

Микроструктурированные волоконные световоды с большим спектральным диапазоном одномодового режима

А.Н.Денисов, С.Л.Семенов

Предложена новая конструкция микроструктурированных волоконных световодов (МВС), содержащих три слоя одинаковых круглых отверстий вокруг сердцевины с различными расстояниями между слоями. Проведен численный анализ свойств этих МВС с использованием метода конечных элементов (FEM), рассчитаны потери на вытекание фундаментальных и высших мод в спектральном диапазоне 0.40–2.65 мкм для различных параметров МВС. Отмечено наличие нескольких локальных максимумов в спектральных зависимостях потерь на вытекание высших мод, рассмотрен физический механизм, объясняющий появление этих максимумов и зависимость их положения от параметров МВС. Показано, что предложенный дизайн МВС позволяет получить одномодовый режим в спектральном диапазоне 0.77–2.3 мкм.

Ключевые слова: микроструктурированные волоконные световоды, одномодовые световоды, метод конечных элементов.

1. Введение

Микроструктурированные волоконные световоды (МВС) из чистого кварцевого стекла с сердцевиной диаметром несколько микрометров и оболочкой, содержащей относительно большие отверстия, обладают высокой нелинейностью и имеют большой потенциал для многих научных и прикладных применений, таких как генерация суперконтинуума и четырехволновое смешение [1–4]. Для большого числа задач необходимо также хорошее качество светового пучка, которое может быть обеспечено одномодовыми световодами. В МВС с классической гексагональной структурой отверстий в принципе можно получить «бесконечный» по спектру одномодовый режим (так называемые endlessly single-mode fibers) [5], однако для этого необходимо, чтобы диаметры отверстий d и расстояния между их центрами Λ удовлетворяли условию $d/\Lambda < 0.406$ [6]. При этом для обеспечения малых потерь на вытекание число слоев с отверстиями должно быть достаточно большим, что усложняет их изготовление.

Возможность получения одномодового режима в МВС с небольшим числом отверстий рассматривалась ранее в ряде работ [7–13], которые были посвящены так называемым МВС с каналами вытекания (leakage channel fibers, или LCF). Однако основное внимание при этом уделялось МВС с большим диаметром сердцевины (более 20 мкм) и одним или двумя слоями отверстий. Рассмотренные варианты демонстрируют возможность такого подбора диаметров d и расстояний Λ , которые обеспечивают низкие потери на вытекание для фундаментальной моды (менее 0.1 дБ/м) и одновременно высокие потери на вытекание для высших мод (более 1.0 дБ/м), последние

и определяют одномодовый режим МВС [8]. Отметим, что одномодовый режим рассмотренных в этих работах МВС достигался только в узком спектральном диапазоне, что вполне достаточно для таких применений, как передача мощного лазерного излучения фиксированной длины волны, для использования в волоконных усилителях и лазерах. Однако для таких задач, как генерация суперконтинуума, требуется значительно более широкий спектральный диапазон одномодового режима.

В работе [9] был теоретически рассмотрен МВС с легированной сердцевиной и двумя слоями одинаковых круглых отверстий, расположенных в гексагональном порядке (так называемый hole-assisted fiber). При этом отверстия в первом слое располагались на расстоянии Λ_1 друг от друга, а во втором слое – на расстоянии Λ_2 . Подавление высших мод сердцевины объяснялось автором [9] их резонансным взаимодействием с модами оболочки, имеющими большие потери на вытекание, вследствие совпадения эффективных показателей преломления.

2. Геометрическая структура новых МВС

В настоящей работе мы предлагаем новую геометрическую структуру МВС, которая содержит три слоя одинаковых круглых отверстий вокруг сердцевины, причем третий слой неполный и содержит только 12 отверстий, так что общее их число равно 30. Этот вариант мы условно назвали МВС-30, где цифра означает полное число отверстий (рис. 1). Сердцевина МВС-30 диаметром D_{core} показана на рисунке пунктирной линией. Отверстия первого слоя находятся на расстоянии Λ_1 друг от друга. Диаметр отверстий d при варьировании отношения $d/\Lambda_1 \equiv \text{ratio}$ определяется выражением

$$d = \frac{D_{\text{core}} \cdot \text{ratio}}{(2 - \text{ratio})}. \quad (1)$$

Отверстия второго слоя находятся на расстоянии $\Lambda_2 \geq \Lambda_1$ от ближайших (ближайшего) отверстий первого слоя, а

А.Н.Денисов, С.Л.Семенов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М.Дианова, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: denisov@fo.gpi.ru

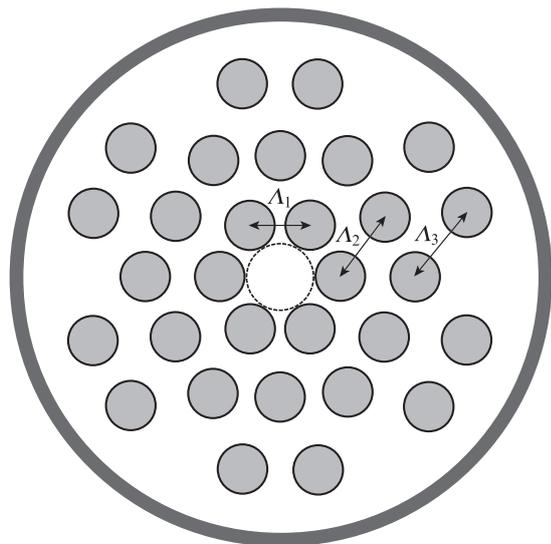


Рис.1. Структура MBC-30 при $d/\Lambda_1 = 0.82$, $d/\Lambda_2 = 0.66$ и $d/\Lambda_3 = 0.59$.

отверстия третьего слоя – на расстоянии $\Lambda_3 \geq \Lambda_1$ от ближайших отверстий второго слоя. Расстояние Z_{12} между отверстиями первого и второго слоев определяется как

$$Z_{12} = \Lambda_2 - d. \tag{2}$$

Такой алгоритм построения структуры MBC-30 обеспечивает фиксированную величину расстояния Z_{12} для всех пар отверстий первого и второго слоев, но приводит к небольшому отличию формы второго слоя отверстий от гексагональной. Для удобства дальнейшего изложения будем называть промежуток между отверстиями первого и второго слоев кольцевым зазором.

Поскольку третий слой отверстий неполный, то второго кольцевого зазора нет, однако наличие такого неполного слоя может увеличить ширину спектрального диапазона одномодового режима. Например, в работе [8] было показано, что MBC с двумя слоями отверстий позволяет получить несколько более широкий спектральный диапазон одномодового режима, чем MBC с одним слоем отверстий. Кроме того, это дает дополнительные возможности для оптимизации структуры MBC путем варьирования ее параметров d/Λ_1 , d/Λ_2 и d/Λ_3 .

3. Результаты расчетов

Численные расчеты характеристик MBC мы проводили с использованием метода конечных элементов (FEM) с цилиндрическим PML-слоем (perfectly matched layer), который условно обозначен темно-серым кольцом на рис.1. Стоит отметить, что метод FEM позволяет рассчитывать эффективные комплексные модальные показатели преломления и распределения полей мод MBC с произвольными формой и расположением воздушных отверстий, что обеспечивает высокую точность получаемых результатов [14]. В качестве материала для MBC было выбрано кварцевое стекло, а его показатель преломления определялся с помощью уравнения Селлмейера [15]. Потери на вытекание α (в дБ/м) определялись величиной, получаемой в расчетах мнимой части эффективного показателя преломления k_{eff} с помощью выражения [16]:

$$\alpha = \frac{20}{\ln(10)} \frac{2\pi}{\lambda} k_{eff}. \tag{3}$$

Расчеты проводились для MBC-30 с сердцевинной диаметром $D_{core} = 3.27$ мкм. Для каждого из выбранных значений d/Λ_1 мы определяли параметры d/Λ_2 и d/Λ_3 (на первом этапе приняли $d/\Lambda_3 = d/\Lambda_2$), которые обеспечивали

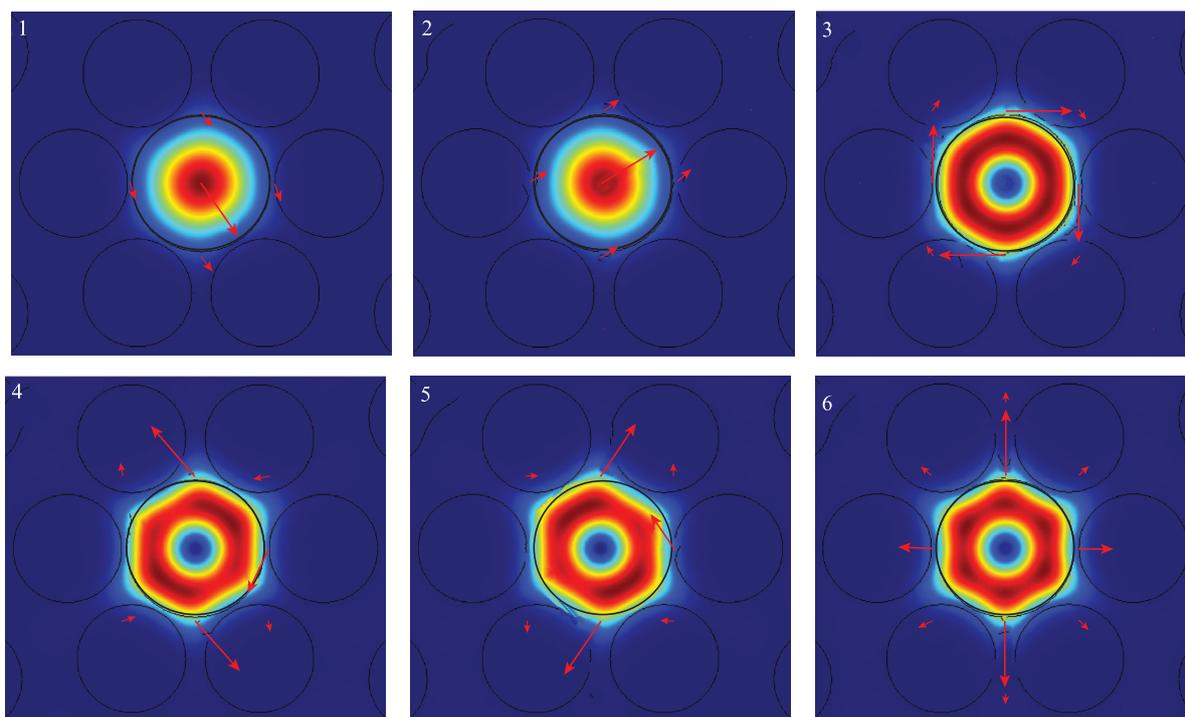


Рис.2. Пространственные распределения интенсивностей фундаментальных (1, 2) и высших (3–6) мод для MBC-30 при $d/\Lambda_1 = 0.85$ для длины волны 1.5 мкм. Цветные варианты рис.2, 3, 6 и 8 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

потери на вытекание для основной моды $0.1 \text{ дБ/м} \pm 0.1\%$ на длине волны 2.3 мкм . Последнее и обусловило выбор длинноволновой границы одномодового режима: $\lambda_{LW} = 2.3 \text{ мкм}$. Затем были проведены расчеты потерь на вытекание для двух основных мод, имеющих разную поляризацию (условно обозначенных цифрами 1 и 2), и для четырех кольцевых высших мод (обозначенных цифрами от 3 до 6 в порядке убывания действительной части их эффективного показателя преломления n_{eff}) и определена коротковолновая граница одномодового режима λ_{SW} (потери на вытекание для высших мод больше 1.0 дБ/м).

При необходимости для решения любой конкретной задачи следует выбирать нужную границу λ_{LW} и требуемый уровень потерь основной моды на этой длине волны,

а также минимальный уровень потерь для высших мод и проводить соответствующие расчеты.

На рис.2 приведены пространственные распределения интенсивности фундаментальных (1,2) и высших (3–6) мод для МВС-30 при $d/\Lambda_1 = 0.85$ для длины волны $\lambda = 1.5 \text{ мкм}$. Это моды 1 и 2 (тип HE_{11}), различающиеся только поляризациями; мода 3 (TE_{01}); моды 4 и 5 (HE_{21}), различающиеся направлением векторов электрического поля, которые являются зеркальными отражениями друг друга; мода 6 (TM_{01}) [17].

На рис.3 показаны примеры спектральных зависимостей потерь на вытекание для основной моды 1 и для трех высших мод при различных значениях параметра d/Λ_1 . Потери для основной моды 1 практически совпадают с

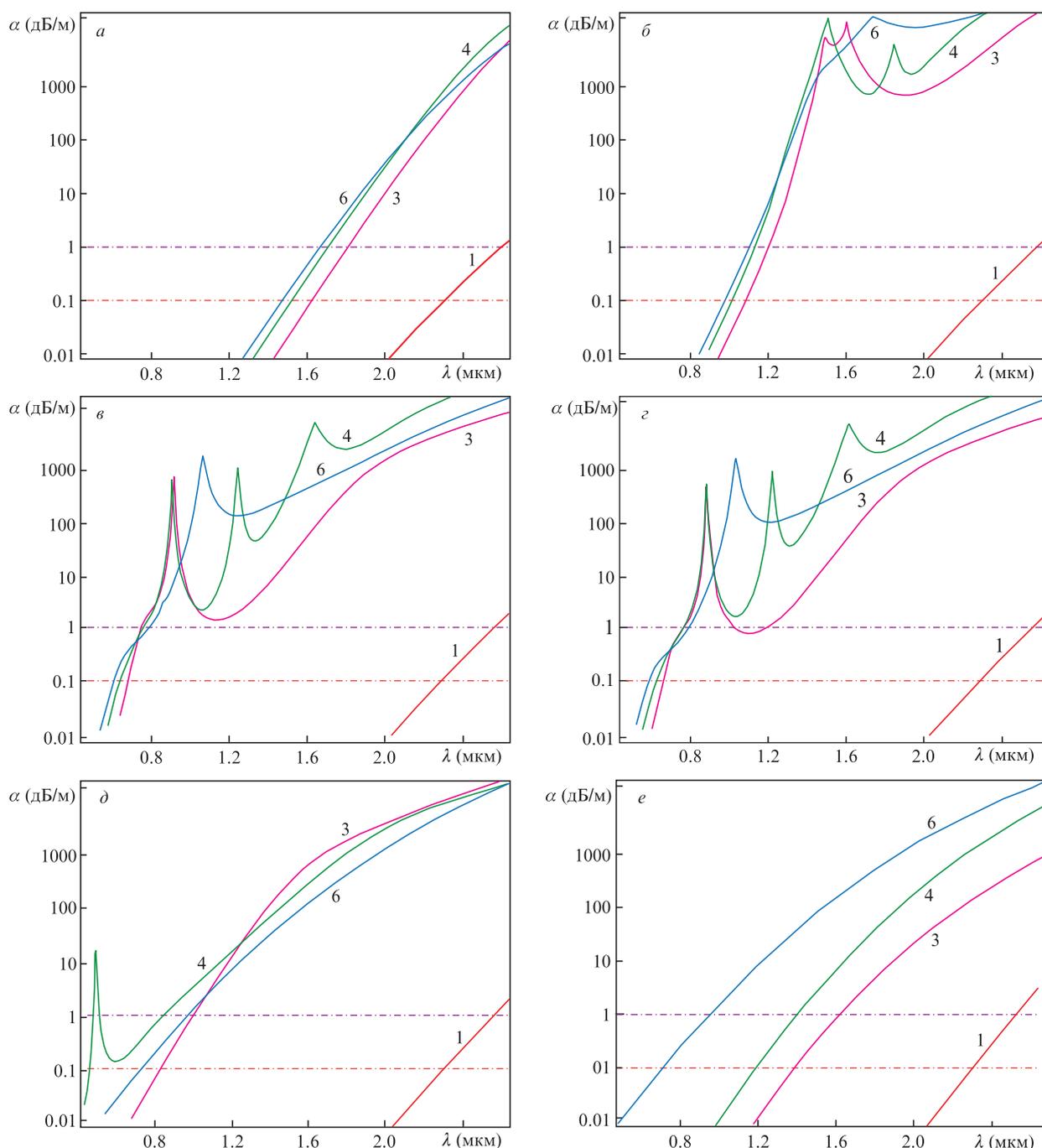


Рис.3. Спектральные зависимости потерь на вытекание для основной (1) и высших (3–6) мод при значениях $d/\Lambda_1 = 0.743$ (а), 0.800 (б), 0.820 (в), 0.821 (г), 0.850 (д) и 0.900 (е).

потерями основной моды 2, поэтому представлены одной зависимостью; потери для мод 4 и 5 тоже практически совпадают (также представлены одной зависимостью). Обозначенные на рисунках уровни потерь 0.1 дБ/м и 1.0 дБ/м позволяют определять границы λ_{LW} и λ_{SW} [8].

Как видно из рис.3,б–д, спектральные зависимости потерь на вытекание для высших мод имеют сложный характер с локальными максимумами на различных длинах волн для разных высших мод. При этом зависимости для мод 3 и 6 содержат по одному максимуму (соответствующие длины волн обозначим λ_{m3} и λ_{m6}), а мода 4 (как и мода 5) имеет три максимума, которые обозначим λ_{m4s} , λ_{m4m} и λ_{m4l} в порядке увеличения длины волны. Зависимости положений этих максимумов от ширины Z_{12} кольцевого зазора приведены на рис.4. Как следует из рисунка, вариации зазора Z_{12} лежат в диапазоне 1.00–1.25 мкм, а изменения положений максимумов с ростом Z_{12} имеют примерно линейный убывающий характер.

Стоит подчеркнуть, что все локальные максимумы потерь на вытекание для высших мод имеют достаточно большой «фоновый» уровень, который существенно превышает 1 дБ/м для большей части рассматриваемого спектрального диапазона (см. рис.3,б–д). Таким образом, эти локальные максимумы практически не влияют на коротковолновую границу одномодового режима λ_{SM} , которая в основном и определяется этим фоновым уровнем. Небольшое исключение наблюдается для $d/\Lambda_1 \approx 0.82$, что видно из сравнения рис.3,б и г. Так, для моды 3 при $d/\Lambda_1 = 0.821$ (рис.3,г) фоновый уровень потерь с уменьшением длины волны становится менее 1 дБ/м при $\lambda = 1.175$ мкм, однако затем, благодаря локальному максимуму, потери на вытекание вновь превышают 1 дБ/м (для $\lambda < 1.032$ мкм). В целом, для значений d/Λ_1 от 0.8206 до 0.8260 спектральный диапазон одномодового режима разделяется на два поддиапазона с небольшим промежутком между ними, в котором потери на вытекание для моды 3 оказываются несколько меньше 1 дБ/м.

На рис.5,а показана зависимость спектрального диапазона одномодового режима МВС-30 от отношения d/Λ_1 (область 1). Область 2 ($\lambda > \lambda_{LW}$) соответствует значениям параметров, при которых потери на вытекание для основной моды превышают 0.1 дБ/м, а область 3 – потерям на вытекание для одной или нескольких высших мод менее

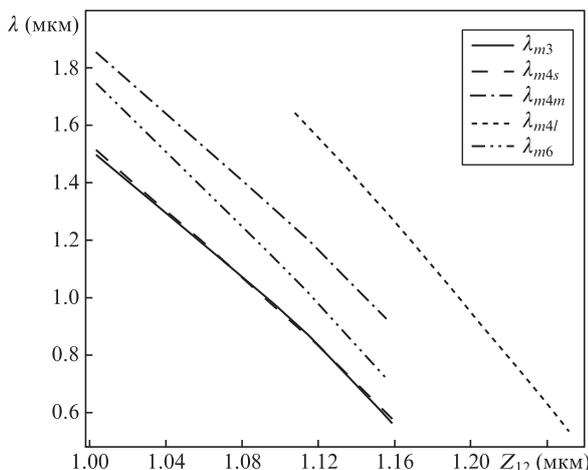


Рис.4. Зависимости положений локальных максимумов потерь на вытекание различных высших мод λ_{mi} ($i = 3, 4, 6$) от ширины кольцевого зазора Z_{12} .

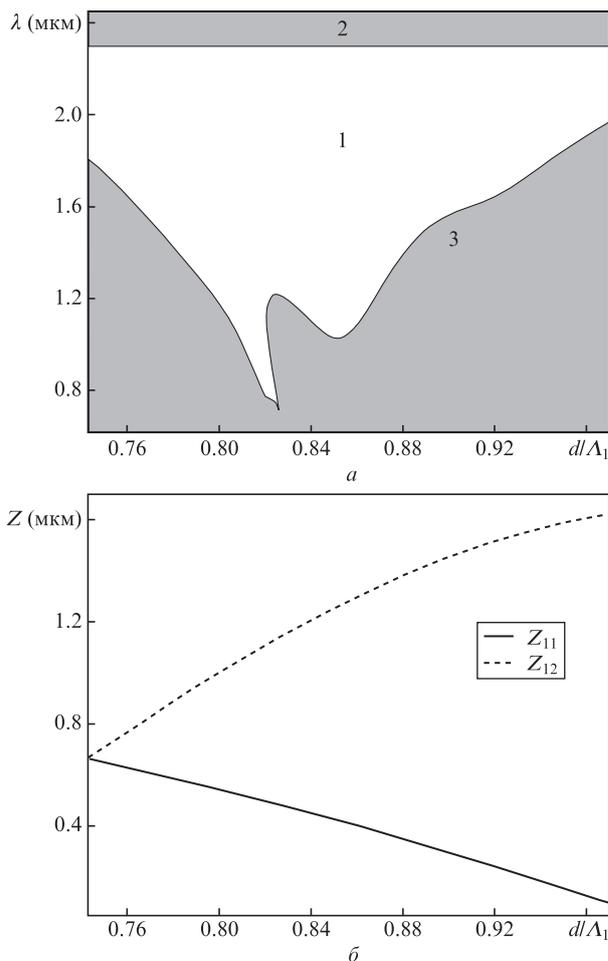


Рис.5. Зависимости спектрального диапазона одномодового режима МВС-30 (область 1) (а) и расстояний между отверстиями Z_{11} и Z_{12} (б) от отношения d/Λ_1 .

1.0 дБ/м. Отмеченная выше особенность проявляется на рисунке в виде довольно узкого локального минимума с $\lambda_{SW} = 0.77$ мкм при $d/\Lambda_1 = 0.82$.

Вне этого локального минимума характер зависимости λ_{SW} от отношения d/Λ_1 имеет достаточно плавный вид с минимальным значением $\lambda_{SW} = 1.01$ мкм при $d/\Lambda_1 = 0.85$ (см. рис.5,а). Эта зависимость фактически отражает вариации коротковолновой границы «фоновое» уровня потерь на вытекание при изменении отношения d/Λ_1 и показывает существование оптимального значения d/Λ_1 , при котором спектральный диапазон одномодового режима имеет максимальную ширину.

На рис.5,б приведена зависимость ширины кольцевого зазора Z_{12} от величины d/Λ_1 , при которой потери на вытекание для основной моды составляют 0.1 дБ/м на длине волны 2.3 мкм. Здесь же показана зависимость от d/Λ_1 расстояния между отверстиями первого слоя Z_{11} , для которого, используя (1), можно получить выражение

$$Z_{11} = \frac{D_{core}(1 - ratio)}{(2 - ratio)}. \tag{4}$$

Значению $d/\Lambda_1 = d/\Lambda_2 = 0.743$ соответствует обычная гексагональная структура, для которой величины Z_{11} и Z_{12} совпадают, а спектральный диапазон одномодового режима относительно небольшой и составляет 1.81–2.3 мкм.

4. Обсуждение результатов

Для того чтобы понять причину появления локальных максимумов в спектральных зависимостях потерь на вытекание высших мод, рассмотрим более подробно эти зависимости на примере высшей моды 3 для МВС-30 при $d/\Lambda_1 = 0.821$. На рис.6 показаны пространственные распределения интенсивности моды 3 для нескольких длин волн вблизи локального максимума $\lambda_{m3} = 0.883$ мкм.

Прежде всего отметим, что вблизи локального максимума наблюдаются две моды, которые относятся к моде 3, поскольку они имеют такие же, как на рис.2,в, пространственные распределения интенсивности в сердцевине МВС-30. При этом они немного отличаются значениями действительной части n_{eff} , поэтому для удобства мы условно обозначим их как 3а и 3б в порядке уменьшения n_{eff} . Поскольку для нашей задачи – нахождения спектрального диапазона одномодового режима МВС-30 – одним из приоритетов является определение минимальных потерь для высших мод, то для приведенных на рис.3 спектральных зависимостей из двух мод 3а и 3б мы естественно выбрали ту, которая имеет меньшие потери на вытекание для конкретной длины волны. На рис.6,а–з приведены пространственные распределения интенсивности моды 3а для длин волн 0.878, 0.882, 0.884 и 0.888 мкм соответственно, а на рис.6,д–з – пространственные распределения интенсивности моды 3б для этих же длин волн.

Как видно из рис.6, моды 3а и 3б имеют дополнительные максимумы интенсивности в кольцевом зазоре (т. е. в области оболочки), причем основное отличие дополнительных максимумов заключается в ориентации вектора электрического поля: для моды 3а он направлен (как и вектор электрического поля моды в сердцевине МВС-30) по часовой стрелке, а для моды 3б – против часовой стрелки. Таким образом, в спектральной области вблизи локального максимума $\lambda_{m3} = 0.883$ мкм моды 3а и 3б в значительной степени локализованы и в оболочке, т. е. они уже не являются в чистом виде модами сердцевины, и их необходимо рассматривать как моды МВС-30 в целом.

Из рис.6 также следует, что дополнительные максимумы мод 3а и 3б в кольцевом зазоре отличаются спектральной зависимостью их интенсивностей. У моды 3а в области 0.878–0.888 мкм интенсивность дополнительных максимумов растет по мере увеличения λ , при этом интенсивность ее основного максимума в сердцевине МВС-30 уменьшается, в то время как у моды 3б эти интенсивности изменяются противоположным образом. Таким образом, вдали от локального максимума λ_{m3} в коротковолновой области спектра моде 3а соответствует только основной максимум интенсивности в сердцевине МВС-30, а моде 3б – только максимумы интенсивности в кольцевом зазоре, т. е. мода 3б становится кольцевой модой оболочки. В длинноволновой области спектра вдали от λ_{m3} , наоборот, моде 3б отвечает только основной максимум интенсивности в сердцевине МВС-30, а моде 3а – только максимумы интенсивности в кольцевом зазоре, т. е. мода 3а становится кольцевой модой оболочки.

На рис.7,а приведены спектральные зависимости потерь на вытекание для мод 3а и 3б в диапазоне длин волн 0.870–0.896 мкм. Характер зависимостей вполне согласуется с описанным выше изменением интенсивностей дополнительных максимумов этих мод в кольцевом зазоре. С увеличением λ растет интегральная доля интенсивности моды 3а в кольцевом зазоре, который расположен доста-

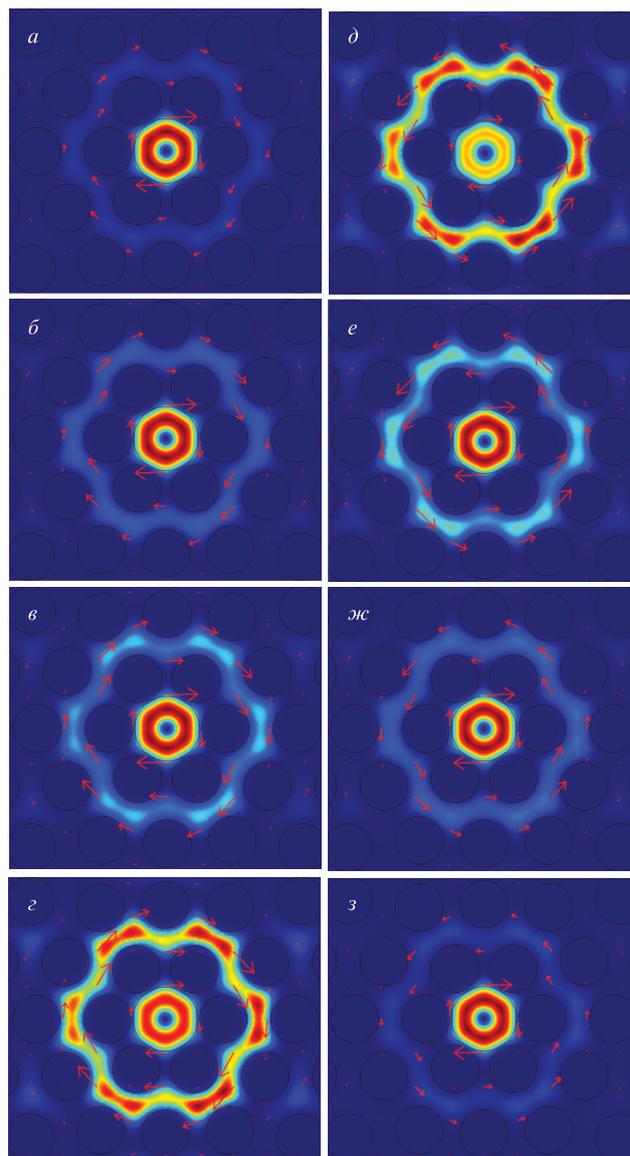


Рис.6. Пространственные распределения интенсивностей моды 3а (а–г) и моды 3б (д–з) для длин волн 0.878 (а, д), 0.882 (б, е), 0.884 (в, ж) и 0.888 мкм (г, з).

точно близко к внешней границе оболочки, что в итоге приводит к росту ее потерь на вытекание. У моды 3б, наоборот, рост потерь на вытекание наблюдается с уменьшением λ и также связан с увеличением при этом интегральной доли ее интенсивности в кольцевом зазоре. Итоговая спектральная зависимость потерь на вытекание для моды 3 в этом диапазоне (см. рис.3,з) представляет собой сложение двух нижних частей кривых для мод 3а и 3б, приведенных на рис.7,а. Хотя внешне кривая с острым пиком на длине волны λ_{m3} похожа на резонансную зависимость, на самом деле никакого резонанса уровня потерь нет, а имеет место относительно плавное изменение потерь на вытекание, противоположное по знаку для мод 3а и 3б.

С другой стороны, поскольку это изменение происходит в узком (около 20 нм) спектральном интервале, его можно условно описать как квазирезонансную трансформацию высшей моды сердцевины 3а в кольцевую моду оболочки по мере увеличения длины волны и при одновременной трансформации кольцевой оболочечной моды 3б в высшую моду сердцевины. Положение квазирезо-

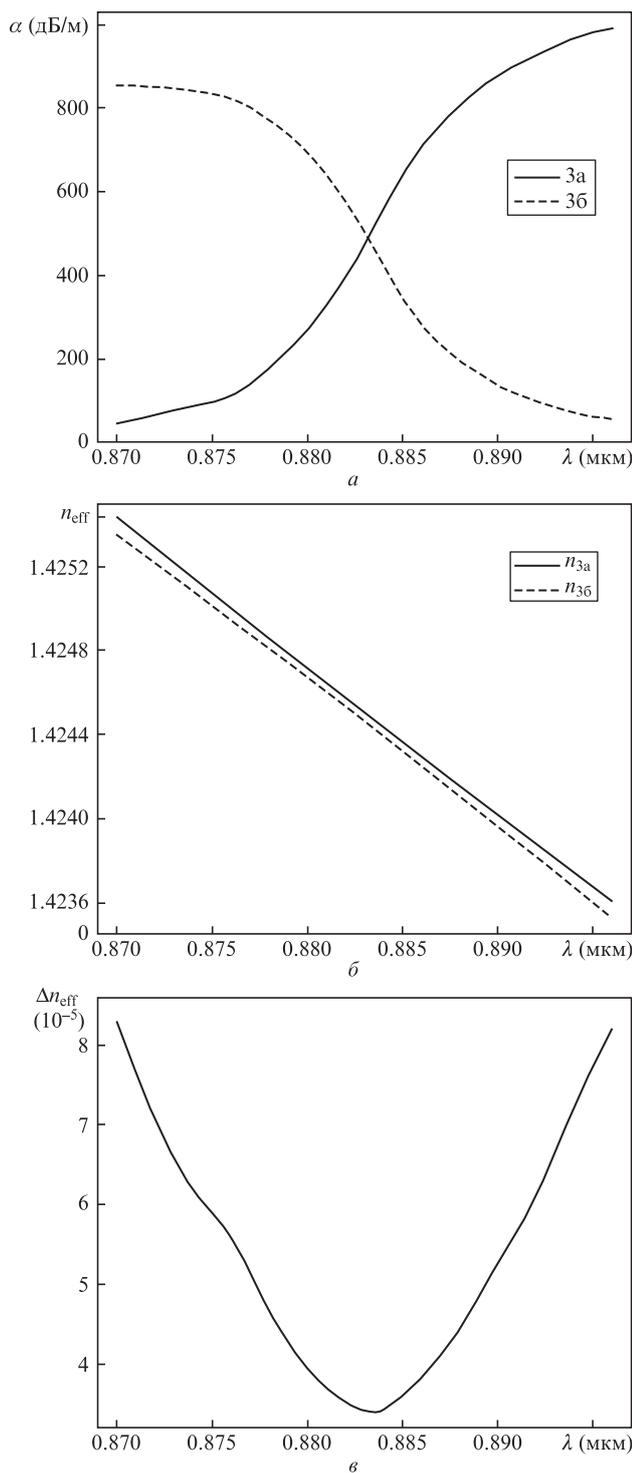


Рис. 7. Спектральные зависимости для мод 3а и 3б потерь на вытекание (а), эффективных показателей преломления n_{3a} и n_{3b} (б) и разности эффективных показателей преломления $\Delta n_3 = n_{3a} - n_{3b}$ (в).

нансной длины волны λ_{m3} зависит, как было показано выше (см. рис.4), от ширины Z_{12} кольцевого зазора и в общем случае от некоторых других параметров МВС-30, которые мы выбрали фиксированными. Вполне вероятно, что положение λ_{m3} зависит от диаметра сердцевинки D_{core} , поскольку радиальное распределение интенсивности моды 3 в сердцевине зависит от ее диаметра. Более детальное исследование влияния различных параметров

МВС-30 на положение λ_{m3} (и λ_{mi} для других мод) может быть проведено в отдельной работе.

Что касается физического механизма квазирезонансной трансформации мод при изменении длины волны вблизи λ_{m3} , то он обусловлен влиянием параметров структуры МВС-30 (в первую очередь величины кольцевого зазора Z_{12}) на пространственные распределения интенсивности мод 3а и 3б, которое проявляется в узком спектральном интервале. Это приводит к изменению соотношения интегральных интенсивностей мод в сердцевине и в кольцевом зазоре световода при изменении длины волны. Различие в поведении мод 3а и 3б обусловлено, по-видимому, отмеченной ранее разной ориентацией вектора электрического поля в кольцевом зазоре для этих мод.

На рис.7,б представлены спектральные зависимости действительных частей эффективных показателей преломления n_{3a} и n_{3b} для мод 3а и 3б в диапазоне длин волн 0.870–0.896 мкм. Видно, что ход зависимостей отличается от прямолинейного: налицо небольшое сближение значений n_{3a} и n_{3b} вблизи длины волны λ_{m3} . Для большей наглядности на рис.7,в приведена спектральная зависимость $\Delta n_3 = n_{3a} - n_{3b}$ для этого диапазона, которая показывает, что в центре диапазона $\Delta n_3 \sim 3.5 \times 10^{-5}$, а на его краях $\Delta n_3 > 8.1 \times 10^{-5}$.

Качественно объяснить такое поведение можно с помощью соотношений Крамерса – Кронига, которые отражают принцип причинности и в частном случае означают, что наличие поглощения (потерь) на какой-либо длине волны ведет к появлению отличного от единицы показателя преломления, и наоборот. В работе [18] были выведены соотношения Крамерса – Кронига для n_{eff} мод в оптических волноводах и показано, что, когда в заданном спектральном диапазоне дисперсией и поглощением материала можно пренебречь, потери на затухание (вытекание) выступают в качестве эффективной составляющей потерь.

В нашем случае можно считать, что изменения потерь на вытекание приводят к соответствующим вариациям показателей преломления. Поскольку спектральные зависимости потерь на вытекание для мод 3а и 3б (см. рис.7,а) имеют противоположный характер, то и отклонения действительных частей их эффективных показателей преломления n_{3a} и n_{3b} от линейной зависимости разнонаправлены. В итоге мы получаем зависимости, представленные на рис.7,б и в. Более точные количественные расчеты выходят за рамки настоящей работы.

Для высших мод 4, 5 и 6 в целом имеет место похожая картина – вблизи каждого локального максимума наблюдаются пары мод 4а и 4б, 5а и 5б, 6а и 6б, близкие по пространственному распределению интенсивности в сердцевине МВС-30. Основные отличия проявляются в пространственных распределениях интенсивностей для этих мод в кольцевом зазоре – им присущ свой специфический азимутальный характер, отличный от распределений для мод 3а и 3б. Для иллюстрации на рис.8 приведены пространственные распределения интенсивностей мод 4а и 6а для длин волн 1.640 и 1.060 мкм соответственно. Что касается спектральных зависимостей потерь на вытекание, эффективных показателей преломления и разностей эффективных показателей преломления для мод 4, 5 и 6 вблизи своих локальных максимумов, то они имеют качественно такой же вид, как и зависимости для моды 3 (см.

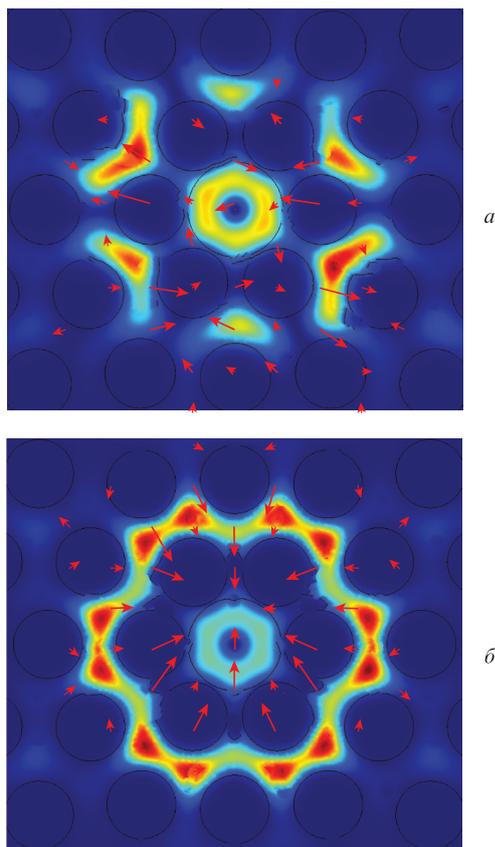


Рис.8. Пространственные распределения интенсивности моды 4а для длины волны 1.640 мкм (а) и моды 6а для длины волны 1.060 мкм (б).

рис.7), с некоторым отличием в величине вариаций соответствующих параметров.

Дисперсия групповых скоростей D_{gv} , являющаяся одним из ключевых параметров для генерации суперконтинуума, определяется выражением [15]

$$D_{gv} \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (5)$$

На рис.9 приведены спектральные зависимости D_{gv} основной моды 1 для МВС-30 при значениях d/Λ_1 , равных 0.75, 0.82 и 0.90. Из рисунка можно определить длины волн нулевой дисперсии, которые очень близки между собой и составляют 932, 927 и 923 нм соответственно. Таким образом, влияние вариаций отношения d/Λ_1 на длину волны нулевой дисперсии МВС-30 незначительно, а некоторые отличия в величинах D_{gv} в длинноволновой области спектра для генерации суперконтинуума существенной роли не играют. Такие параметры МВС-30 позволяют применить его для генерации суперконтинуума с использованием импульсного лазера, имеющего длину волны около 1.06 мкм.

Изготовление предложенного МВС-30 не представляет сложности, для этого может использоваться метод высверливания отверстий в монокристаллическом кварцевом стекле трубчатыми алмазными сверлами с последующим вытягиванием полученной заготовки в световод [19]. В отличие от стандартной технологии сборки заготовок из кварцевых капилляров и стержней, данная технология позволяет реализовать любое взаимное расположение воздушных отверстий в заготовке и, следовательно, в МВС-30. В

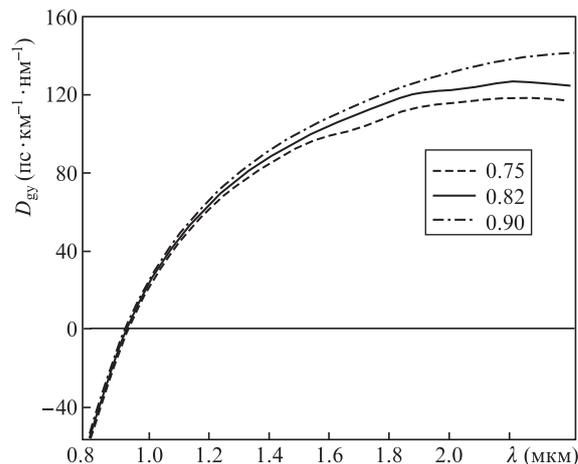


Рис.9. Спектральные зависимости дисперсии групповых скоростей фундаментальной моды при отношении $d/\Lambda_1 = 0.75, 0.82$ и 0.90 .

случае одинаковых круглых отверстий изготовление таких заготовок и вытяжка их в МВС-30 достаточно просты.

Тем не менее целесообразно предварительно провести дополнительную оптимизацию структуры МВС-30 с целью поиска вариантов с более широким спектральным диапазоном одномодового режима. Например, можно совместить узкий минимум коротковолновой границы одномодового режима $\lambda_{sw} = 0.77$ мкм при $d/\Lambda_1 = 0.82$ и широкий минимум $\lambda_{sw} = 1.01$ мкм при $d/\Lambda_1 = 0.85$ (см. рис.5,а), что в итоге может позволить получить границу $\lambda_{sw} < 0.77$ мкм. С этой целью нужно провести цикл расчетов при фиксированном отношении $d/\Lambda_1 = 0.85$. Для ширины кольцевого зазора необходимо выбрать значения в некотором интервале вблизи $Z_{12} = 1.11$ мкм (соответствует $d/\Lambda_1 = 0.82$), а отношение d/Λ_3 варьировать для получения потерь на вытекание для основной моды 0.1 дБ/м на длине волны 2.3 мкм.

Важным моментом при изготовлении МВС-30 является чувствительность его параметров, в частности коротковолновой границы одномодового режима λ_{sw} , к технологическим отклонениям параметров изготовленного МВС-30 от расчетных. Как видно из рис.4, положения локальных максимумов потерь на вытекание высших мод достаточно сильно зависят от небольших изменений ширины кольцевого зазора Z_{12} . Поэтому при наличии в МВС-30 небольшого разброса по размерам отверстий, а также по расстояниям между отверстиями можно ожидать заметных изменений положений этих локальных максимумов, их амплитуды и ширины. С другой стороны, как отмечалось выше при обсуждении рис.3, эти локальные максимумы имеют большой «фонный» уровень, так что в целом они практически не влияют на коротковолновую границу одномодового режима λ_{sm} . Таким образом, можно ожидать, что небольшие технологические отклонения параметров МВС-30 при его изготовлении не приведут к заметным изменениям спектрального диапазона одномодового режима.

5. Заключение

Предложена новая конструкция микроструктурированных волоконных световодов, характерными чертами которой являются три слоя одинаковых круглых отверстий вокруг круглой сердцевины с различными расстоя-

ниями между слоями, причем третий слой неполный и содержит только 12 отверстий, так что общее число отверстий МВС равно 30. Численно проанализированы свойства этих МВС с использованием метода конечных элементов.

Приведены спектральные зависимости потерь на вытекание фундаментальных и высших мод в диапазоне 0.40–2.65 мкм для различных параметров МВС. Отмечено наличие локальных максимумов в спектральных зависимостях потерь на вытекание высших мод для определенного диапазона параметров МВС, которые обусловлены существованием в окрестности каждого максимума двух мод, имеющих одинаковые пространственные распределения интенсивности в сердцевине МВС, но различные дополнительные максимумы интенсивности в кольцевом зазоре между первым и вторым слоями отверстий. Различная спектральная зависимость потерь на вытекание для каждой такой пары мод приводит к тому, что результирующий минимум из двух спектральных зависимостей приобретает вид, характерный для резонансного пика. Физический механизм, ответственный за появление этих максимумов и зависимость их положения от параметров МВС, обусловлен квазирезонансным влиянием параметров структуры МВС, в первую очередь величины кольцевого зазора, на соотношение интегральных интенсивностей мод в сердцевине МВС и в кольцевом зазоре при изменении длины волны.

Показано, что предложенная конструкция МВС позволяет получить одномодовый режим в диапазоне 0.77–2.3 мкм, рассмотрены способы увеличения этого диапазона. Предложенный МВС может быть использован, например, для генерации суперконтинуума с хорошим

качеством светового пучка в широком спектральном диапазоне.

1. Nielsen F.D., Pedersen M.Ø., Qian Y., Andersen T.V., Leick L., Hansen K.P., Pedersen C.F., Thomsen C.L. *Proc. CLEO/Europe and IQEC 2007* (New York: Opt. Soc. Am., 2007, CJ5_4).
2. Xiong C., Wadsworth W.J. *Opt. Express*, **16**, 2438 (2008).
3. Choi H.-G., Kee C.-S., Sung J.H., Yu T.J., Ko D.-K., Lee J., Park H.Y., Kim J.-E. *Phys. Rev. A*, **77**, 035804 (2008).
4. Klarskov P., Isomäki A., Hansen K.P., Andersen P.E. *Opt. Express*, **19**, 26672 (2011).
5. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **22**, 961 (1997).
6. Mortensen N.A., Folkenberg J.R., Nielsen M.D., Hansen K.P. *Opt. Lett.*, **28**, 1879 (2003).
7. White T.P., McPhedran R.C., de Sterke C.M., Botten L.C., Steel M.J. *Opt. Lett.*, **26**, 1660 (2001).
8. Wong W.S., Peng X., McLaughlin J.M., Dong L. *Opt. Lett.*, **30**, 2855 (2005).
9. Fini J.M. *Opt. Express*, **13**, 3477 (2005).
10. Tsuchida Y., Saitoh K., Koshihara M. *Opt. Express*, **15**, 1794 (2007).
11. Dong L., Peng X., Li J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1689 (2007).
12. Rosa L., Saitoh K., Tsuchida Y., Varshney S.K., Koshihara M., Poli F., Passaro D., Cucinotta A., Selleri S., Vincetti L. DOI: 10.1364/IPNRA.2008.IWB3.
13. Saitoh K., Varshney S., Sasaki K., Rosa L., Pal M., Paul M.C., Ghosh D., Bhadra S.K., Koshihara M. *J. Lightwave Technol.*, **29**, 2609 (2011).
14. Saitoh K., Koshihara M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 927 (2002).
15. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996, с. 15).
16. Kuhlmeier B.T., McPhedran R.C., de Sterke C.M. *Opt. Lett.*, **27**, 1684 (2002).
17. Guobin R., Zhi W., Shuqin L., Shuisheng J. *Opt. Express*, **11**, 1310 (2003).
18. Haakestad M.W., Skaar J. *Opt. Express*, **13**, 9922 (2005).
19. Denisov A.N., Semjonov S.L., Astapovich M.S., Senatorov A.K. *J. Lightwave Technol.*, **33**, 5184 (2015).