, получаем следующее выражение для качественной оценки коэффициента оптических потерь  $\alpha_f$  полого брэгговского волновода, заполненного материалом с показателем преломления  $n_f$ :

$$\alpha_f \approx \left( \frac{n_f}{n_a} \right)^{2N+2} \alpha_a, \quad (9)$$

где  $n_a$  – показатель преломления материала отверстия волновода до заполнения;  $\alpha_a$  – потери волновода до заполнения.

Полученное выражение может быть использовано лишь для грубой оценки изменения оптических потерь заполненных ФК волокон. Модель, использованная при выводе этого соотношения, не учитывает, в частности, реальной структуры фотонных зон двумерной периодической структуры полых ФК волокон, используемых в экспериментах. Уменьшение отношения показателей преломления материалов, образующих ФК волокно, приводит к уменьшению ширины фотонной запрещенной зоны и, как следствие, к сокращению сектора волновых векторов в первой зоне Бриллюэна двумерной ФК структуры оболочки, соответствующего полной фотонной запрещенной зоне. Вместе с тем выражение (9) дает физически наглядное представление об основных тенденциях зависимости оптических потерь заполняемых ФК волокон от диэлектрических свойств образующих волновод материалов. Далее будет показано, что полученные соотношения могут быть использованы для грубой оценки диапазона показателей преломления заполняемых материалов, в котором обеспечиваются приемлемые уровни оптических потерь модифицированных наличием жидкости ФК волокон.

### 3. Результаты экспериментов и их обсуждение

Результаты экспериментального исследования оптических свойств полых ФК волнопроводов до и после запол-

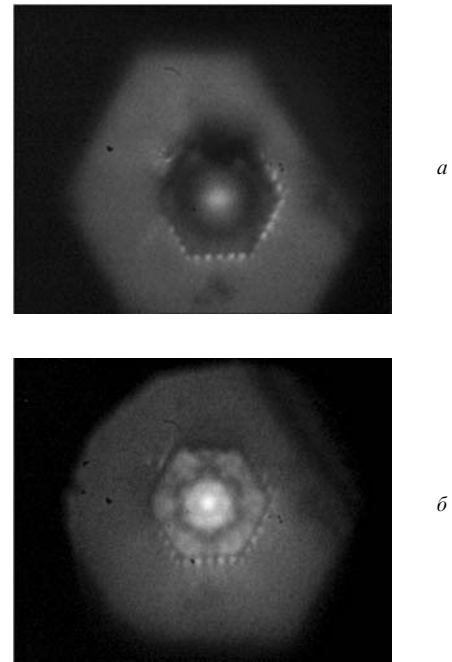


Рис.4. Распределения интенсивности, измеренные для собственных мод заполненного водой ФК волокна второго типа.

нения отверстий волнопроводов жидкостью представлены на рис.4, 5. В заполненных водой волокнах первого типа не удалось наблюдать возбуждения ни одной из волноводных мод, локализованных в сердцевине волокна. Этот результат в целом согласуется с ожиданиями, основанными на оценке потерь таких волнопроводов по формуле (9). До заполнения жидкостью основная мода полого ФК волокна со структурой поперечного сечения, показанной на рис.1,а, характеризовалась коэффициентом оптических потерь  $\alpha_a \approx 0.09 \text{ см}^{-1}$ . Число периодов  $N$  оболочки для волокна этого типа составляет 10. Для полого ФК волокна, заполненного водой ( $n_f \approx 1.3$ ), формула (9) приводит к следующей оценке оптических потерь:  $\alpha_f \approx 30 \text{ см}^{-1}$ . Характерная длина вытекания основной волноводной моды из сердцевины волокна, таким образом, составляет порядка 0.3 мм. Высокие потери делают невозможным экспериментальное наблюдение основной и высших волноводных мод полого ФК волокна первого типа в условиях наших экспериментов.

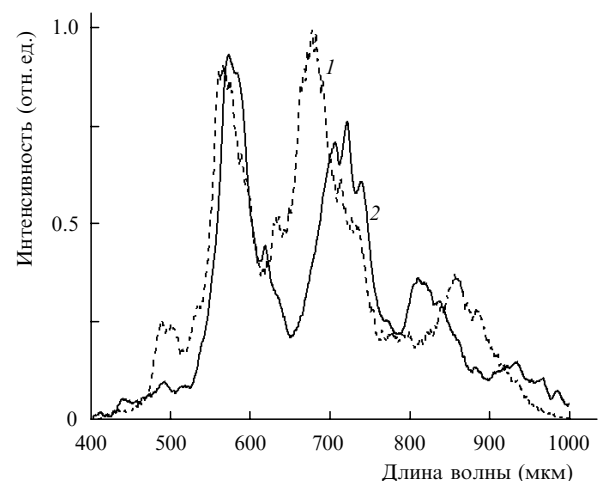


Рис.5. Спектры пропускания для ФК волокна второго типа, измеренные до (1) и после (2) заполнения волокна водой. Длина образца 1 см.

В ФК волноводах второго типа удается наблюдать как основную, так и высшие волноводные моды, локализованные в сердцевине волокна (рис.4,а,б), а также зарегистрировать соответствующие этим модам пики пропускания (рис.5). Характерная длина ослабления для основной моды заполненного водой ФК волокна второго типа составляет 1 см. Этот результат качественно согласуется с оценками по формуле (9). До заполнения жидкостью основная мода полого ФК волокна второго типа имеет коэффициент оптических потерь  $\alpha_a \approx 0.005 \text{ см}^{-1}$ . Число периодов  $N$  оболочки этого волокна (рис.1,б) составляет 9. Для заполненного водой волокна формула (9) дает  $\alpha_f \approx 1 \text{ см}^{-1}$ , что согласуется с результатами измерений. Профили интенсивности излучения в модах заполненного водой ФК волновода с удовлетворительной точностью (ср. рис.3,г и 4,а, а также рис.3,д,е и рис.4,б) воспроизводятся с помощью численных методов, основанных на разложении по системе ортогональных полиномов и решении уравнений Максвелла методом FDTD.

#### 4. Заключение

Представленные в настоящей работе результаты экспериментальных и теоретических исследований показывают, что заполнение воздушных отверстий полых ФК волноводов жидкостью с показателем преломления  $n_f$ , удовлетворяющим соотношению  $n_a < n_f < n_2$  ( $n_a$  – показатель преломления воздуха,  $n_2$  – показатель преломления твердотельной части волновода), приводит к существенному увеличению потерь волноводных мод, локализуемых в сердцевине ФК волокна. При заполнении водой воздушных отверстий полого ФК волновода с периодом структуры оболочки около 5 мкм и диаметром сердцевины около 50 мкм оптические потери основной волноводной моды увеличиваются примерно в 200 раз. Этот результат качественно согласуется с оценками, полученными для модели полого коаксиального брэгговского волновода. Выполненные исследования указывают на возможность использования заполнения жидкофазными материалами полых ФК волноводов для управления свойствами волноводных мод и создания новых типов сенсоров и волоконно-оптических переключателей.

Авторы выражают признательность В.И.Белоглазову, Н.Б.Скибиной, А.В.Щербакову и Л.А.Мельникову за изготовление образцов полых микроструктурированных волокон. Работа выполнена при поддержке гранта МД-42.2003.02 Президента Российской Федерации, грантов РФФИ № 03-02-16929, № 03-02-20002-БНТС, № 04-02-39002-ГФЕН2004 и № 04-02-81036-Бел2004, грантов ИНТАС 03-51-5037 и 03-51-5288, а также гранта Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект RP2-2558).

1. Russell P.St.J. *Science*, **299**, 358 (2003).
2. Knight J.C. *Nature*, **424**, 847 (2003).
3. Желтиков А.М. *Оптика микроструктурированных волокон* (Москва: Наука, 2004).
4. Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. *Opt. Lett.*, **25**, 25 (2000).
5. Bowden C.M., Zheltikov A.M. (Eds). *Nonlinear Optics of Photonic Crystals*. Feature Issue of *J. Opt. Soc. Am. B*, **19** (9) (2002).
6. Reeves W.H., Skryabin D.V., Biancalana F., Knight J.C., Russell P.St.J., Omenetto F.G., Efimov A., Taylor A.J. *Nature*, **424**, 511 (2003).
7. Konorov S.O., Akimov D.A., Serebryannikov E.E., Ivanov A.A., Alfimov M.V., Zheltikov A.M. *Phys. Rev. E*, **70**, 057601 (2004)
8. Paulsen H.N., Hilligsoe K.M., Thogersen J., Keiding S.R., Larsen J.J. *Opt. Lett.*, **28**, 1123 (2003).
9. Udem T., Holzwarth R., Hansch T.W. *Nature*, **416**, 233 (2002).
10. Hartl I., Li X.D., Chudoba C., Rhanta R.K., Ko T.H., Fujimoto J.G., Ranka J.K., Windeler R.S. *Opt. Lett.*, **26**, 608 (2001).
11. Eggleton B.J., Kerbage C., Westbrook P., Windeler R.S., Hale A. *Opt. Express*, **9**, 698 (2001).
12. Monro T. M., Richardson D. J., Bennett P. J. *Electron. Lett.*, **35**, 1188 (1999).
13. Monro T. M., Belardi W., Furusawa K., Baggett J.C., Broderick N.G.R., Richardson D.J. *Meas. Sci. Technol.*, **12**, 854 (2001).
14. Hoo Y.L., Jin W., Ho H.L., Wang D.N., Windeler R.S. *Opt. Eng.*, **41**, 8 (2002).
15. Serebryannikov E.E., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **13**, 1339 (2003).
16. Jensen J.B., Pedersen L.H., Hoiby P.E., Nielsen L.B., Hansen T.P., Folkenberg J.R., Riishede J., Noordegraaf D., Nielsen K., Carlsen A., Bjarklev A. *Opt. Lett.*, **29**, 1974 (2004).
17. Myaing M.T., Ye J.Y., Norris T.B., Thomas T., Baker J.R. Jr., Wadsworth W.J., Bouwmans G., Knight J.C., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **28**, 1224 (2003).
18. Konorov S.O., Zheltikov A., Scalora M. *Opt. Express*, **13**, 3454 (2005).
19. Ritari T., Tuominen J., Ludvigsen H., Petersen J.C., Sorensen T., Hansen T.P., Simonsen H.R. *Opt. Express*, **12**, 4080 (2004).
20. Fedotov A.B., Konorov S.O., Mitrokhin V.P., Serebryannikov E.E., Zheltikov A.M. *Phys. Rev. A*, **70**, 045802 (2004).
21. Larsen T.T., Bjarklev A., Hermann D. S., Broeng J. *Opt. Express*, **11**, 2589 (2003).
22. Alkeskjold T.T., Laegsgaard J., Bjarklev A., Hermann D.S., Anawati A., Broeng J., Li J., Wu S. *Opt. Express*, **12**, 5857 (2004).
23. Cregan R.F., Mangan B.J., Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Roberts P.J., Allan D.C. *Science*, **285**, 1537 (1999).
24. Коноров С.О., Федотов А.Б., Колеватова О.А., Белоглазов В.И., Скибина Н.Б., Щербаков А.В., Желтиков А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 401 (2002).
25. Konorov S.O., Fedotov A.B., Mel'nikov L.A., Shcherbakov A.V., Zheltikov A.M. *Laser Phys. Lett.*, **1**, 548 (2004).
26. Konorov S.O., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., Miles R.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, in press.
27. Konorov S.O., Serebryannikov E.E., Fedotov A.B., Miles R.B., Zheltikov A.M. *Phys. Rev. E*, **71**, 057603 (2005).
28. Серебрянников Е.Е., Ху Минг-ли, Ли Ян-фенг, Ванг Чинг-ю, Ванг Жуан, Чай Лю, Желтиков А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **81**, 65 (2005).
29. Poladian L., Issa N.A., Monro T.M. *Opt. Express*, **10**, 449 (2002).
30. Konorov S.O., Akimov D.A., Serebryannikov E.E., Ivanov A.A., Alfimov M.V., Zheltikov A.M. *Phys. Rev. E*, **70**, 066625 (2004)
31. Serebryannikov E.E., von der Linde D., Zheltikov A.M. *Phys. Rev. E*, **70**, 061412 (2004).
32. Taflove A. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain* (Boston: Artech House, 1995).
33. Yeh P., Yariv A., Marom E. *J. Opt. Soc. Am.*, **68**, 1196 (1978).
34. Xu Yong, Lee R.K., Yariv A. *Opt. Lett.*, **25**, 1756 (2000).
35. Ouyang G., Xu Yong, Yariv A. *Opt. Express*, **9**, 733 (2001).
36. Johnson S.G., Ibanescu M., Skorobogatiy M., Weisberg O., Engeness T.D., Soljacic M., Jacobs S.A., Joannopoulos J.D., Fink Y. *Opt. Express*, **9**, 748 (2001).
37. Xu Y., Yariv A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4532**, 191 (2001).