

Волноводные свойства и спектр собственных мод полых фотонно-кристаллических волокон

А.Б.Федотов*, С.О.Коноров*, О.А.Колеватова*, В.И.Белоглазов**, Н.Б.Скибина**, Л.А.Мельников***, А.В.Щербаков**, А.М.Жёлтиков*

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований стеклянных волокон с поллой сердцевиной и двумерной периодической оболочкой. Спектр мод, поддерживаемых поллой сердцевиной этих волокон, содержит ряд изолированных максимумов, указывающих на то, что волноводный режим распространения излучения в поллой сердцевине обеспечивается за счет высокой отражательной способности оболочки в области фотонных запрещенных зон. Показано, что основные свойства спектра мод фотонно-кристаллических волокон с поллой сердцевиной, а также распределение интенсивности излучения в поллой сердцевине волокна могут быть объяснены в рамках модели коаксиального волновода.

Ключевые слова: микроструктурированные волокна, фотонные кристаллы.

Волокна с оболочкой в виде двумерной периодической микроструктуры (двумерного фотонного кристалла) и поллой сердцевиной являются одним из наиболее интересных и перспективных классов микроструктурированных волокон [1–4]. Подобные волокна были впервые 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 поллой сердцевины, позволяя реализовать особый режим волноводного распространения. Подобный волноводный режим представляет значительный интерес для телекоммуникационных приложений, а также позволяет повысить эффективность 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 поллой сердцевиной в области телекоммуникационных технологий, в физике мощных лазеров и в нелинейной оптике, до настоящего времени опубликовано лишь несколько экспериментальных работ, посвященных исследованию и использованию подобных волокон, что в значительной степени связано с трудностями их изготовления.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований стеклянных

волокон с поллой сердцевиной и двумерной 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 для генерации высоких гармоник и передачи сверхкоротких лазерных импульсов. В настоящей работе показано, что основные свойства спектра мод фотонно-кристаллических волокон с поллой сердцевиной могут быть объяснены в рамках модели коаксиального волновода.

Для изготовления микроструктурированных волокон использовалась заготовка, состоящая из набора идентичных стеклянных капилляров. На рис.1,а представлено изображение поперечного среза волокна, полученного в результате вытяжки подобной заготовки, в котором центральный капилляр был заменен сплошным стеклянным стержнем без отверстия в середине, что позволило изготовить микроструктурированное волокно со сплошной сердцевиной, обеспечивающее режим волноводного распространения за счет полного внутреннего отражения. Для получения ФК волокон с поллой сердцевиной из центральной части заготовки извлекались семь капилляров. Изображение поперечного среза волокна, полученного путем вытяжки подобной заготовки, представлено на рис.1,б. Характерный период структуры оболочки для приведенного на рис.1 изображения составляет 5 мкм, диаметр поллой сердцевины примерно равен 13 мкм. Длина волоконных образцов, использованных в наших экспериментах, варьировалась от нескольких сантиметров до одного метра.

Возможность уменьшения оптических потерь в поллом 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

*Международный учебно-научный лазерный центр и физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

**Институт технологии и обработки стеклянных структур, Россия, 410044 Саратов, пр. Строителей, 1

***Саратовский государственный университет, Россия, 410026 Саратов, Астраханская ул., 83

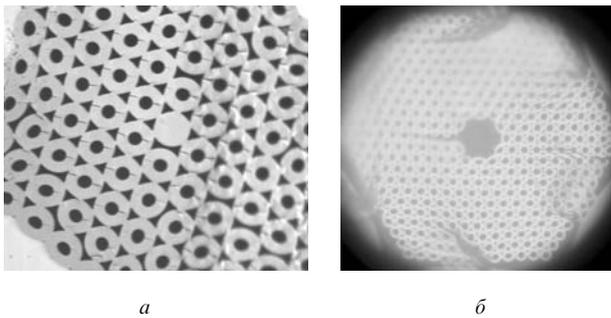


Рис.1. Изображения поперечного сечения микроструктурированных волокон с двумерной периодической оболочкой, состоящей из набора идентичных капилляров (с периодом около 5 мкм). Для волокна с сердцевинной в виде стержня без воздушного отверстия в центре волноводный режим обеспечивается за счет полного внутреннего отражения (а). Для волокна с полый сердцевинной (ее диаметр около 13 мкм), полученной изъятием семи капилляров из центральной части структуры, волноводный режим обеспечивается за счет высокой отражательной способности периодически микроструктурированной оболочки в области фотонных запрещенных зон (б).

преломления сердцевинной 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 фактору λ^2/a^3 , где λ – длина волны, a – внутренний радиус волновода [9]. Подобное поведение коэффициента потерь накладывает ограничения на уменьшение радиуса волновода в нелинейно-оптических экспериментах. 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 см^{-1} , что делает подобное волокно непригодным для практических приложений.

Для качественной иллюстрации идеи уменьшения потерь в полом волноводе с микроструктурированной периодической оболочкой по сравнению с полым волноводом со сплошной оболочкой воспользуемся хорошо известным результатом анализа распространения излучения в планарном волноводе с периодической оболочкой [8]. Уменьшение коэффициента оптических потерь в полом волноводе с ФК оболочкой относительно потерь в полом волноводе со сплошной оболочкой характеризуется отношением логарифмов коэффициентов отражения от стенки полого волновода и от периодической структуры [8, 10]. Вблизи центра фотонной запрещенной зоны в спектре отражения периодической структуры оболочки волновода с достаточно большим числом слоев N увеличение числа периодов модуляции показателя преломления оболочки полого волновода позволяет достичь экспоненциального уменьшения коэффициента оптических потерь в полом волноводе с периодической оболочкой $\alpha_{\text{пбг}}$ по сравнению с коэффициентом оптических потерь полого волновода со сплошной оболочкой $\alpha_{\text{н}}$: $\alpha_{\text{пбг}}/\alpha_{\text{н}} \propto a \exp(-2|\kappa|Nd)$, где κ – коэффициент связи прямой и обратной волн в периодической структуре, d – период модуляции показателя преломления в оболочке. Таким образом, полые волноводы с периодической оболочкой позволяют существенно снизить оптические потери, характерные для мод полых волноводов со сплошной оболочкой.

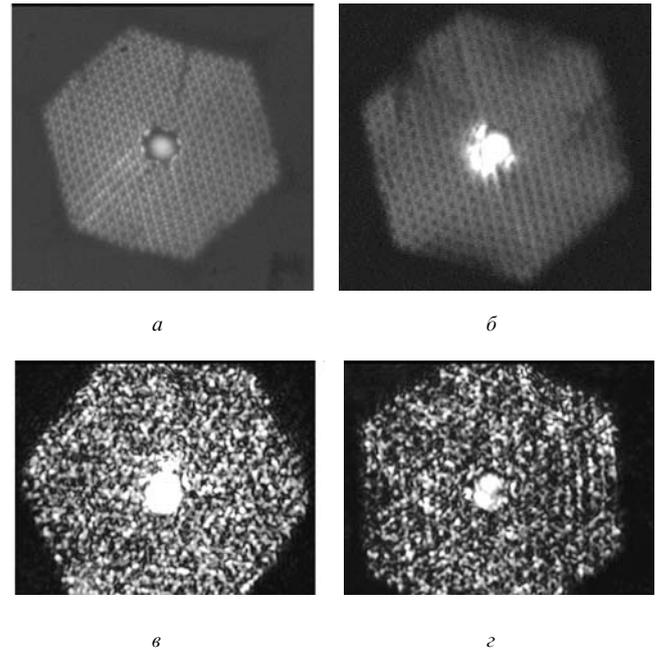


Рис.2. Распределения интенсивности излучения в поперечном сечении полого ФК волокна (период структуры и диаметр сердцевинной около 5 и 13 мкм соответственно) при возбуждении волноводной моды в полой сердцевинной волокна широким пучком некогерентного света, возбуждающим также моды оболочки (а), узким пучком некогерентного света, практически не возбуждающим моды оболочки (изображение моды получено в режиме насыщения камеры, поскольку только так удается наблюдать сигнал от излучения, распространяющегося в оболочке) (б), излучением диодного лазера с $\lambda = 633 \text{ нм}$ (в), а также при возбуждении нескольких волноводных мод в полой сердцевинной излучением такого лазера (г).

Результаты наших экспериментальных исследований подтверждают возможность транспортировки когерентного и некогерентного излучения с помощью полых ФК волокон с диаметром полой сердцевинной около 13 мкм. На рис.2 представлены изображения пространственного распределения интенсивности некогерентного (рис.2, а, б) и когерентного (рис.2, в, г) излучения на выходе ФК волокна с полой сердцевинной. Путем оптимизации условий ввода излучения в волокно удалось добиться высокой степени локализации излучения в полой сердцевинной волокна без возбуждения мод ФК оболочки (рис.2, б). Пространственное распределение излучения на выходе волокна при этом соответствовало распределению основной волноводной моды.

Для исследования спектра мод, поддерживаемых в полой сердцевинной ФК волокна, излучение, распространяющееся вдоль сердцевинной, отделялось с помощью диафрагмы от излучения, распространяющегося вдоль оболочки. В спектре мод, поддерживаемых полой сердцевинной волокна, который был измерен в наших экспериментах в области 450–1000 нм, наблюдались ярковыраженные пики (рис.3, а). Пропускание участка полого ФК волокна длиной 10 см на длине волны 633 нм составляло примерно 10%. Максимумы в спектре мод полого волокна с ФК оболочкой также наблюдались 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, ле-

жащими вдали от запрещенных зон, может приводить лишь к возбуждению вытекающих мод полого волновода. Такие моды, как упоминалось выше, характеризуются значительными потерями и не дают заметного вклада в сигнал на выходе волокна.

Для моделирования спектра мод и пространственного распределения излучения в ФК волокне использовалась модель коаксиального волновода. Двумерная периодическая структура оболочки волокна при этом заменялась системой коаксиальных стеклянных цилиндров толщиной $b \approx 4.3$ мкм, с внутренним радиусом i -го волновода $r_i = r_0 + i(b + c)$, где r_0 – радиус полой сердцевины (~ 6.5 мкм для нашего волокна); c – толщина воздушного слоя, которая выбиралась равной ~ 0.7 мкм с учетом коэффициента заполнения структуры оболочки воздухом ($\sim 14\%$). Свойства собственных мод коаксиального волновода исследовались ранее в работе [11].

Зависимость коэффициента затухания волноводной моды TE_{01} от длины волны, рассчитанная для коаксиального волновода с определенными выше параметрами, представлена на рис.3,б. Из сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными, приведенными на рис.3,а, видно, что модель коаксиального волновода позволяет качественно правильно определить положения и ширины тех спектральных областей, в которых могут быть возбуждены волноводные моды, локализованные в полой сердцевине волокна. На основе модели коаксиального волновода, как показано на рис.4, также удается качественно правильно описать распределение интенсивности излучения в полой сердцевине ФК волокна. Результаты выполненного нами теоретического анализа находятся в качественном согласии с результатами работы [12], полученными путем более точного, но гораздо более трудоемкого численного расчета.

Представленное на рис.2,г пространственное распределение интенсивности излучения диодного лазера с длиной волны 633 нм (данная длина волны попадает в одну из полос пропускания, соответствующих собственным модам волокна) на выходе полого ФК волокна длиной 8 см свидетельствует о существовании многомодового волноводного режима вблизи данной длины волны. Такие режимы в полых ФК волокнах могут быть использованы для увеличения эффективности генерации оптических гармоник высокого порядка в нелинейных газовых средах, заполняющих сердцевину полого ФК волокна. В этой связи необходимо отметить, что для достижения наибольшей эффективности процесса генерации оптических гармоник необходимо обеспечить выполнение условия фазового синхронизма, которое в случае оптического волокна требует равенства постоянных распространения волноводной моды гармоники и нелинейной поляризации газа [13]. Волноводный вклад в расстройку постоянных распространения на основной частоте и частоте оптической гармоники растет с уменьшением диаметра сердцевины полого волокна [10]. 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 полностью обусловлена уникальными свойствами полого ФК волновода, т. к. волноводные моды таких волокон со сплошной оболочкой и диаметром полой сердцевины около 13 мкм характеризовались бы, как указано выше, неприемлемо большими потерями.

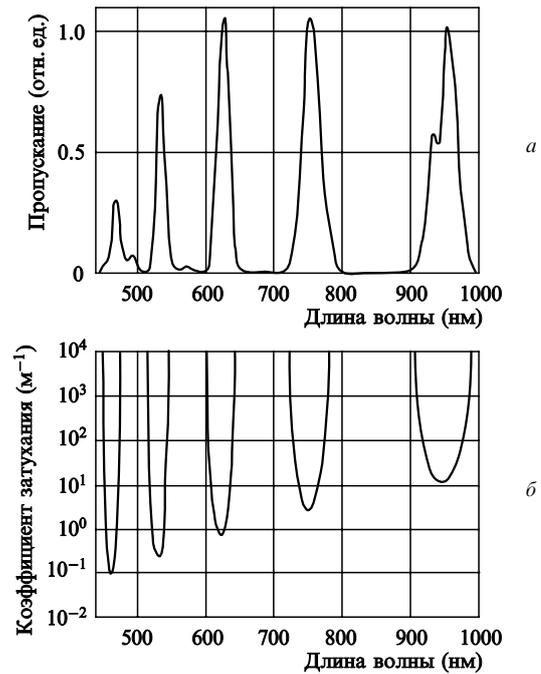


Рис.3. Экспериментально измеренный спектр мод полого ФК волокна с периодом структуры и диаметром сердцевины около 5 и 13 мкм соответственно (а) и зависимость коэффициента затухания волноводной моды TE_{01} от длины волны, рассчитанная для коаксиального волновода с $r_0 \approx 6.5$ мкм, $b \approx 4.3$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

Так как полые волноводы с периодической оболочкой позволяют существенно снизить оптические потери, характерные для мод полых волноводов со сплошной оболочкой, то они 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. Как показано в работе [6], путем оптимизации параметров ФК волокна, а также состава и давления газа, заполняющего полую сердцевину, удается достичь фазового согласования для процессов генерации оптических гармоник в высших волноводных модах и транспортировки мощного лазерного излучения, получаемого с помощью как уже имеющихся, так и проектируемых лазерных систем.

Экспериментальные исследования, выполненные с использованием созданных волокон, показывают, что по-

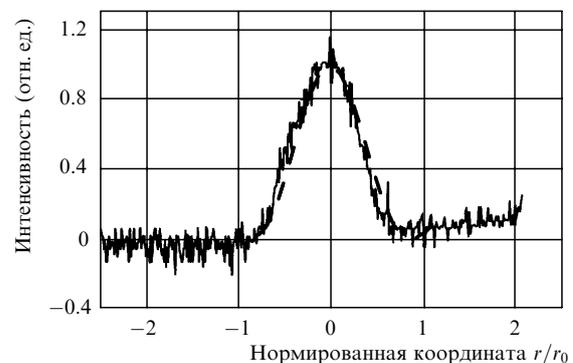


Рис.4. Поперечное распределение интенсивности электромагнитного излучения, измеренное на выходе ФК волокна с полой сердцевиной (сплошная линия) и рассчитанное с использованием модели коаксиального волновода (штриховая линия).

добные стеклянные структуры обеспечивают эффективную транспортировку и, при необходимости, фокусировку мягкого рентгеновского излучения [14, 15]. Результаты экспериментов и проведенные теоретические исследования позволяют предложить подобные поликапиллярные стеклянные структуры в качестве волноводов и фокусаторов сверхкоротких импульсов рентгеновского излучения, в том числе сверхкоротких импульсов, получаемых в результате 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.

Изготовленные и исследованные в настоящей работе волокна открывают возможность 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, необходимое для проведения спектральных исследований, а также проводить нелинейно-оптические исследования с помощью лазерных импульсов малой мощности. В частности, для проведения экспериментов по четырехволновому смещению в газах в волноводном режиме (см., напр., [14, 15]) обычно используются капилляры с характерным внутренним диаметром порядка 100 мкм (уменьшение внутреннего радиуса капилляра приводит к быстрому росту оптических потерь). Применение в подобных экспериментах созданных и изученных в настоящей работе волокон позволит достичь сравнимых уровней нелинейного сигнала при использовании лазерных импульсов почти в 60 раз меньшей мощности. Структура спектра пропускания созданных волокон также представляется оптимальной для преобразования частоты лазерного излучения на основе ВКР.

Таким образом, в настоящей работе созданы и исследованы волокна с полой сердцевинной диаметром ~ 13 мкм и фотонно-кристаллической оболочкой с периодом структуры ~ 5 мкм. Измерены спектры пропускания и распределения интенсивности излучения для волноводных мод, возбуждаемых в полой сердцевине подобных волокон. Показано, что основные свойства спектра мод фотонно-кристаллических волокон с полой сердцевинной, а также распределение интенсивности излучения в полой сердцевине волокна качественно правильно описываются в рамках модели коаксиального волновода. Волноводный режим распространения излучения в полой сердце-

вине фотонно-кристаллических 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. Расчеты, выполненные для полого коаксиального волновода с периодической оболочкой [16], указывают на возможность снижения оптических потерь в подобных волноводах до уровня менее 1 дБ/км. Для достижения сопоставимого уровня потерь в случае волокон с двумерной фотонно-кристаллической оболочкой требуется преодолеть значительные технические трудности.

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 ARL European Research Office (R&D 9375-AM-07).

1. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996).
2. Knight J.C., Broeng J., Birks T.A., Russell P.St.J. *Science*, **282**, 1476 (1998).
3. Monro T.M., Bennett P.J., Broderick N.G.R., Richardson D.J. *Opt. Lett.*, **25**, 206 (2000).
4. Желтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
5. 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).
6. Naumov A.N., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **12**, 971 (2002).
7. Benabid F., Russell P.St.J., Knight J.C. *Conf. Lasers and Electro-Optics (CLEO'2002)* (Long Beach, 2002, CMJ5).
8. Yariv A., Yeh P. *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley, 1984).
9. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. *Bell Syst. Tech. J.*, **43**, 1783 (1964).
10. Желтиков А.М. *УФН*, **172**, 743 (2002).
11. Kawanishi T., Izutsu M. *Opt. Express*, **7**, 10 (2000).
12. Broeng J., Barkou S.E., Søndergaard T., Bjarklev A. *Opt. Lett.*, **25**, 96 (2000).
13. Naumov A.N., Zheltikov A.M., Fedotov A.B., Sidorov-Biryukov D.A., Tarasevitch A.P., Ping Zhou, von der Linde D. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **18**, 811 (2001).
14. Fedotov A.B., Giammanco F., Naumov A.N., Marsili P., Ruffini A., Sidorov-Biryukov D.A., Zheltikov A.M. *Appl. Phys. B*, **72**, 575 (2001).
15. Наумов А.Н., Сидоров-Бирюков Д.А., Джамманко Ф., Федотов А.Б., Марсили П., Руффини А., Колеватова О.А., Желтиков А.М. *ЖЭТФ*, **120**, 280 (2001).
16. Yong Xu, Lee R.K., Yariv A. *Opt. Lett.*, **25**, 1756 (2000).