

## Собственные моды полых фотонно-кристаллических волокон

С. О. Коноров<sup>+</sup>, А. Б. Федотов<sup>+\*</sup>, О. А. Колеватова<sup>+</sup>, В. И. Белоглазов<sup>△</sup>, Н. Б. Скибина<sup>△</sup>, А. В. Щербаков<sup>△</sup>,  
А. М. Желтиков<sup>1)\*</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Международный лазерный центр, МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 19 августа 2002 г.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований собственных мод волокон с полой сердцевинной и двумерно периодической оболочкой. Спектр мод, поддерживаемых полой сердцевинной этих волокон, содержит набор изолированных максимумов, указывающих на то, что волноводный режим распространения излучения в полой сердцевине обеспечивается за счет высокой отражательной способности оболочки в области фотонных запрещенных зон. Основные свойства спектра мод фотонно-кристаллических волокон с полой сердцевинной, а также распределение интенсивности излучения в полой сердцевине волокна объясняются в рамках модели коаксиального волновода.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

Волокна с оболочкой в виде двумерно периодической микроструктуры (двумерного фотонного кристалла) и полой сердцевинной являются одним из наиболее интересных и перспективных классов микроструктурированных волокон [1–4]. Подобные волокна были продемонстрированы в работе [5]. Фотонная запрещенная зона, возникающая в спектре пропускания двумерной периодической оболочки волокон данного типа, обеспечивает высокий коэффициент отражения для излучения, распространяющегося вдоль полой сердцевинной, позволяя реализовать особый режим волноводного распространения. 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 [6]. Возможность использования подобных волокон для лазерного управления частицами малых размеров была продемонстрирована в работе [7].

Несмотря на увлекательные перспективы, открывающиеся в связи с применением фотонно-кристаллических (ФК) волокон с полой сердцевинной в области телекоммуникационных технологий, физики мощных лазеров, нелинейной оптики, до настоящего времени опубликовано лишь несколько экспериментальных работ, посвященных исследованию и использованию подобных волокон. Это в

значительной степени связано с трудностями изготовления волокон данного типа. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований стеклянных волокон с полой сердцевинной и двумерно периодической оболочкой. Подобные волокна поддерживают волноводный режим распространения за счет высокой отражательной способности оболочки в области фотонной запрещенной зоны и 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. Будет показано, что основные свойства спектра мод фотонно-кристаллических волокон с полой сердцевинной могут быть объяснены в рамках модели коаксиального волновода.

Для изготовления микроструктурированных волокон использовалась заготовка, состоящая из набора идентичных стеклянных капилляров. Для получения ФК волокон с полой 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 полой сердцевинной примерно равен 13 мкм. Длина волоконных образцов, использованных в наших экспериментах, варьировалась от нескольких сантиметров до одного метра.

<sup>1)</sup>e-mail: zheltikov@top.phys.msu.ru

Рис.1. Изображения 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. Волноводный режим обеспечивается за счет высокой отражательной способности периодически микроструктурированной оболочки в области фотонных запрещенных зон. Период структуры –  $\sim 5$  мкм, диаметр сердцевины –  $\sim 13$  мкм

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 [8]. В полых волноводах показатель преломления сердцевины ниже показателя преломления оболочки. Поэтому постоянные распространения мод полых волнопроводов имеют отличные от нуля мнимые составляющие, и распространение света в подобных волноводах сопровождается потерями излучения. Коэффициент оптических потерь в полых волноводах пропорционален [9] 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 [10]. 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 дости-

гает  $20 \text{ см}^{-1}$ , что делает подобное волокно непригодным для практических приложений. Полые волноводы с периодической оболочкой позволяют существенно снизить оптические потери, характерные для мод полых волнопроводов.

Результаты наших экспериментальных исследований подтверждают возможность транспортировки когерентного и некогерентного излучения с помощью полых ФК волокон с диаметром полой сердцевины  $\sim 13$  мкм. На рис.2 представлены изображения пространственного распределения интенсивности некогерентного (рис.2а) и когерентного (рис.2б) излучения на выходе ФК волокна с полой сердцевиной. Путем оптимизации условий заведения излучения в волокно удается добиться высокой степени локализации излучения в полой сердцевины волокна без возбуждения мод ФК оболочки (рис.2а). Пространственное распределение излучения на выходе волокна при этом соответствовало основной волноводной моде.

Для исследования спектра мод, поддерживаемых в полой сердцевины фотонно-кристаллического волокна, излучение, распространяющееся вдоль сердцевины, отделялось от излучения, распространяющегося вдоль оболочки, с помощью диафрагмы. В спектре мод, поддерживаемых полой сердцевиной волокна, измеренном в наших экспериментах в области 450–1000 нм, наблюдаются ярко выраженные пики (рис.3а). Максимумы в спектре мод полого волокна с фотонно-кристаллической оболочкой наблюдались также ранее авторами [5]. 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.

Для моделирования спектра мод и пространственного распределения излучения в фотонно-кристаллическом волокне использовалась модель коаксиального волновода. Двумерная периодическая структура оболочки волокна при этом заменялась системой коаксиальных стеклянных цилиндров (см. рис.3с) толщиной  $b \approx 4.3$  мкм и внутренним радиусом  $i$ -го волновода  $r_i = r_0 + i(b + c)$ , где  $r_0$  – радиус полой сердцевины (примерно 6.5 мкм для нашего волокна),  $c$  – толщина воздушного слоя, которая выбиралась равной примерно 0.7 мкм с уче-

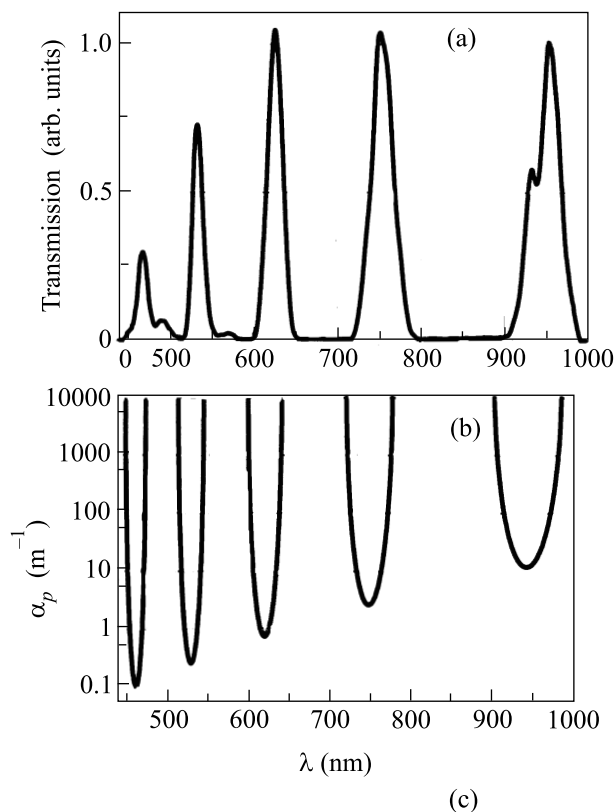


Рис.3. (а) Экспериментально измеренный спектр мод полого фотонно-кристаллического волокна с периодом структуры  $\sim 5$  мкм и диаметром сердцевины  $\sim 13$  мкм. (б) Зависимость коэффициента затухания волноводной моды  $TE_{01}$  от длины волны, рассчитанная для коаксиального волновода (с) с  $r_0 = 6.5$  мкм,  $b = 4.3$  мкм,  $c = 0.7$  мкм

Рис.2. Изображения распределения интенсивности излучения в поперечном сечении полого фотонно-кристаллического волокна с периодом структуры  $\sim 5$  мкм и диаметром сердцевины  $\sim 13$  мкм: (а) волноводная мода в полой сердцевине волокна возбуждается широким пучком некогерентного света, (б) основная волноводная мода полой сердцевины волокна возбуждается излучением диодного лазера с длиной волны 633 нм

том коэффициента заполнения структуры оболочки воздухом (примерно 14%). Свойства собственных мод коаксиального волновода исследовались ранее в работах [11, 12].

Зависимость коэффициента затухания волноводной моды  $TE_{01}$  от длины волны, рассчитанная для коаксиального волновода с определенными выше параметрами, представлена на рис.3б. Как видно из срав-

нения результатов расчетов с экспериментальными данными, приведенными на рис.3а, модель коаксиального волновода позволяет качественно правильно определить положения и ширины спектральных областей, в которых излучение может распространяться вдоль полой сердцевины волокна с фотонно-кристаллической оболочкой практически без потерь. На основе модели коаксиального волновода, как показано на рис.4 и 5, удастся также качественно правильно описать распределение интенсивности излучения в основной (рис.4) и высших (рис.5) волновод-

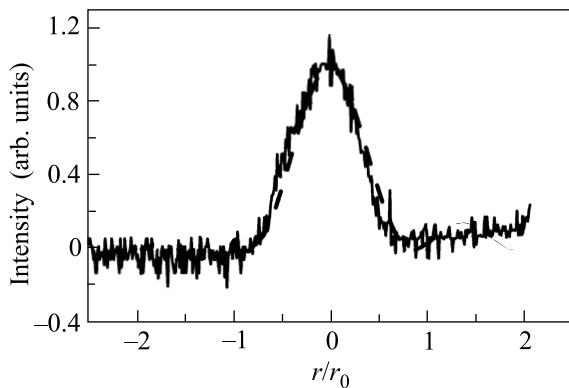


Рис.4. Поперечное распределение интенсивности электромагнитного излучения, (сплошная линия) измеренное на выходе фотонно-кристаллического волокна с полый сердцевинной и (штриховая линия) рассчитанное с использованием модели коаксиального волновода

ных модах фотонно-кристаллического волокна. Результаты выполненного нами теоретического анализа находятся в качественном согласии с результатами работы [13], полученными путем более точного, но гораздо более трудоемкого численного расчета.

Представленное на рис.5b пространственное распределение излучения диодного лазера с длиной волны 633 нм (данная длина волны попадает в одну из полос пропускания, соответствующих собственным модам волокна, см. рис.3) на выходе полого ФК волокна длиной 8 см свидетельствует о существовании многомодового волноводного режима вблизи данной длины волны. Как показано в работе [6], многомодовые режимы волноводного распространения в полых ФК волокнах могут быть использованы для увеличения эффективности генерации оптических гармоник высокого порядка в нелинейных газовых средах, заполняющих сердцевину полого ФК волокна. Волноводный вклад в изменение расстройки постоянных распространения на основной частоте и частоте оптической гармоники растет с уменьшением диаметра сердцевинной полого волокна [10]. Вследствие этого созданное волокно с малым диаметром сердцевинной обеспечивает существенный вклад волноводной дисперсии, позволяя компенсировать значительные волновые расстройки, связанные с материальной дисперсией газа. Данная возможность обусловлена уникальными свойствами полого ФК волновода, так как волноводные моды полых волокон со сплошной оболочкой и диаметром полый сердцевинной около  $\sim 13$  мкм характеризовались бы, как указано выше, неприемлемо большими потерями.

Рис.5. (а) Поперечное распределение квадрата электрического поля в высшей волноводной моде фотонно-кристаллического волокна с полый сердцевинной, рассчитанное в рамках модели коаксиального волокна. (b) Поперечное распределение интенсивности электромагнитного излучения, измеренное на выходе фотонно-кристаллического волокна при возбуждении высшей волноводной моды излучением диодного лазера с длиной волны 633 нм

Так как полые волноводы с периодической оболочкой позволяют существенно снизить оптические потери, характерные для мод полых волноводов, волноводы этого класса представляются чрезвычайно перспективными для транспортировки мощного лазерного излучения, а также для повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий, включая процессы фазовой само- и кросс-модуляции, генерации оптических гармоник и оптического сложения частот. Результаты предварительных экспериментов и выполненные теоретические исследования

[14] позволяют предложить подобные поликапиллярные стеклянные структуры в качестве волноводов и фокусаторов сверхкоротких импульсов рентгеновского излучения, в том числе сверхкоротких импульсов, синтезируемых на основе явления генерации оптических гармоник высокого порядка. Значительная волноводная дисперсия, характерная для волокон с малым внутренним диаметром, может быть при этом использована для компенсации начального chirpa и сжатия импульсов рентгеновского излучения.

Созданные и исследованные в настоящей работе волокна открывают возможности создания высокочувствительных газовых сенсоров, основанных на использовании линейных и нелинейных методов спектроскопии. Реализованные режимы волноводного распространения излучения в полой сердцевине ФК волокон позволяют существенно уменьшить количество газа, необходимого для проведения спектральных исследований, а также производить нелинейно-оптические исследования с использованием лазерных импульсов малой мощности. В частности, для проведения экспериментов по четырехволновому смешению в газах в волноводном режиме (см., например, [15]) обычно используются капилляры с характерным внутренним диаметром  $\sim 100$  мкм (уменьшение внутреннего радиуса капилляра приводит к быстрому росту оптических потерь). Использование в подобных экспериментах созданных и изученных в настоящей работе волокон позволит достичь сравнимых уровней нелинейного сигнала при использовании почти в 60 раз менее мощных лазерных импульсов. Структура спектра пропускания созданных волокон представляется также оптимальной для преобразования частоты лазерного излучения на основе вынужденного комбинационного рассеяния.

Таким образом, в настоящей работе созданы и исследованы волокна с полой сердцевинной и фотоннокристаллической оболочкой с периодом структуры оболочки  $\sim 5$  мкм и диаметром сердцевины  $\sim 13$  мкм. Волноводный режим распространения излучения в полой сердцевине этих волокон обеспечивается за счет высокой отражательной способности оболочки в области фотонных запрещенных зон. Подобный режим волноводного распространения позволяет существенно уменьшить оптические потери волноводных мод по сравнению со случаем волноводного распространения в полых волноводах со сплошной оболочкой. В связи с этим изготовленные полые ФК волокна представляют значительный интерес для телекоммуникационных приложений, а также могут быть использованы для транспортировки мощных лазерных импульсов. Волокна данного типа открыва-

ют 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. Созданные волокна представляются перспективными для получения и транспортировки сверхкоротких импульсов, лазерного управления атомами и заряженными частицами, а также создания высокочувствительных газовых сенсоров. Показано, что основные свойства спектра мод фотоннокристаллических волокон с полой сердцевинной, а также распределение интенсивности излучения в полой сердцевине волокна качественно правильно описываются в рамках модели коаксиального волновода.

Работа выполнена при поддержке гранта # 00-15-99304 Президента Российской Федерации, грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-17567 и # 02-02-17098, а также грантов Volkswagen Foundation # I/76 869 и ARL European Research Office (grant # R&D 9375-AM-07).

1. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
2. *Focus issue of Optics Express*, Ed. K. W. Koch, vol. 9, # 13, 2001.
3. *Special issue of the Journal of Optical Society of America*, Eds. C. M. Bowden and A. M. Zheltikov, vol. B19, 2002.
4. А. М. Желтиков, УФН **170**, 1203 (2000).
5. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight et al., *Science* **285**, 1537 (1999).
6. A. N. Naumov and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **12**, 971 (2002).
7. F. Benabid, P. St. J. Russell, and J. C. Knight, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO'2002)*, Long Beach, May 19–24, 2002, CMJ5.
8. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, New York, Wiley, 1984.
9. E. A. J. Marcatili and R. A. Schmeltzer, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
10. А. М. Желтиков, УФН **172**, 743 (2002).
11. T. Kawanishi and M. Izutsu, *Opt. Express* **7**, 10 (2000).
12. G. Ouyang, Yong Xu, and A. Yariv, *Opt. Express* **9**, 733 (2001).
13. J. Broeng, S. E. Barkou, T. Sondergaard, and A. Bjarklev, *Opt. Lett.* **25**, 96 (2000).
14. A. N. Naumov and A. M. Zheltikov, *Laser Phys.* **12**, no. 11 (2002).
15. A. B. Fedotov, F. Giammanco, A. N. Naumov et al., *Appl. Phys.* **B72**, 575 (2001).