

ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С ПОЛОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ И ИСТОЧНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ

И. А. Буфетов

Научный центр волоконной оптики Российской академии наук

Способность волоконных световодов быть источниками лазерного излучения в различных спектральных диапазонах определяется в первую очередь их спектрами прозрачности. Поэтому обычные световоды на основе плавленного кварца могут быть использованы для генерации излучения в диапазоне от примерно 300 нм до ~2 мкм (см., напр., [1, 2]). Для передачи и генерации излучения на длинах волн более 2 мкм созданы волоконные световоды на основе других материалов: флюоридные и халькогенидные волоконные световоды (см. таблицу 1), а также поликристаллические (например, из AgBrCl [3]) и монокристаллические (из сапфира) световоды [4].

Таблица 1

Сравнение различных стеклянных волоконных световодов с областями прозрачности в среднем ИК диапазоне [5]

Glass type	Composition (nominal)	Minimum loss achieved (dB/km)	Approx. mid-IR transparency (at 1 dB/m)
Fluoroindate	BaF ₂ , ZnF ₂ , InF ₃ , SrF ₂ , YF ₃ , GaF ₃	<100 (at 3.2 μm)	5.2 μm
Fluoroaluminate	AlF ₃ , BaF ₂ , CaF ₂ , NaF, SrF ₂ , YF ₃ , ZrF ₄	<100 (at 2.5 μm)	4 μm
Fluorozirconate	ZrF ₄ , HfF ₄ , LaF ₃ , BaF ₂ , NaF, AlF ₃	~1 (at 2.5 μm)	4.2 μm
As ₂ S ₃	As ₂ S ₃	95 (at 3.4 μm)	6.5 μm
As ₂ Se ₃	As ₂ Se ₃	~200 (at 5 μm)	9.5 μm

Другим подходом к расширению возможностей волоконных световодов явилась разработка волоконных световодов (главным образом из кварцевого стекла) с поллой газонаполненной (например, воздухом) сердцевинной [6, 7]. В таких световодах большая часть мощности излучения распространяется по поллой сердцевине, и меньшая – по материалу, из которого изготовлен световод. Это существенно снижает влияние спектральных характеристик материала на свойства световода. Переход к поллой сердцевине ведет к снижению оптических потерь (они в газе ниже по сравнению с твердым телом) и к снижению нелинейности световодов примерно на 3 порядка (т. к. плотность газа при атмосферном давлении примерно на 3 порядка ниже плотности твердого тела). Но поллые световоды не имеют нормальных мод из-за того, что в них показатель преломления сердцевинной ниже, чем показатель преломления оболочки. Все интересующие нас моды в таких световодах – вытекающие. В последние полтора десятилетия получили развитие микроструктурированные волоконные световоды с поллой сердцевинной (МВСПС), в которых световедущие свойства обеспечиваются наличием большого количества границ воздух-стекло в оболочке световода. Поперечные сечения реализованных к настоящему времени МВСПС достаточно разнообразны (см. рис. 1).

Механизмы снижения потерь излучения в поллой сердцевинной в МВСПС до приемлемых величин различны для различных типов микроструктурированной оболочки световода. Но во всех случаях удержание излучения в сердцевинной световода достигается за счет конструктивной интерференции, возникающей при рассеянии и/или отражении света от элементов оболочки световода.

В случае фотонно-кристаллических световодов (см. рис. 1, 1–3) излучение не может распространяться в радиальном направлении по оболочке в определенных спектральных диапазонах (которые, по аналогии с кристаллами, называются фотонными запрещенными зонами). В таких областях длин волн с пониженным вытеканием излучения в радиальном направлении световоды обладают сравнительно низкими потерями для излучения, распространяющегося по сердцевине. В других типах МВСПС с менее сложной структурой поперечного сечения (см. рис. 1, 4–6). Оказывается, для обеспечения низких оптических потерь в МВСПС (существенно ниже, скажем, 1 дБ/м) достаточно френелевского отражения от разделов воздух-стекло только на поверхностях первой тонкой стеклянной пленки, ограничивающей полу сердцевину световода. Соответствующая модель, получившая название ARROW (AntiResonant Reflecting Optical Waveguide), рассмотрена в [8, 9].

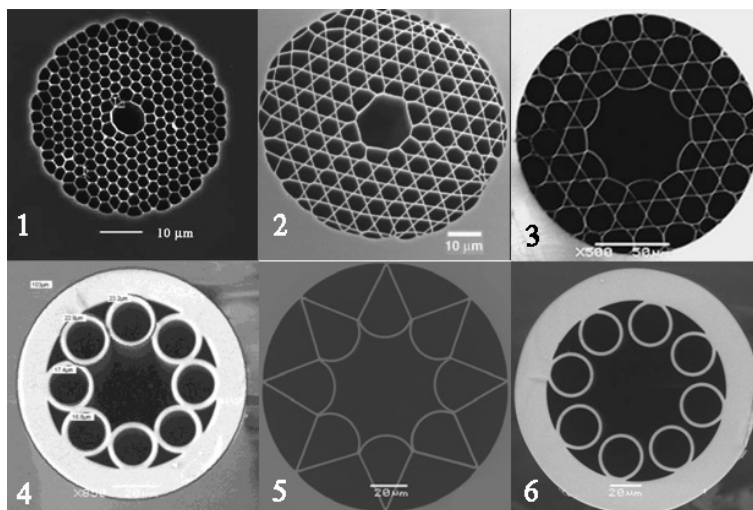


Рис. 1. Изображения поперечных сечений различных типов волоконных световодов с полый сердцевиной. 1 – фотонно-кристаллический световод [10]; 2 – фотонно-кристаллический световод типа Kagome [11]; 3 – фотонно-кристаллический световод типа Kagome с границей полый сердцевины в форме гипоциклоиды [12]; 4 – револьверный волоконный световод с полый сердцевиной и с соединенными капиллярами [13]; 5 – волоконный световод с полый сердцевиной и с элементами оболочки в форме «парашютиков» [14]; 6 – револьверный волоконный световод с полый сердцевиной с отдельными капиллярами в оболочке [15]

Известно, что большинство СВЧ-световодов изготавливались в виде полых трубок различного сечения с хорошо проводящими (отражающими) стенками. Поэтому не удивительно, что еще до решения вопроса о снижении оптических потерь в кварцевом стекле до уровня ~ 10 дБ/км была рассмотрена возможность создания полых волоконных световодов в виде полых пустых цилиндров в объемном материале (рис. 2) – диэлектрике или металле.

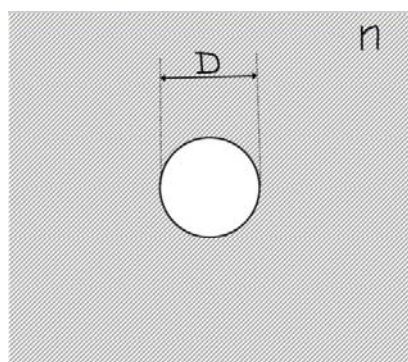


Рис. 2. Схема поперечного сечения полого световода в виде полого цилиндра диаметром D в объеме стекла с показателем преломления n

Такая задача была в достаточно полном виде решена в [16], где было показано, что выражение для оптических потерь основной моды в таких световодах могут быть представлены в виде

$$\alpha [dB/km] = 14,8 \cdot (\lambda [\mu m])^2 / (D [mm])^3 \quad (1)$$

то есть потери в таком световоде пропорциональны второй степени длины волны и обратно пропорциональны третьей степени диаметра полой сердцевины. Здесь используется высокий коэффициент отражения света при скользющем падении на границу раздела двух сред с различными показателями преломления, например, воздуха и стекла, что описывается формулами Френеля [17] (см. рис. 3):

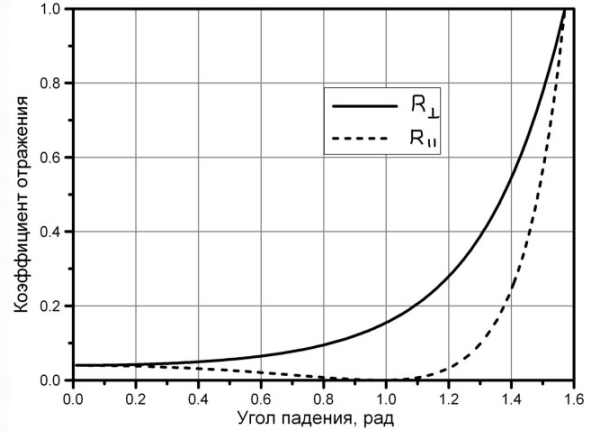
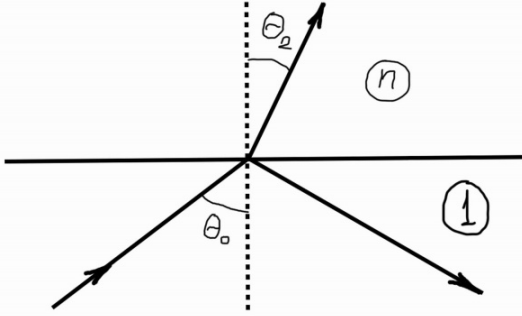


Рис. 3. Схема отражения и преломления светового луча на границе двух прозрачных сред с различными показателями преломления (слева). Зависимость коэффициента отражения излучения различной поляризации от угла падения луча на границу раздела (справа)

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_0 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_0 + \theta_2)}; \quad R_{\parallel} = \frac{\tan^2(\theta_0 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_0 + \theta_2)} \quad (2)$$

В (2) первое выражение соответствует отражению излучения, электрический вектор которого лежит в плоскости падения, а второе – излучению с электрическим вектором, параллельным плоскости падения.

Оптические потери в таких световодах (рис. 2) можно оценить, используя очень простую плоскую модель световода (рис. 4): будем считать, что цилиндрический световод на рис. 2 имеет примерно такие же потери, как и плоский световод на рис. 4. Если предположить, что угол падения луча на плоскую границу воздух-стекло близок к скользющему, то есть (см. рис. 3)

$$\theta_0 = \pi/2 - \delta, \delta \rightarrow 0 \quad (3)$$

то раскладывая формулы Френеля в ряд по степеням δ , получим:

$$R_{\perp} = R_{\perp}(\delta) = 1 - \frac{4}{\sqrt{n^2 - 1}} \cdot \delta \approx 1 - 3,86 \cdot \delta \quad (4)$$

$$R_{\parallel} = R_{\parallel}(\delta) = 1 - \frac{4 \cdot n^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \cdot \delta \approx 1 - 8,05 \cdot \delta \quad (5)$$

Таким образом, мы видим, что отличие коэффициента отражения от единицы (т. е. коэффициент пропускания) изменяется линейно с углом скольжения при малой величине последнего. Численные выражения здесь указаны для $n = 1,44$ (как у кварцевого стекла в ближнем ИК). Если же мы

знаем коэффициент отражения от поверхности, то, в лучевом приближении можно оценить коэффициент оптических потерь (см. рис. 4).

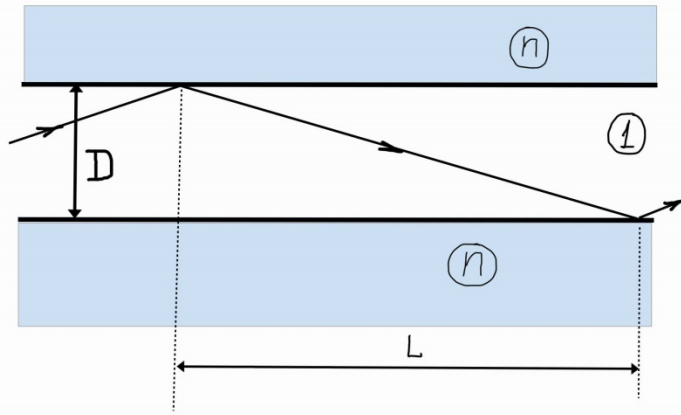


Рис. 4. К расчету коэффициента оптических потерь в лучевом приближении

Если предположить, что интенсивность излучения в световоде изменяется по закону $I = I_0 \cdot \exp(-\alpha \ell)$, то считая, что изменение интенсивности за одно отражение можно отнести к изменению на расстоянии между двумя отражениями, получим:

$$dI = I \cdot \alpha \cdot d\ell; dI/I = (1 - R) = \alpha \cdot d\ell; d\ell = L = D/\delta \quad (6)$$

$$\alpha = (1 - R) \cdot \frac{\delta}{D}$$

В качестве оценки разумно, по-видимому, принять, что излучение основной моды в таком световоде (и в цилиндрическом световоде тоже) под углом к оси световода, соответствующем углу дифракции на диафрагме, размер которой совпадает с поперечным размером световода: $\delta \approx \lambda/D$.

В результате получим следующие выражения для потерь в плоском световоде для двух взаимно перпендикулярных поляризаций:

$$\alpha_{\perp} = \frac{4}{\sqrt{n^2 - 1}} \cdot \frac{\lambda^2}{D^3}; \quad \alpha_{\perp} [dB/km] = 16,8 \cdot (\lambda[\mu m])^2 / (D[mm])^3 \quad (7)$$

$$\alpha_{\square} = \frac{4 \cdot n^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \cdot \frac{\lambda^2}{D^3}; \quad \alpha_{\square} [dB/km] = 34,9 \cdot (\lambda[\mu m])^2 / (D[mm])^3 \quad (8)$$

Сравнение с работой [16] (выражения (7) и (8) с выражением (1)) показывает, что такая сравнительно грубая аппроксимация дает вполне удовлетворительное согласие с точным решением задачи. Если не принимать во внимание возрастание оптических потерь при изгибе световодов, то их уровень вполне удовлетворительный при диаметре световода около 1 мм. Но если уменьшить диаметр полой сердцевины до обычного значения порядка 100 мкм, то потери возрастают на 3 порядка, и составляют неприемлемые в большинстве случаев ~ 15 дБ/м.

В световоде, схема которого показана на рис. 3, коэффициент отражения на границе полой сердцевины стремится к единице с уменьшением δ линейно (см. формулы (4), (5) и рис. 7). Увеличить коэффициент отражения можно, используя отражение от двух поверхностей, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга, то есть сделав световод из тонкой стеклянной трубки с толщиной стенки порядка длины волны (рис. 5).

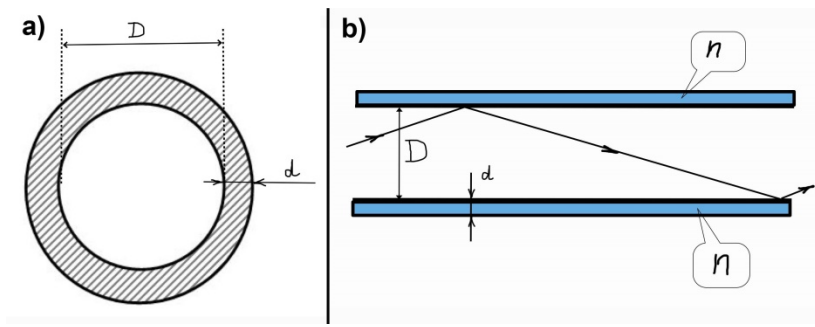


Рис. 5.

Тогда мы имеем на границе сердцевины две поверхности с высоким коэффициентом отражения на каждой. В этом случае суммарный коэффициент отражения будет зависеть от отражения на первой поверхности, на второй поверхности и интерференции между отраженными пучками (подобные схемы рассматривались в [8, 9]). Если коэффициент отражения от одной поверхности трубки известен (см. формулы (4), (5)), то результат процесса многократного отражения и интерференции (см. рис. 6) может быть сравнительно просто вычислен в том же приближении малого δ с помощью алгоритма, использованного в [18]. Доля отраженного излучения в этом случае может быть записана, как:

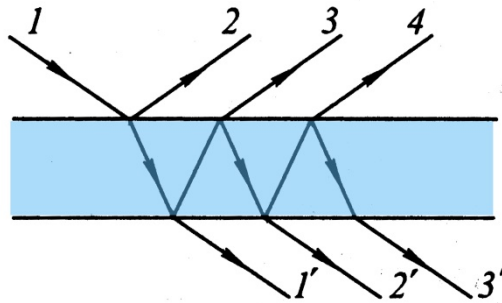


Рис. 6.

$$I_r = \frac{4 \cdot R \cdot \sin^2(\Phi/2)}{(1-R)^2 + 4 \cdot R \cdot \sin^2(\Phi/2)} I_0 \quad (9)$$

где R – коэффициент однократного отражения от поверхности, а

$$\Phi = \frac{4 \cdot \pi \cdot d \cdot n \cdot \cos \theta_2}{\lambda} \quad (10)$$

разность фаз между лучами, отраженными от первой и второй поверхностей. В случае конструктивной интерференции ($\Phi = (2m + 1)\pi$, где m – целое неотрицательное число) при отражении от пластинки соответствующей толщины, мы получим (см. также рис. 7):

$$R_{\perp} = 1 - \frac{4}{n^2 - 1} \cdot \delta^2 \quad (11)$$

$$R_{\parallel} = 1 - \frac{4 \cdot n^4}{n^2 - 1} \cdot \delta^2 \quad (12)$$

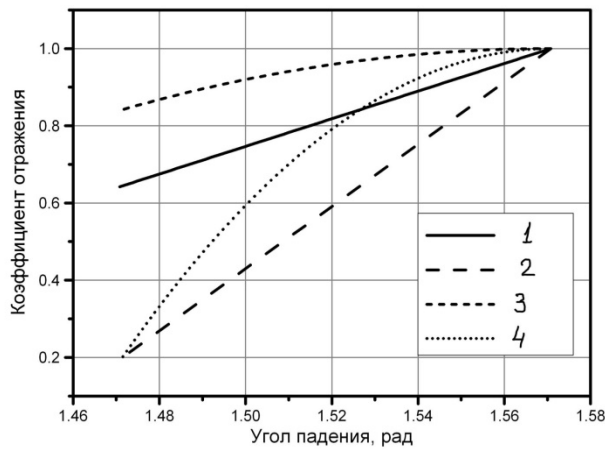


Рис. 7. Зависимость коэффициентов отражения от угла падения $\theta_0 = \pi/2 - \delta$: 1 – R_{\perp} для одной поверхности воздух-стекло; 2 – R_{\square} для одной поверхности; 3 – R_{\perp} для стеклянной пластинки при условии резонанса; 4 – R_{\square} для стеклянной пластинки при условии резонанса. $n = 1,44$

Соответствующие выражения для оптических потерь в таком световоде будут:

$$\alpha_{\perp} = \frac{4}{n^2 - 1} \cdot \frac{\lambda^3}{D^4} \quad (13)$$

$$\alpha_{\square} = \frac{4 \cdot n^4}{n^2 - 1} \cdot \frac{\lambda^3}{D^4} \quad (14)$$

Соответствующие численные оценки (см. (15) и (16)) показывают, что оптические потери в таких тонкостенных стеклянных световодах (пока не будем обсуждать возможности практической реализации такой конструкции. Здесь есть проблема: любое прикосновение к поверхности трубки нарушает ее отражающие свойства) пропорциональны не λ^2/D^3 , а λ^3/D^4 , что позволяет существенно снизить потери:

$$\alpha_{\perp} [dB/km] = 0,016 \cdot (\lambda[\mu m])^3 / (D[mm])^4 \quad (15)$$

$$\alpha_{\square} [dB/km] = 0,07 \cdot (\lambda[\mu m])^3 / (D[mm])^4 \quad (16)$$

Но при диаметрах световода около 100 мкм потери приближаются к единице дБ/м.

Если обратить внимание на границу полой сердцевинки в различных типах волоконных световодов, представленных на рис. 1, то мы увидим, что во всех типах световодов присутствует стеклянный капилляр той или иной формы, ограничивающий пустую область сердцевинки. Но для его крепления и увеличения коэффициента отражения используются различные механизмы, и, разумеется, различные конструкции. В фотонно-кристаллических световодах (рис. 1, I) капилляр окружен двумерной периодической структурой, которая имеет свои запрещенные зоны для распространения излучения в определенных диапазонах длин волн в направлении поперек световода. В результате взаимодействия излучения с такой структурой свет отражается обратно в сердцевину, и оптические потери его при распространении по полой сердцевине на длинах волн, соответствующих запрещенной зоне, существенно снижаются. Именно на таких структурах получены рекордные на сегодняшний день малые потери в световоде с полой сердцевинкой на уровне 1,2 дБ/км [19].

Исследования световодов со структурой, представленной на рис. 1.3 показали, что формирование границы полой сердцевинки с отрицательной кривизной ведет к снижению оптических потерь. Что значит с отрицательной кривизной? Считая кривизну цилиндрического капилляра поло-

жительной, кривизна границы сердцевины световодов рис.1.3–6 отрицательна, поэтому их часто называют световодами с отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка. Разумеется, кривизна не может быть отрицательной на всем протяжении границы и имеет разрывы в углах – точках соединения различных элементов.

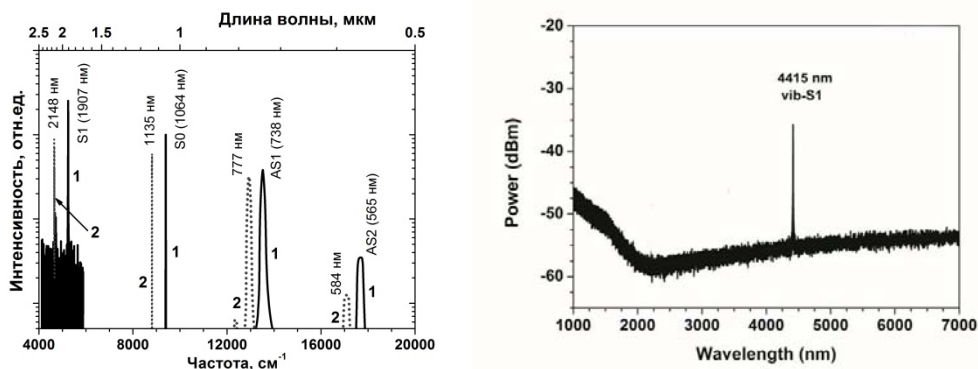


Рис. 8. Спектры излучения на выходе револьверного световода с поллой сердцевинной, заполненного молекулярным водородом ($p = 31$ атм). Слева: накачка на 1064 нм. Спектры регистрировались как при линейной (линия 1) так и круговой (линии 1 и 2) поляризации накачки [20]. S0 – линия накачки, S1 – первый колебательный стокс, AS1 и 2 – первый и второй колебательные антистоксы. При круговой поляризации накачки наблюдаются стоксовы компоненты, связанные с вращательными переходами в молекуле водорода. Справа: накачка 1558 нм. Линия ВКР генерации на 4,4 мкм. Излучение накачки не регистрировалось, т. к. на входе в спектроанализатор в качестве фильтра стояла 2 мм пластинка из Ge

Как известно из электродинамики [17], величина поля излучения в сердцевине при приближении к этим углам снижается, тем самым уменьшая оптические потери и снижая долю излучения, распространяющегося по материалу сердцевинной. Поэтому оптические потери в таких световодах обычно существенно (на порядок и более) снижаются по сравнению с со световодами, описываемыми в рамках модели ARROW. Более того, разделение капилляров, образующих отражающую оболочку световода (см. рис. 1.6) приводит еще большему снижению оптических потерь в световоде, поскольку из оболочки убираются элементы, способные поддерживать моды оболочки, излучение которых быстро затухает.

В настоящее время уже экспериментально продемонстрировано, что световоды с поллой сердцевинной достигли того уровня развития, когда они уже могут применяться в различных областях науки и техники. Такие световоды, обеспечивая большие длины взаимодействия излучения с газом, открывают новую область нелинейной оптики газов. Уже созданы рамановские лазеры на водороде, позволяющие с высоким КПД осуществлять сдвиг частоты лазерного излучения на очень большую величину, недоступную для твердого тела: 4155 см^{-1} (см. рис. 8). При накачке на длине волны 1558 нм недавно впервые получена генерация на длине волны 4,4 мкм [21].

Созданы газовые лазеры на инверсии населенностей на световодах с поллой сердцевинной (мы привыкли уже, что газовые лазеры содержат длинный жесткий капилляр с рабочим газом, а теперь в ряде случаев его можно заменить волоконным световодом). В таких световодах можно генерировать широкополосное излучение опять же за счет нелинейных взаимодействий. Следует особо отметить, что потенциально световоды с поллой сердцевинной могут иметь оптические потери существенно более низкие, чем существующие кварцевые коммуникационные световоды. Что может еще больше расширить области их применения.

Список литературы

1. Bufetov I. A., Grekov M. V., Golant K. M. et al. // Optics Letters, 1997. 22, 1394.
2. Дианов Е. М., Буфетов И. А., Машинский В. М. и др. // Квантовая электроника, 2004. 34, 695.
3. Okhrimchuk A. G., Butvina L. N., Dianov E. M. et al. // JOSA B, 24, 2690 (2007).
4. Harrington J. A. Proc. SPIE, 2014. V. 8959, 895902.

5. Fortin V., Maes F., Bernier M. et al. // Optics Letters, 2016. 41, 559.
6. Cregan R. F., Mangan B. J., Knight J. C. et al. // Science, 1999. 285, 1537-1539.
7. Russell. Science, 2003. 299, 358–362.
8. White T. P., McPhedran R. C., C. Martijn de Sterke et al. // Opt. Lett., 2002. 27, 1977.
9. Litchinitser N. M., Abeeluck A. K., Headley C. et al. // Opt. Lett., 2002. 27, 1592.
10. Benabid F., et al. // Phys. Rev. Lett., 2004. 93, 123903.
11. Benabid F., et al. // Science, 2002. 298(5592), 399–402.
12. Wang Y. Y., Wheeler N. V., Couny F., et al. // Opt. Lett., 2011. 36, 669.
13. Pryamikov A. D., Biriukov A. S., Kosolapov A. F. et al. // Optics Express, 2011. 19, 1441.
14. Yu F., Wadsworth W. J., Knight J. C. // Optics Express, 2012. 20, 11153.
15. Kolyadin A. N., Kosolapov A. F., Pryamikov A. D. et al. // Opt. Express, 2013. 21, 9514.
16. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R. A. // Bell Syst. Tech. J., 1964. 43, 1783.
17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 409.
18. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. М.: Физматлит, 2006. С. 260.
19. Roberts P. J., Couny F., Sabert H. et al. // Optics Express, 2005. 13, 236.
20. Гладышев А. В., Колядин А. Н., Косолапов А. Ф. и др. // Квантовая электроника, 2015. 45, 807.
21. Гладышев А. В., Косолапов А. Ф. и др. // Квантовая электроника, 2017 (в печати). 47, № 5.