

КВАЗИОДНОМОДОВЫЕ СВЕТОВОДЫ С УВЕЛИЧЕННЫМ РАЗМЕРОМ СЕРДЦЕВИНЫ НА ОСНОВЕ МИКРОСТРУКТУР НЕГЕКСАГОНАЛЬНОГО ТИПА

Ю.А. Гатчин¹, В.В. Демидов^{2*}, К.В. Дукельский^{1,3}, Е.В. Тер-Нерсисянц²

¹Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация

²Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения Всероссийского научного центра «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, 192171, Российская Федерация

³Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича, Санкт-Петербург, 193232, Российская Федерация

*Адрес для переписки: demidov@goi.ru

Информация о статье

УДК 681.7.068, 535.3

Язык статьи – русский

Ссылка для цитирования: Гатчин Ю.А., Демидов В.В., Дукельский К.В., Тер-Нерсисянц Е.В. Квазиодномодовые световоды с увеличенным размером сердцевинки на основе микроструктур негексагонального типа // Труды учебных заведений связи. 2017. Т. 3. № 3. С. 37–42.

Аннотация: Численно проанализированы возможности кварцевых микроструктур с большой, диаметром 40 мкм, сердцевинкой и негексагональной (круговой) ориентацией пустот в светоотражающей оболочке для улучшения направляемых свойств фундаментальной (LP_{01}) моды в условиях макроизгиба. Установлено, что критерием достижения одномодового режима распространения излучения в подобных оптических элементах является высокий уровень затухания поляризационной компоненты HE_{21} пространственной моды LP_{11} .

Ключевые слова: микроструктурированный световод, большая сердцевинка, одномодовый режим, фундаментальная мода, высшая мода, потери излучения.

Кварцевые волоконные световоды, оболочка которых образована геометрически упорядоченной системой продольных пустот круглого сечения, позиционируются в качестве перспективных материалов фотоники для генерации и транспорта лазерного излучения с высокой средней мощностью либо энергией в импульсе и дифракционной расходимостью, охватывающих область спектра от 1000 до 2200 нм, ввиду отсутствия технологических ограничений на размер сердцевинки в одномодовом режиме [1–3]. Однако недостатком волокон такого типа, выполненных, как правило, на основе гексагональной системы пустот, является снижение устойчивости фундаментальной (LP_{01}) моды к микро- и, в особенности, макроизгибам по мере увеличения размеров сердцевинки, что сказывается на сокращении рабочего спектрального диапазона световода со стороны коротковолновой части в отрезках сравнительно большой протяженности (десятки и сотни метров) [4, 5].

Попытки улучшения слабой направляемости моды LP_{01} традиционными методами, например, за счет повышения контраста эффективных показателей преломления сердцевинки и оболочки, обычно приводят к установлению режима распространения нескольких пространственных мод [6–9].

Цель работы заключалась в численном анализе возможностей структур с негексагональной ориентацией пустот для улучшения направляемых свойств фундаментальной моды в условиях макроизгиба при передаче гауссовых пучков по сердцевинке диаметром в несколько десятков микрометров.

Объектом исследования был выбран оптический элемент с круговым расположением пустот, характеризуемых, с одной стороны, равными поперечными размерами в пределах каждого из трех циклов вокруг сердцевинки, но, с другой, последовательным их увеличением от цикла к циклу при смещении вглубь оболочки. Ранее [10–14] подоб-

ные структуры уже продемонстрировали высокий потенциал в части удержания передаваемого излучения в условиях многовитковой намотки на катушку радиусом 8 см (стандартная катушка, на которой обычно располагаются волоконные световоды для измерения их характеристик и транспортировки).

Анализ оптических свойств микроструктурированных световодов осуществлялся методом конечных элементов в многофункциональной программной среде COMSOL Multiphysics [15] с использованием идеального согласованного слоя в качестве неотражающего граничного условия для системы уравнений Максвелла [16]. В рамках поставленной цели работы интерес представляли значения эффективных показателей преломления модовых компонент различного порядка, распределения их электрического поля и потери на вытекание излучения из сердцевин.

Поиск мод выполнялся в плоскости поперечного сечения световода и основывался на решении системы линейных уравнений Максвелла для случая однородного изотропного диэлектрика в отсутствии свободных зарядов и токов. Уравнения Максвелла сводились к волновым уравнениям для векторов напряженности электрического (E) и магнитного (B) поля. В силу идентичности записи волновых уравнений для обоих указанных векторов приведем только выражение для вектора E [17]:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times E \right) - k_0^2 \epsilon E = 0, \quad (1)$$

где k_0 – волновое число в вакууме ($k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны излучения), ϵ – диэлектрическая проницаемость ($\epsilon = n^2$, n – показатель преломления среды), μ – магнитная проницаемость.

С учетом наличия идеального согласованного слоя уравнение (1) преобразовывалось к виду [18]:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu'} \nabla \times \frac{1}{[S]} E \right) - k_0^2 \epsilon' \frac{1}{[S]} E = 0, \quad (2)$$

где ϵ' и μ' – модифицированная диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно, $[S]$ – матрица коэффициентов идеального согласованного слоя [18].

Решением уравнения (2) было уравнение электромагнитной волны, распространяющейся вдоль направления z оси световода [17]:

$$E(z, t) = E_0 \exp \left[j \left(\omega t - \frac{\omega}{c} n_{\text{eff}} z \right) \right], \quad (3)$$

где E_0 – амплитуда напряженности электрического поля, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме, t – время.

Вещественные части комплексных значений n_{eff} из уравнения (3), синтезированных в результате численного анализа, представляли собой значения

эффективных показателей преломления мод микроструктурированного световода. Их точная идентификация производилась путем сопоставления поперечных распределений мощности и силовых линий поля с известными однозначно интерпретируемыми распределениями [19].

Потери α (в дБ/м) найденных модовых компонент на вытекание излучения определялись согласно выражению [20]:

$$\alpha = k_0 \frac{20}{\ln(10)} 10^6 \text{Im}(n_{\text{eff}}), \quad (4)$$

где Im – оператор взятия мнимой части.

На рисунке 1 приведены распределения электрического поля фундаментальной (LP₀₁) и группы высших (LP₁₁, LP₂₁, LP₀₂) пространственных мод световода рассматриваемой геометрии с сердцевинной площадью 40 мкм², отвечающей эффективной площади поля LP₀₁-моды около 1000 мкм², и долей пустот в каждом из трех последовательно удаляющихся от сердцевинной области циклов 0,3, 0,4 и 0,5 соответственно. Необходимость обеспечения такого заполнения оболочки пустотами была продиктована стремлением к ограничению количества возбуждаемых модовых компонент, общее число которых возрастает при увеличении доли пустот в любом из циклов [11, 12, 14].

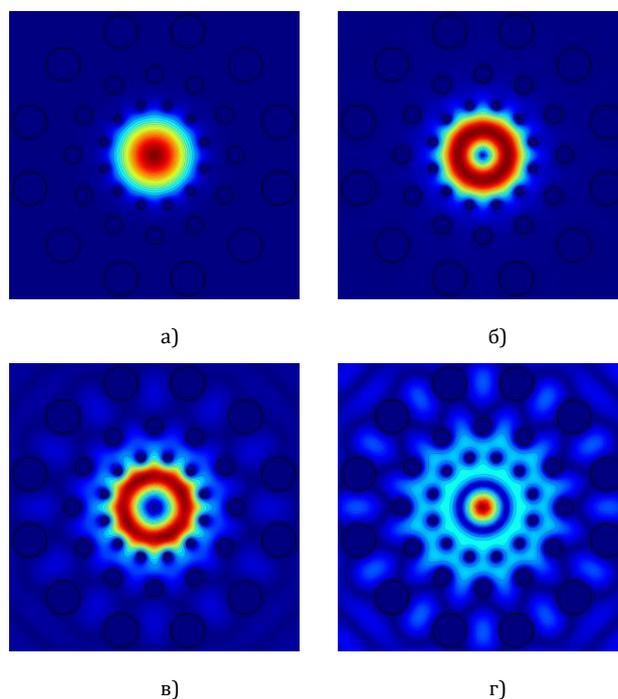


Рис. 1. Распределение электрического поля пространственных мод микроструктурированного световода с круговой системой пустот: а) LP₀₁; б) LP₁₁; в) LP₂₁; г) LP₀₂. Длина волны 1550 нм

Применительно к гексагональным структурам известно [21, 22], что по причине большего, чем у мод высшего порядка, значения поперечной эффективной длины волны (λ_T) мода LP₀₁ отличается меньшей степенью проникновения электрическо-

го поля вглубь оболочки, или, в другой терминологии, лучшей локализацией поля в области сердцевинки. Как видно из рисунка 1, данный процесс характерен и для волокон с круговой системой пустот благодаря отмеченному выше неравномерному заполнению оболочки пустотами при удалении от сердцевинки. В частности, расчетные значения λ_T первых шести пространственных мод LP₀₁, LP₁₁, LP₂₁, LP₀₂, LP₃₁ и LP₁₂ для оптического элемента выбранной конфигурации составили 56,6, 35,7, 26,9, 25,6, 20,9 и 19,6 мкм соответственно на длине волны $\lambda = 1550$ нм.

С учетом тенденции к увеличению размеров кварцевых промежутков в циклах (8,0 мкм в ближнем к сердцевинке цикле, 10,8 мкм в следующем и 14,2 мкм в наиболее удаленном), а также рассматривая промежутки в совокупности в пределах как одного, так и двух соседних циклов, можно сделать вывод об усилении дискриминации упомянутых мод по мере увеличения их порядка, количественно определяемой интегралом перекрытия поля с областью сердцевинки [23]:

$$\Gamma = \frac{\iint_{A_{co}} |E|^2 dS}{\iint_{A_{co}+A_{cl}} |E|^2 dS}, \quad (5)$$

где A_{co} и A_{cl} – площади поперечного сечения сердцевинки и оболочки соответственно, dS – область интегрирования.

Описанная концепция является основой для совмещения в рамках рассматриваемой геометрии микроструктурированного световода двух, казалось бы, противоречивых требований, а именно, низкой чувствительности LP₀₁-моды к микро- и макроизгибам и затухания высших распространяющихся мод на уровне 1–10 дБ/м, достаточном для реализации одномодового (на самом деле – квазиодномодового, поскольку условие для фазовой отсечки высшей моды не выполняется) режима передачи излучения в отрезках длиной от единиц до нескольких сотен метров. При этом качество светового пятна приближается к дифракционно-ограниченному по мере увеличения длины волокна ввиду сокращения примеси излучения высшей моды.

Особенности процесса модовой дискриминации проиллюстрированы на рисунке 2. В частности, видно, что оптический элемент с выбранным неравномерным заполнением оболочки пустотами (0,3 в ближнем к сердцевинке цикле, 0,4 в следующем и 0,5 в наиболее удаленном) в распрямленном состоянии обнаруживает высокий, более 0,4, уровень дискриминации пространственных модовых компонент, имеющих порядок более двух (LP₁₁ и выше). Более того для всех представленных решений, за исключением поляризационных компонент TM₀₁ (мода LP₁₁) и TM₀₂ (мода LP₁₂), значение потерь на вытекание излучения из сердцевинки

превышает 1 дБ/м в области $\lambda = 1550$ нм. Это значение определяет нижнюю границу модового затухания для поляризационных компонент, испытывающих сильную дискриминацию, и позволяет прогнозировать существенное, по меньшей мере на порядок, увеличение затухания для слабо дискриминируемых компонент (уровень дискриминации менее 0,2) при изгибе волокна, обусловленное смещением электрического поля в направлении изгиба [24–26].

Принимая во внимание теоретически двухмодовый характер распространяющегося излучения (параметр нормированной частоты составляет 3,35), становится понятно, что критерием достижения квазиодномодового режима работы является подавление слабо дискриминируемых поляризационных компонент исключительно пространственной моды LP₁₁. В описанном случае компонента TM₀₂ высшей моды LP₁₂, несмотря на сравнительно низкое значение затухания в неизогнутом световоде, отличается крайне неустойчивым состоянием и поддерживается на чрезмерно коротких длинах, практически не оказывая влияния на базовые параметры передачи.

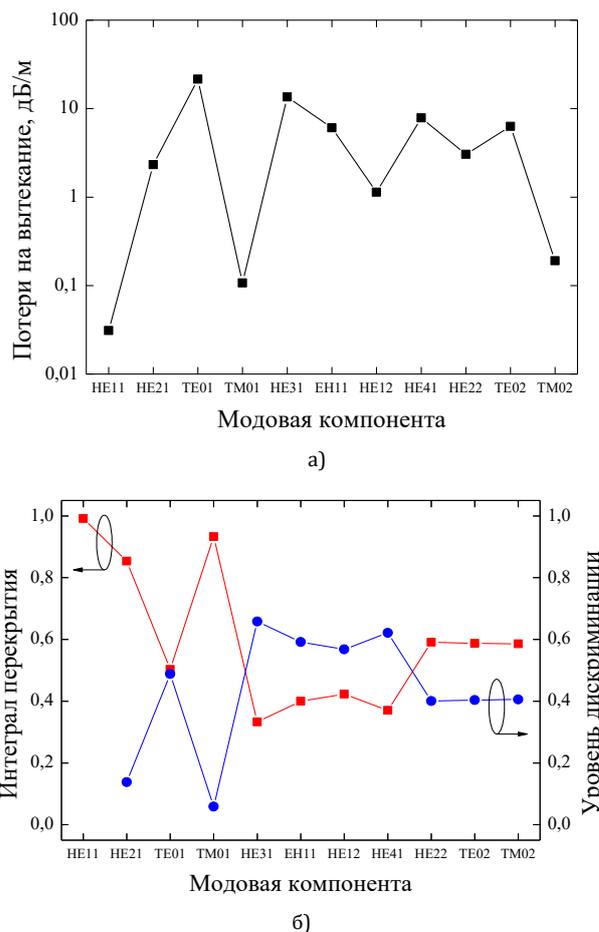


Рис. 2. Потери на вытекание излучения (а) и интеграл перекрытия поля с областью сердцевинки (б) компонент первых шести пространственных мод световода. Длина волны 1550 нм

Действительно, результаты численного моделирования оптических свойств микроструктурированного световода обсуждаемой геометрии при условии многовитковой его намотки на катушку радиусом 8 см констатировали избыточную величину потерь на вытекание излучения для всех поляризационных компонент пространственной моды LP₁₁ – затухание составило более 10⁵ дБ/м в области λ = 1550 нм. Данное обстоятельство позволило пересмотреть геометрическую конфигурацию элемента в сторону увеличения доли пустот в одном или сразу нескольких циклах, что, в свою очередь, способствовало решению проблемы обеспечения высокой направляемости излучения LP₀₁-моды.

Вместе с тем необходимость работы в режиме фундаментальной моды с близким к дифракционному качеством светового пятна накладывала ограничения на максимально допустимый размер пустот. В процессе исследования были определены две вариации световода, отвечающие критерию максимальной устойчивости моды LP₀₁ к макроизгибу совместно с высоким уровнем затухания компонент моды LP₁₁ (рисунок 3).

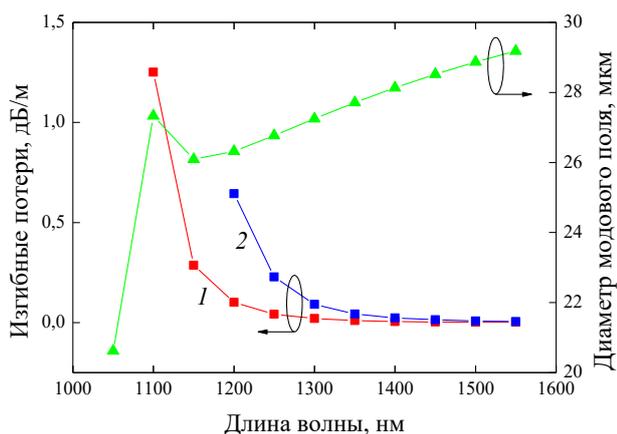


Рис. 3. Изгибные потери LP₀₁-моды для двух вариаций микроструктурированного световода: 1 – доля пустот в циклах 0,3, 0,45, 0,7; 2 – доля пустот в циклах 0,3, 0,5, 0,65. Радиус изгиба 8 см

Оказалось, что для получения квазиодномодового световода с высокой направляемостью излучения моды LP₀₁ целесообразно повышать долю пустот в наиболее удаленном от сердцевины цикле, поскольку он в наименьшей степени задействован в процессах перераспределения модового состава передаваемых световых потоков [11, 12, 14]. В частности, сравнение данных таблиц 1 и 2 показывает, что относительно малое сокращение доли пустот в этом цикле (от 0,7 до 0,65) приводит к существенному, на один-два порядка, увеличению потерь на вытекание излучения для всех поляризационных компонент пространственной моды LP₁₁. При этом ключевую роль играет компонента HE₂₁, которая при невысоком уровне дисперсии (около 0,2, как и в случае неизогнуто-

го световода), обладает затуханием 13,3 дБ/м, в то время как компоненты TE₀₁ и TM₀₁ характеризуются затуханием не более 0,35 дБ/м, недостаточным для реализации режима передачи только моды LP₀₁ в длинномерных отрезках световода.

ТАБЛИЦА 1. Свойства поляризационных компонент первых двух пространственных мод микроструктурированного световода с долей пустот 0,3 в ближнем к сердцевине цикле, 0,45 в следующем и 0,7 в наиболее удаленном

Мода	Интеграл перекрытия	Изгибные потери, дБ/м
HE ₁₁ (LP ₀₁)	0,992	0,001
HE ₂₁ (LP ₁₁)	0,964	0,807
TE ₀₁ (LP ₁₁)	0,975	< 0,001
TM ₀₁ (LP ₁₁)	0,971	0,001

ТАБЛИЦА 2. Свойства поляризационных компонент первых двух пространственных мод микроструктурированного световода с долей пустот 0,3 в ближнем к сердцевине цикле, 0,45 в следующем и 0,65 в наиболее удаленном

Мода	Интеграл перекрытия	Изгибные потери, дБ/м
HE ₁₁ (LP ₀₁)	0,991	0,020
HE ₂₁ (LP ₁₁)	0,770	13,306
TE ₀₁ (LP ₁₁)	0,974	0,047
TM ₀₁ (LP ₁₁)	0,900	0,350

Результаты оценки эволюции диаметра модового поля при изменении длины волны передаваемого излучения (см. рисунок 3) и условий размещения световода на катушке (рисунок 4) показывают преимущество световодов с круговой системой пустот (доля пустот в циклах – 0,3, 0,45, 0,7) относительно аналогов с гексагональной структурой (4 цикла с долей пустот 0,5 в каждом), достигаемое за счет более чем двукратного увеличения разности показателя преломления сердцевины и эффективного показателя преломления оболочки (рисунок 5).

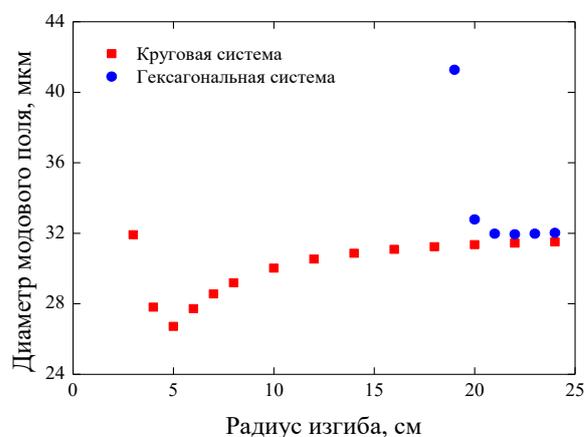


Рис. 4. Зависимость диаметра модового поля световода с сердцевинной диаметром 40 мкм от условий намотки. Длина волны 1550 нм

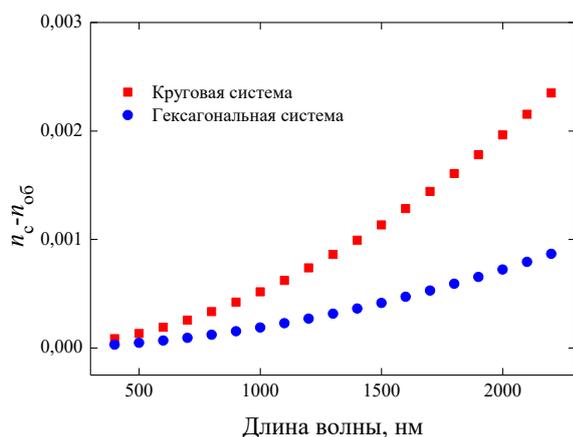


Рис. 5. Спектральная зависимость разности показателя преломления сердцевинной оболочки (n_c) и эффективного показателя преломления оболочки ($n_{об}$) в световоде с сердцевинной диаметром 40 мкм

Благодарности

Работа выполнена при частичной государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01).

Список используемых источников

1. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J. Endlessly Single-Mode Photonic Crystal Fiber // Opt. Lett. 1997. Vol. 22. No. 13. PP. 961–963.
2. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., de Sandro J.P. Properties of Photonic Crystal Fiber and the Effective Index Model // J. Opt. Soc. Am. A. 1998. Vol. 15. No. 3. PP. 748–752.
3. Mortensen N.A., Nielsen M.D., Folkenberg J.R., Petersson A., Simonsen H.R. Improved Large-Mode-Area Endlessly Single-Mode Photonic Crystal Fibers // Opt. Lett. 2003. Vol. 28. No. 6. PP. 393–395.
4. Mortensen N.A., Folkenberg J.R. Low-Loss Criterion and Effective Area Considerations for Photonic Crystal Fibres // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2003. Vol. 5. No. 3. PP. 163–167.
5. Nielsen M.D., Mortensen N.A., Albertsen M., Folkenberg J.R., Bjarklev A., Bonacinni D. Predicting Macrobending Loss for Large-Mode Area Photonic Crystal Fibers // Opt. Express. 2004. Vol. 12. No. 8. PP. 1775–1779.
6. Nielsen M.D., Folkenberg J.R., Mortensen N.A. Single-Mode Photonic Crystal Fiber with an Effective Area of 600 μm^2 and Low Bending Loss // Electron. Lett. 2003. Vol. 39. No. 25. PP. 1802–1803.
7. Minkovich V.P., Kir'yanov A.V., Sotsky A.B., Sotskaya L.I. Large-Mode-Area Holey Fibers with a Few Air Channels in Cladding: Modeling And Experimental Investigation of the Modal Properties // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21. No. 6. PP. 1161–1169.
8. Демидов В.В., Дукельский К.В., Тер-Нерсисянц Е.В., Шевандин В.С. Исследование одномодового режима работы микроструктурированных световодов с каналами вытекания излучения // Оптический журнал. 2013. Т. 80. № 5. С. 65–70.
9. Гатчин Ю.А., Дукельский К.В., Бондаренко И.Б., Садыков А.А., Демидов В.В., Тер-Нерсисянц Е.В. Оптические потери при изгибе одномодового микроструктурированного световода с большой сердцевинной // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2015. Т. 15. № 2. С. 246–252.
10. Demidov V.V., Dukelskii K.V., Shevandin V.S. Novel Bend-Resistant Design of Single-Mode Microstructured Fibers // The European Conference on Lasers and Electro-Optics. 2011. Vol. CE4. PP. CE4_5.
11. Демидов В.В., Дукельский К.В., Тер-Нерсисянц Е.В., Шевандин В.С. Микроструктурированные одномодовые световоды на основе явления дифференциального модового затухания // Оптический журнал. 2012. Т. 79. № 1. С. 52–57.
12. Demidov V., Dukel'skii K., Shevandin V. Design and Characterization of Single-Mode Microstructured Fibers with Improved Bend Performance // Selected Topics on Optical Fiber Technology. 2012. PP. 447–472.
13. Demidov V.V., Dukel'skii K.V., Pasishnik A.S., Shevandin V.S. Large-Core Photonic Crystal Fibers: Efficient Cladding Designs for Strong Single-Mode Propagation with Low Optical Losses // Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications. 2013. Vol. F2. P. F2.18.
14. Demidov V., Ter-Nersesyants E. New Possibilities of Higher-Order Mode Filtering in Large-Mode-Area Photonic Crystal Fibers // Proc. SPIE. 2014. Vol. 9128. P. 91280S.
15. www.comsol.com.
16. Saitoh K., Koshiba M. Full-Vectorial Imaginary-Distance Beam Propagation Method Based on a Finite Element Scheme: Application to Photonic Crystal Fibers // IEEE J. Quant. Electron. 2002. Vol. 38. No. 7. PP. 927–933.
17. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика: Пер. с англ. М.: Мир. 1996. 323 с.
18. Olszewski J., Szpulak M., Urbanczyk W. Effect of Coupling Between Fundamental and Cladding Modes on Bending Losses in Photonic Crystal Fibers // Opt. Express. 2005. Vol. 13. No. 16. PP. 6015–6022.

Последнее стало возможным из-за оттока электрического поля фундаментальной моды оболочки к периферии структуры. Добавим, что одномодовый оптический элемент с сердцевинной идентичного диаметра и гексагональной системой пустот неработоспособен при макроизгибе по радиусу 8 см (см. рисунок 4).

Таким образом, в статье продемонстрированы возможности, которыми располагают кварцевые микроструктурированные световоды с сердцевинной диаметром 40 мкм и круговой системой пустот, включающей три цикла с неравномерным заполнением, для улучшения слабой направляемости моды LP₀₁ в условиях макроизгиба.

19. Guobin R., Zhi W., Shuqin L., Shuisheng J. Mode Classification and Degeneracy in Photonic Crystal Fibers // Opt. Express. 2003. Vol. 11. No. 11. PP. 1310–1321.
20. Kuhlmeier B.T., McPhedran R.C., de Sterke C.M. Modal Cutoff in Microstructured Optical Fibers // Opt. Lett. 2002. Vol. 27. No. 19. PP. 1684–1686.
21. Russell P.St.J. Photonic Crystal Fibers // Science. 2003. Vol. 299. No. 5605. PP. 358–362.
22. Russell P.St.J. Photonic-Crystal Fibers // J. Lightwave Technol. 2006. Vol. 24. No. 12. PP. 4729–4749.
23. Coscelli E., Poli F., Alkeskjold T.T., Passaro D., Cucinotta A., Leick L., Broeng J., Selleri S. Single-Mode Analysis of Yb-Doped Double-Cladding Distributed Spectral Filtering Photonic Crystal Fibers // Opt. Express. 2010. Vol. 18. No. 26. PP. 27197–27204.
24. Schermer R.T., Cole J.H. Improved Bend Loss Formula Verified for Optical Fiber by Simulation and Experiment // IEEE J. Quant. Electron. 2007. Vol. 43. No. 10. PP. 899–909.
25. Fini J.M. Bend-Resistant Design of Conventional and Microstructure Fibers with Very Large Mode Area // Opt. Express. 2006. Vol. 14. No. 1. PP. 69–81.
26. Iizawa K., Varshney S.K., Tsuchida Y., Saitoh K., Koshiba M. Bend-Insensitive Lasing Characteristics of Single-Mode, Large-Mode-Area Ytterbium-Doped Photonic Crystal Fiber // Opt. Express. 2008. Vol. 16. No. 2. PP. 579–591.

* * *

QUASI-SINGLE-MODE FIBERS WITH INCREASED CORE SIZE BASED ON NON-HEXAGONAL TYPE MICROSTRUCTURES

Y. Gatchin¹, V. Demidov², K. Dukelskii^{1,3}, E. Ter-Nersesyants²

¹Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, St. Petersburg, 197101, Russian Federation

²Research and Technological Institute of Optical Materials All-Russia Scientific Center "S.I. Vavilov State Optical Institute", St. Petersburg, 192171, Russian Federation

³The Bonch-Bruевич Saint-Petersburg State University of Telecommunications, St. Petersburg, 193232, Russian Federation

Article info

Article in Russian

For citation: Gatchin Y., Demidov V., Dukelskii K., Ter-Nersesyants E. Quasi-Single-Mode Fibers with Increased Core Size Based on Non-Hexagonal Type Microstructures // Proceedings of Telecommunication Universities. 2017. Vol. 3. Iss. 3. PP. 37–42.

Abstract: *The capabilities of silica-based microstructures with a large (40 μm in diameter) core and a non-hexagonal (circular) distribution of voids in the cladding for enhancement of the fundamental (LP₀₁) mode confinement under bent condition are analyzed numerically. It has been determined that the criterion for obtaining a single-mode propagation in such optical elements is a high level of attenuation for the polarization component HE₂₁ of the higher-order mode LP₁₁.*

Keywords: *microstructured fiber, large core, single-mode regime, fundamental mode, higher-order mode, optical losses.*