

# Полностью стеклянные одномодовые микроструктурированные волоконные световоды с сердцевинной большой диаметра и малыми изгибными потерями

А.Н.Денисов, С.Л.Семёнов

*Приведены результаты теоретических исследований полностью стеклянных микроструктурированных волоконных световодов (МВС) с сердцевинной диаметром 20 мкм, содержащих два слоя круглых элементов из легированного фтором кварцевого стекла с пониженным показателем преломления, имеющих разные диаметры и различные расстояния между собой. Численный анализ свойств этих МВС проводился с использованием метода конечных элементов. Рассчитаны потери на вытекание фундаментальных и высших мод в спектральном диапазоне 0.75–1.65 мкм для прямых и изогнутых МВС. Показано, что рассмотренный дизайн МВС позволяет получить одномодовый режим излучения в диапазоне 0.98–1.26 мкм при радиусе изгиба до 0.08 м, при этом потери на вытекание для изогнутого МВС на длине волны 1,05 мкм составляют 0.046 дБ/м.*

**Ключевые слова:** микроструктурированные волоконные световоды, одномодовые волоконные световоды, световоды с большим полем моды, метод конечных элементов.

## 1. Введение

Волоконные световоды с большим полем моды, сохраняющие одномодовый режим, являются одним из основных элементов мощных волоконных лазеров и усилителей, которые используются во многих областях, включая обработку промышленных материалов, фундаментальные науки и медицину [1–5]. Этими свойствами могут обладать различные типы микроструктурированных волоконных световодов (МВС), в том числе волоконные световоды с фотонной запрещенной зоной [6–13], брэгговские световоды [14–17] и МВС с каналами вытекания (leakage channel fibers (LCF)) [18–22]. Использование каналов вытекания является одним из достаточно простых способов получения одномодового МВС с сердцевинной большой диаметра и, соответственно, большим полем моды путем подбора диаметров отверстий  $d$  и расстояний между ними  $\Lambda$ , которые обеспечивают малые потери на вытекание для фундаментальной моды (менее 0.1 дБ/м) и одновременно большие потери на вытекание для высших мод (свыше 1.0 дБ/м) [18]. Однако конструкциям МВС с воздушными отверстиями присущи определенные недостатки, связанные как со сложностью изготовления структур МВС с заданными параметрами, особенно если необходимо иметь отверстия различного диаметра, так и с проблемами при их стыковке (сваривании) с обычными световодами из-за сложивания отверстий, приводящего к дополнительным потерям.

Избежать подобных недостатков позволяют полностью стеклянные МВС, оболочки которых образованы элементами из легированного фтором кварцевого стекла с пониженным показателем преломления [23–27]. Но ва-

рианты таких МВС, как исследованные теоретически, так и изготовленные к настоящему времени, имели ограниченные возможности варьирования характеристик, поскольку структура их элементов была гексагональной, что предполагало использование сборки заготовок для МВС из стержней различного состава. В частности, в МВС из работы [23] изгибные потери при радиусе изгиба 0.2 м превышали 30 дБ/м. В работе [24] удалось достичь уровня изгибных потерь около 0.5 дБ/м для LCF7 при радиусе изгиба 0,15 м, но лишь при изгибах по одному из направлений, однако в случае изгиба по другому направлению эти потери были больше на порядок и составили около 5 дБ/м. Поскольку на практике невозможно строго контролировать ориентацию внутренней структуры МВС относительно направления изгиба, такие МВС не представляют особого практического интереса.

Значительно больше возможностей варьирования структурных параметров МВС, а следовательно, и получения требуемых физических характеристик, дает метод высверливания отверстий в чистом кварцевом стержне с последующей вставкой в них легированных фтором кварцевых стержней и вытяжкой такой заготовки в МВС с нужными параметрами.

## 2. Геометрическая структура МВС

В настоящей работе представлены результаты теоретических исследований оригинального дизайна полностью стеклянного МВС, который ранее был нами предложен и теоретически частично исследован в работе [28]. Этот МВС имеет большую сердцевину из чистого кварцевого стекла, вокруг которой находятся два слоя круглых элементов с разными диаметрами и расстояниями между ними из легированного фтором кварцевого стекла с пониженным показателем преломления (рис.1).

Сердцевина МВС, обозначенная штриховой окружностью, имеет диаметр  $D_{\text{core}}$ . Первый слой содержит шесть одинаковых круглых элементов диаметром  $d_1$ , рас-

А.Н.Денисов, С.Л.Семёнов. 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

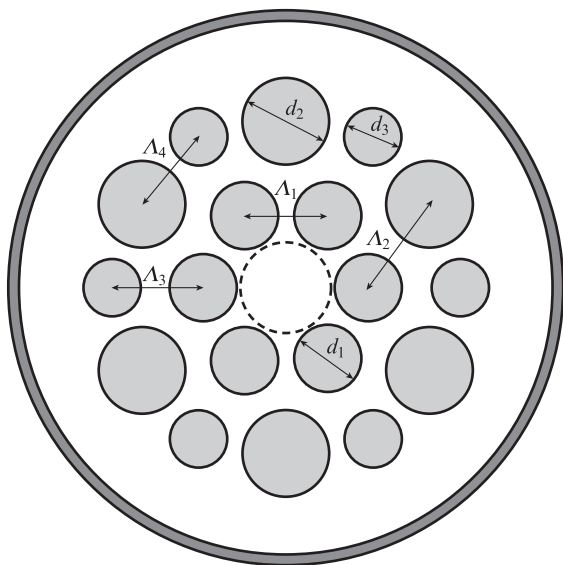


Рис.1. Поперечная структура MBC-18;  $d_1/\Lambda_1 = 0.82$ ,  $d_2/d_1 = 1.25$ ,  $d_3/d_1 = 0.90$ ,  $\Lambda_2/\Lambda_1 = 1.25$ ;  $\Lambda_3/\Lambda_1 = 1.10$ .

положенных на расстоянии  $\Lambda_1$  друг от друга. Двенадцать элементов второго слоя имеют различные диаметры:  $d_2 > d_1$  и  $d_3 \leq d_2$ , при этом элементы диаметром  $d_2$  располагаются напротив перемычек между элементами первого слоя и на расстоянии  $\Lambda_2$  от этих элементов, а элементы диаметром  $d_3$  располагаются напротив элементов первого слоя и на расстоянии  $\Lambda_3$  от них. Этот вариант условно называется MBC-18, где 18 – полное число элементов.

Такой алгоритм построения структуры MBC-18 расширяет возможности варьирования ее различных параметров с целью оптимизации характеристик MBC, в частности потерь на вытекание для фундаментальных (основных) и высших мод. Определение наиболее оптимального соотношения параметров MBC-18 для конкретной задачи возможно с использованием алгоритма мультиобъектной оптимизации, однако даже при использовании суперкомпьютера это может потребовать непрерывного счета на протяжении нескольких дней [29]. Поэтому мы выбрали относительно простую задачу: получение одномодового режима в спектральной области около  $\lambda = 1.05$  мкм для MBC-18 с диаметром сердцевины  $D_{\text{core}} = 20$  мкм при фиксированном отношении диаметров элементов  $d_2/d_1 = 1.15$  и  $d_3 = d_1$ . Остальные параметры структуры MBC-18 определялись путем подбора с целью получения приемлемых значений потерь на вытекание для основных и высших мод на некоторых выбранных контрольных длинах волн. Причем, поскольку на практике часть длины световода может быть прямой, а другая часть – изогнутой, при поиске подходящих параметров структуры учитывались потери как для прямого, так и для изогнутого MBC-18.

В работе [28] мы проводили расчеты для MBC-18 с элементами из фторированного кварцевого стекла, показатель преломления которого был меньше показателя преломления чистого кварцевого стекла на  $\Delta n \sim 1.5 \times 10^{-3}$ , при этом удалось получить одномодовый режим в спектральной области около 1.05 мкм лишь при радиусе изгиба до 0.25 м. В настоящей работе мы выбрали  $\Delta n = 4 \times 10^{-3}$  и поставили задачу нахождения параметров структуры MBC-18, обеспечивающих получение одномодового режима в области около 1.05 мкм при радиусе изгиба до 0.08 м. Выбор такой задачи объясняется нали-

чием распространенных вариантов катушек диаметром 0.16 м для волоконных световодов, с помощью которых можно создавать достаточно компактные устройства (например, волоконные лазеры и усилители). Также мы более подробно исследовали характеристики MBC-18 с целью лучшего понимания его свойств и возможностей дальнейшего улучшения его параметров для решения конкретных практических задач.

### 3. Результаты расчетов

Численные расчеты характеристик MBC-18 проводились с использованием метода конечных элементов (FEM) с цилиндрическим идеально согласованным слоем (perfectly matched layer (PML)), параметры которого обеспечивают необходимую точность нахождения потерь на вытекание при ограниченном размере модельной структуры. С физической точки зрения PML-слой можно считать материалом с практически идеальным поглощением. На рис.1 PML-слой условно обозначен темно-серым кольцом. В качестве материала для MBC-18 было выбрано кварцевое стекло с показателем преломления  $n_{\text{sil}}$ , который определялся с помощью уравнения Селлмейера [30].

#### 3.1. Прямой MBC-18

На рис.2 приведены пространственные распределения интенсивности двух поляризаций (обозначены красными стрелками) основной моды (1 и 2) и четырех высших мод (условно обозначены цифрами от 3 до 6 в порядке убывания действительной части их эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}$ ) на длине волны 0.9 мкм для прямого MBC-18 при выбранных нами параметрах  $d_1/\Lambda_1 = 0.795$ ,  $\Lambda_2/\Lambda_1 = 1.226$  и  $\Lambda_3/\Lambda_1 = 1.103$ . Отметим, что приведенный на рис.1 вариант MBC-18 имеет другие параметры, выбранные только для иллюстрации.

Моды 1 и 2 относятся к типу  $HE_{11}$  и различаются только поляризацией; мода 3 относится к типу  $TM_{01}$ , моды 4 и 5 – к типу  $HE_{21}$ , мода 6 – к типу  $TE_{01}$  [31]. Потери на вытекание  $\alpha$  (в дБ/м) определялись по получаемой в расчетах мнимой части эффективного показателя преломления  $k_{\text{eff}}$  с помощью выражения [32]

$$\alpha = \frac{20}{\ln 10} \frac{2\pi}{\lambda} k_{\text{eff}}. \quad (1)$$

На рис.3 приведены спектральные зависимости потерь на вытекание для основных и высших мод MBC-18 в диапазоне 0.75–1.65 мкм, а также обозначены уровни потерь 0.1 и 1.0 дБ/м, которые позволяют определять границы одномодового режима [18]. Видно, что для прямого MBC-18 спектральный диапазон одномодового режима составляет 0.98–1.62 мкм.

Следует отметить, что при длинах волн свыше  $\sim 0.9$  мкм заметная доля интенсивности высших мод 3–6 находится между слоями отверстий (для удобства назовем эту область «кольцевым зазором»). При этом наблюдаются дополнительные моды, которые в сердцевине MBC-18 имеют такие же пространственные распределения интенсивности, как и соответствующие моды 3–6, но иные соотношения интенсивностей в сердцевине и в кольцевом зазоре, а также другие уровни потерь на вытекание. Кроме того, эти моды немного различаются значе-

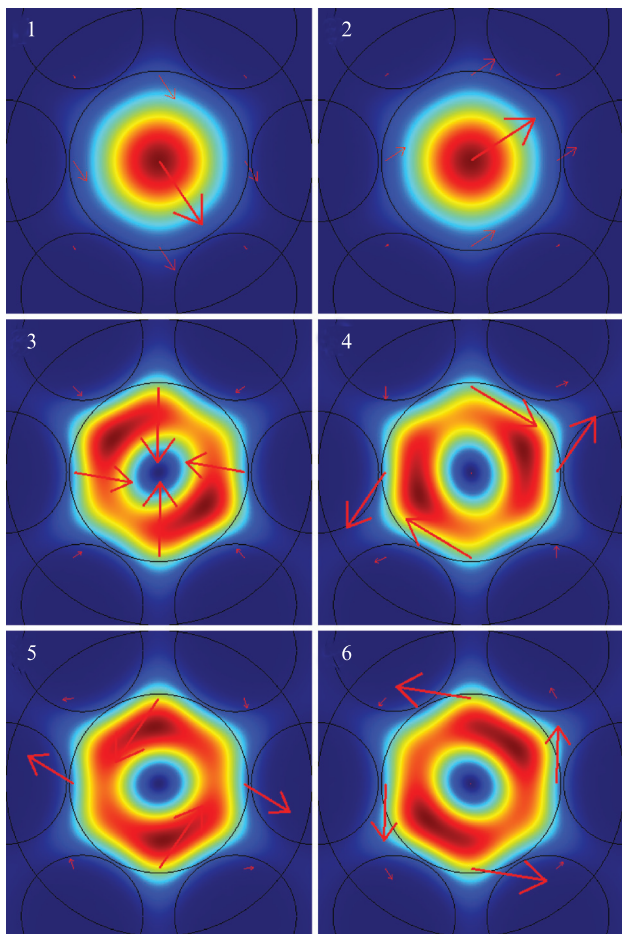


Рис.2. Пространственные распределения интенсивности фундаментальных (1, 2) и высших (3–6) мод прямого МВС-18 при  $d_1/\Lambda_1 = 0.795$ ,  $d_2/d_1 = 1.15$ ,  $d_3/d_1 = 1.0$ ,  $\Lambda_2/\Lambda_1 = 1.226$  и  $\Lambda_3/\Lambda_1 = 1.103$  для длины волны 0.900 мкм.

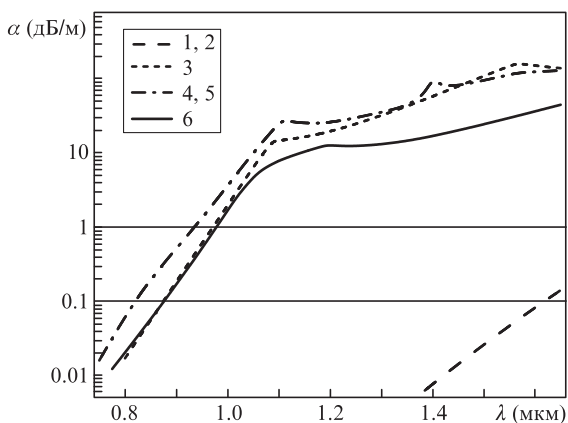


Рис.3. Спектральные зависимости потерь на вытекание прямого МВС-18 для основных (1, 2) и высших (3–6) мод.

ниями действительных частей  $n_{eff}$ , поэтому обозначим их  $M_a$ ,  $M_b$ ,  $M_v$  и т. д. (где  $M$  – номер моды от 3 до 6) в порядке уменьшения их  $n_{eff}$ . Поскольку для нашей задачи – нахождение спектрального диапазона одномодового режима МВС-18 – главным является определение минимальных потерь для высших мод, то для приведенных на рис.3 спектральных зависимостей мы естественным образом выбирали из нескольких мод  $M_i$  только ту, которая имела меньшие потери на вытекание для конкретной длины

волны (для каждого номера  $M$ ). Отметим, что в исследованном спектральном диапазоне моды с номерами  $M_v$  (и далее) имеют значительно большие потери, чем моды  $M_a$  и  $M_b$ , и поэтому не рассматриваются.

Для иллюстрации сказанного на рис.4 приведены пространственные распределения интенсивностей мод 3а и 3б для длин волн 0.900, 1.050, 1.089 и 1.567 мкм, а на рис.5 – спектральные зависимости потерь на вытекание для этих мод. Мы видим, что практически во всем исследованном спектральном диапазоне моды 3а и 3б в значительной степени локализованы и в сердцевине и в кольцевом зазоре (в оболочке), т. е., строго говоря, они не являются модами сердцевины в чистом виде и их необходимо рассматривать как высшие моды МВС-18 в целом.

Как следует из рис.4, основное различие мод 3а и 3б заключается в ориентации вектора электрического поля в

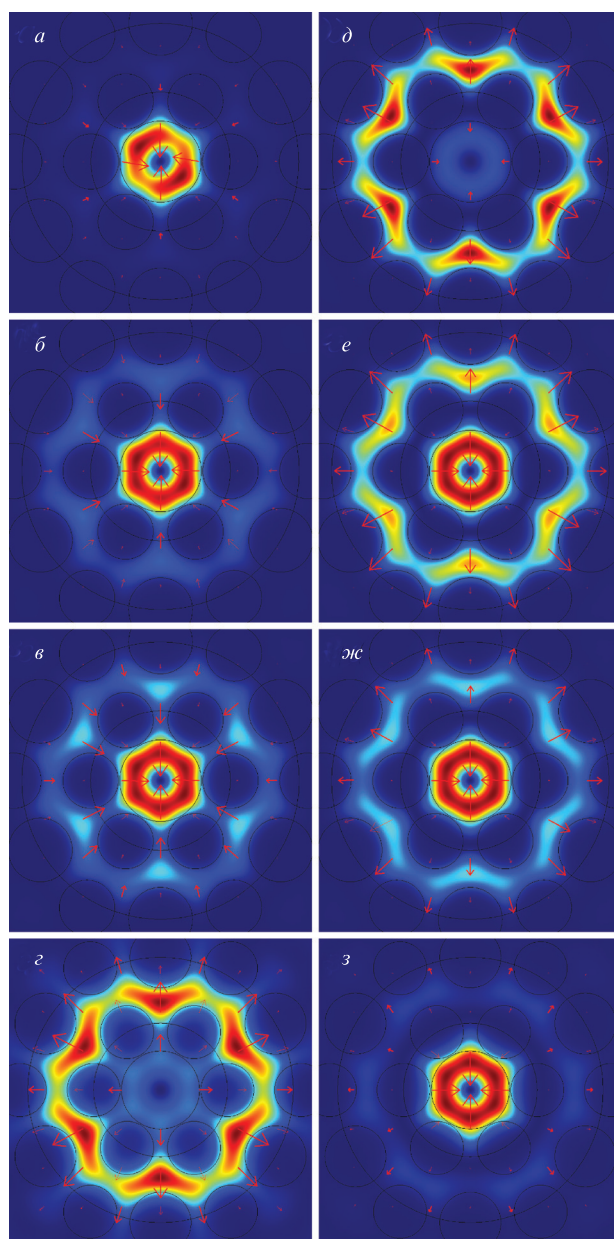


Рис.4. Пространственные распределения интенсивности мод 3а (а–з) и 3б (д–з) прямого МВС-18 для длин волн 0.900 (а, д), 1.050 (б, е), 1.089 (в, ж) и 1.567 мкм (з, з).

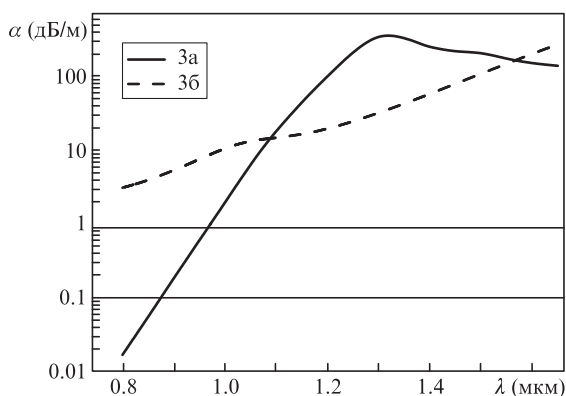


Рис.5. Спектральные зависимости потерь на вытекание прямого МВС-18 для мод 3а и 3б.

кольцевом зазоре: для моды 3а этот вектор направлен (как и вектор электрического поля моды в сердцевине МВС-18) радиально либо от сердцевины МВС-18, либо к ней, а для моды 3б векторы электрического поля в сердцевине и в кольцевом зазоре направлены в противоположные стороны. Итоговая спектральная зависимость потерь на вытекание для моды 3, показанная на рис.3, представляет собой минимум из двух кривых для мод 3а и 3б, приведенных на рис.5. Именно этим объясняется заметный «излом» в итоговой спектральной зависимости потерь на вытекание для моды 3 (см. рис.3) на длинах волн 1.089 и 1.567 мкм, где потери для мод 3а и 3б становятся равными.

Для высших мод 4, 5 и 6 картина в целом схожа, т.е. для них также наблюдаются по две близкие по пространственному распределению интенсивности в сердцевине МВС-18 моды 4а и 4б, 5а и 5б, 6а и 6б. Однако пространственные распределения интенсивности этих мод в кольцевом зазоре имеют специфический азимутальный характер, отличный от распределения для мод 3а и 3б. При этом, так же как и для мод 3а и 3б, основное различие мод Ма и Mb ( $M = 4-6$ ) заключается в разной ориентации векторов электрического поля в кольцевом зазоре. Таким образом, можно констатировать, что высшие моды МВС-18 имеют двукратное вырождение, обусловленное наличием у них дополнительных различных максимумов интенсивности в кольцевом зазоре.

### 3.2. Изогнутый МВС-18

Расчеты потерь на вытекание изогнутого МВС-18 проводились путем его замены прямым световодом с эквивалентным показателем преломления  $n_{\text{equ}}$ , определяемым с помощью выражения [33] (при изгибе по оси  $x$ )

$$n_{\text{equ}}(x, y) = n(x, y) \left(1 + \frac{x}{R}\right), \quad (2)$$

где  $n(x, y)$  – исходный профиль показателя преломления прямого МВС-18;  $R$  – радиус изгиба в метрах. Аналогичное выражение, но с заменой в (2)  $x$  на  $y$ , использовалось для расчетов потерь на вытекание МВС-18 при изгибе по оси  $y$ .

На рис.6,а приведены пространственные распределения интенсивности излучения двух поляризаций основной моды (1 и 2) и четырех высших мод (от 3 до 6 – в порядке убывания действительной части их  $n_{\text{eff}}$ ) на длине волны 0.9 мкм для изогнутого по оси  $x$  МВС-18 при радиусе изгиба  $R_x = 0.08$  м. Моды 3 и 4 относятся к типу LP<sub>11o</sub> и различаются только поляризацией, а моды 5 и 6 – к типу LP<sub>11e</sub>, и они также различаются только поляризацией [34].

На рис.6,б для сравнения приведены соответствующие распределения для МВС-18, изогнутого по оси  $y$ , при радиусе изгиба  $R_y = 0.08$  м. Поскольку, как видно из сравнения рис.6,а и б, при изгибе по оси  $y$  формы высших мод изменяются незначительно, они также условно обозначены в соответствии с их формами, по аналогии с высшими модами при изгибе по оси  $x$ , хотя их действительные части  $n_{\text{eff}}$  изменяются по-другому. Что касается основных мод 1 и 2, то их обозначение условно выбрано в порядке убывания абсолютной величины мнимой части их эффективного показателя преломления  $k_{\text{eff}}$ , т.е. в порядке убывания их потерь на вытекание. Такой выбор обеспечивает оценку снизу спектрального диапазона одномодового режима при использовании для этого основной моды 1, что гарантирует определенный запас надежности точности определения получаемых величин.

На рис.7 приведены спектральные зависимости потерь на вытекание для основных и высших мод МВС-18 при изгибах по оси  $x$  (рис.а) и по оси  $y$  (рис.б). Видно, что для изогнутых МВС-18 спектральный диапазон одномодового режима составляет 0.93–1.11 мкм при изгибе по

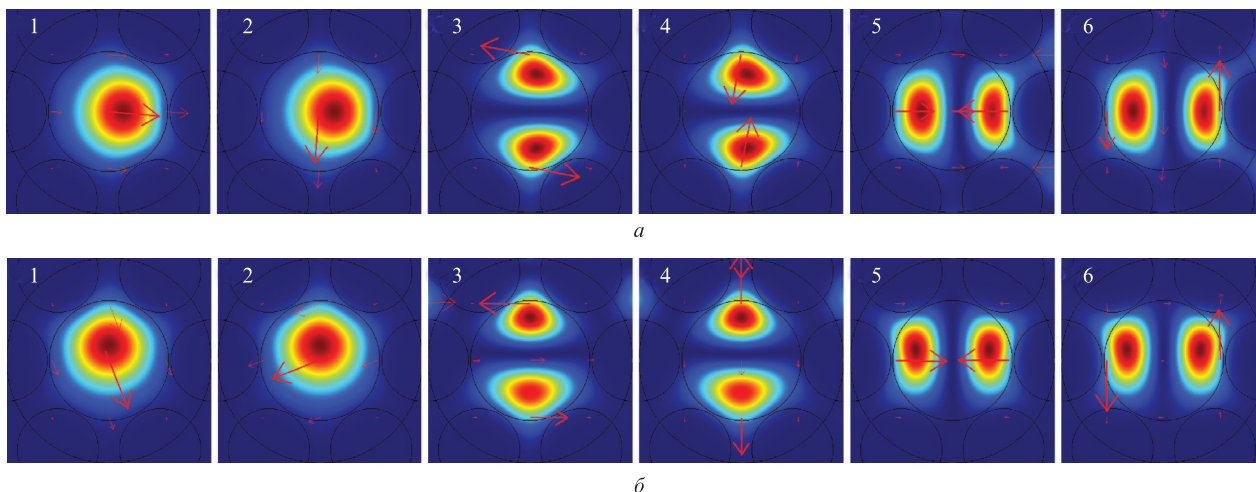


Рис.6. Пространственные распределения интенсивности фундаментальных (1, 2) и высших (3–6) мод изогнутого МВС-18 для длины волны 0.900 мкм при  $R_x = 0.08$  м (а) и  $R_y = 0.08$  м (б).

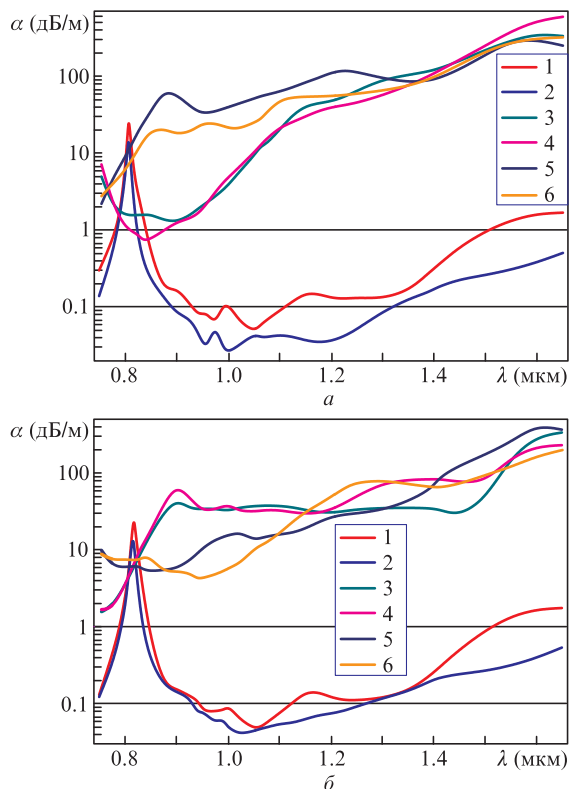


Рис.7. Спектральные зависимости потерь на вытекание изогнутого МВС-18 для основных и высших мод (1 – 6) при  $R_x = 0.08$  м (а) и  $R_y = 0.08$  м (б).

оси  $x$  и  $0.94–1.12$  мкм при изгибе по оси  $y$ , т. е. диапазоны практически совпадают. Также можно отметить практически равные потери на вытекание для основной моды 1 на длине волны  $1.05$  мкм при изгибах по разным направлениям:  $0.049$  дБ/м для  $R_x = 0.08$  м и  $0.048$  дБ/м для  $R_y = 0.08$  м.

В изогнутом МВС-18 (как и в прямом) значительная доля распределений интенсивности высших мод 3 – 6 находится в кольцевом зазоре. При этом наблюдаются дополнительные моды, которые в сердцевине МВС-18 имеют такие же пространственные распределения интенсивности, как и соответствующие моды 3 – 6, но различаются соотношениями интенсивностей в сердцевине и в кольцевом зазоре, а также уровнями потерь на вытекание. Кроме того, у них несколько разные действительные части  $n_{\text{эф}}$ , поэтому мы опять обозначим эти моды как  $M_a$ ,  $M_b$ ,  $M_v$  и т. д. ( $M$  – номер моды от 3 до 6) в порядке уменьшения их  $n_{\text{эф}}$ . Так же как и ранее для прямого МВС-18, для получения приведенных на рис.7 спектральных зависимостей, мы выбирали из нескольких мод  $M_i$  только ту, которая имела меньшие потери на вытекание для конкретной длины волны (для каждого номера  $M$ ).

Для иллюстрации сказанного на рис.8 представлены пространственные распределения интенсивностей пар мод  $M_a$  и  $M_b$  ( $M = 3–6$ ) изогнутого МВС-18 для длины волны  $1.175$  мкм при  $R_x = R_y = 0.08$  м. На рис.9 приведены спектральные зависимости потерь на вытекание для мод 5а и 5б при  $R_x = 0.08$  м. Итоговая спектральная зависимость потерь на вытекание для моды 5 (см. рис.7,а) представляет собой минимум из двух кривых для мод 5а и 5б, приведенных на рис.9. Таким образом, и в изогнутых по разным направлениям МВС-18 высшие моды как ми-

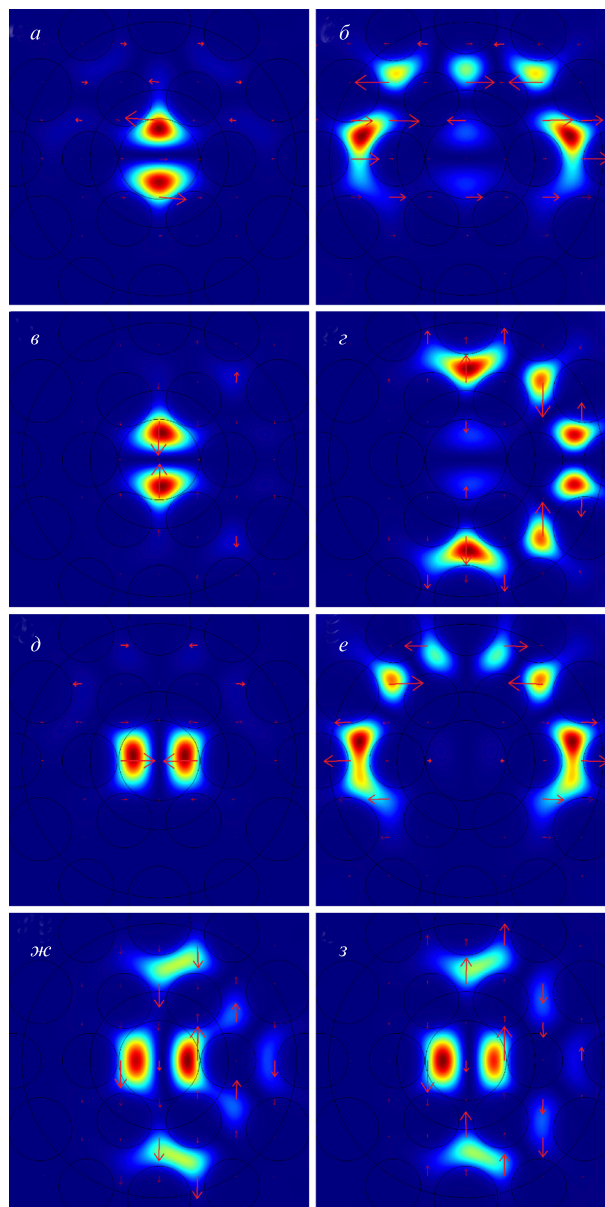


Рис.8. Пространственные распределения интенсивностей высших мод изогнутого МВС-18 на длине волны  $1.175$  мкм для мод 3а (а) и 3б (б) при  $R_y = 0.08$  м; 4а (в) и 4б (в) при  $R_x = 0.08$  м; 5а (д) и 5б (е) при  $R_y = 0.08$  м; 6а (жс) и 6б (з) при  $R_x = 0.08$  м.

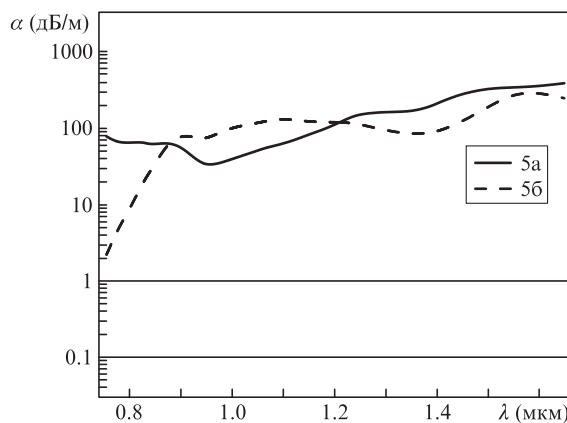


Рис.9. Спектральные зависимости потерь на вытекание изогнутого МВС-18 при  $R_x = 0.08$  м для мод 5а и 5б.

нимум двукратно вырождены, что обусловлено наличием у них дополнительных различных максимумов интенсивности в кольцевом зазоре.

#### 4. Обсуждение результатов

Возвращаясь к рис.7, отметим наличие заметных максимумов в спектральных зависимостях потерь на вытекание основных мод 1 и 2 вблизи длины волны 0.8 мкм. Хотя они находятся достаточно далеко от интересующей нас области спектра вблизи 1.05 мкм, необходимо четко понимать механизм их возникновения для учета и возможной корректировки параметров МВС-18 при расчетах для других задач. Несмотря на то что эти максимумы по форме похожи на некоторые резонансные зависимости, в действительности такое поведение потерь обусловлено присутствием вблизи этой длины волны мод 1а и 1б, а также 2а и 2б, которые имеют схожие пространственные распределения интенсивности в сердцевине МВС-18, но при этом обладают дополнительными максимумами интенсивности в кольцевом зазоре, т. е. в области оболочки.

Для иллюстрации на рис.10 показаны пространственные распределения интенсивностей мод 1а и 1б изогнутого МВС-18 при  $R_x = 0.08$  м для длин волн 0.8050, 0.8075 и 0.8150 мкм. Видно, что основное различие дополнительных максимумов для мод 1а и 1б заключается в ориентации вектора электрического поля: для моды 1а в кольцевом зазоре он направлен так же, как и вектор в сердцевине

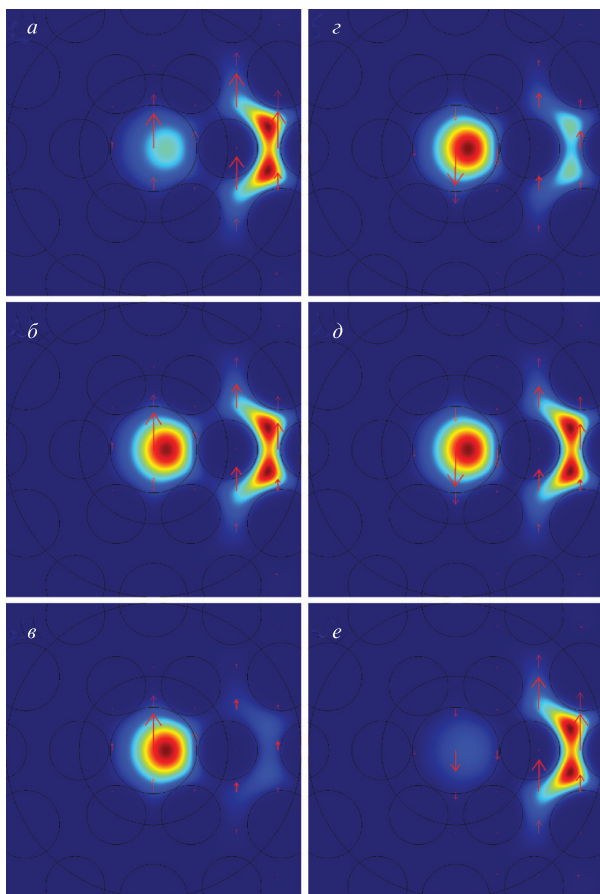


Рис.10. Пространственные распределения интенсивностей мод 1а (а–в) и 1б (г–е) изогнутого МВС-18 при  $R_x = 0.08$  м для длин волн 0.8050 (а, г), 0.8075 (б, д) и 0.8150 мкм (в, е).

не МВС-18, а для моды 1б эти векторы направлены в противоположные стороны.

На рис.11 приведены спектральные зависимости потерь на вытекание для мод 1а и 1б в диапазоне длин волн 0.771–0.849 мкм. Характер этих зависимостей вполне согласуется с представленным на рис.10 изменением интенсивностей основных и дополнительных максимумов мод 1а и 1б в кольцевом зазоре. Для моды 1а с уменьшением длины волны растет интегральная доля ее интенсивности в кольцевом зазоре, который расположен достаточно близко к внешней границе оболочки, что в итоге приводит к росту потерь моды на вытекание. Для моды 1б, наоборот, рост потерь на вытекание наблюдается с увеличением длины волны и также связан с ростом при этом интегральной доли ее интенсивности в кольцевом зазоре. Итоговая спектральная зависимость потерь на вытекание для моды 1 в этом диапазоне (см. рис.7,а) представляет собой минимум из двух кривых для мод 1а и 1б, приведенных на рис.11. Подобная картина наблюдается и для моды 2, а также для мод 1 и 2 (рис.7,б) с небольшими различиями в положениях и величинах максимумов.

На рис.11 представлена также спектральная зависимость разности эффективных показателей преломления  $n_{1a} - n_{1b}$  для мод 1а и 1б в диапазоне длин волн 0.771–0.849 мкм, которая показывает, что в центре диапазона эта разность примерно равна  $4 \times 10^{-6}$ , а на его краях превышает  $2 \times 10^{-5}$ . Важно отметить, что для моды 1а эффективный показатель преломления всегда больше, чем для моды 1б. Качественно объяснить наблюдаемую разность эффективных показателей преломления  $n_{1a} - n_{1b}$  можно, обратившись к соотношениям 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 [35] были выведены соотношения Крамерса–Кронига для эффективного индекса мод в оптических волноводах; при этом было показано, что, когда в интересующем спектральном диапазоне дисперсией и поглощением материала можно пренебречь, потери на затухание (вытекание) выступают в этих соотношениях в качестве эффективного члена потерь. Таким образом, можно сказать, что изменения потерь на вытекание приводят к соответствующим вариациям показателей преломления. Поскольку спек-

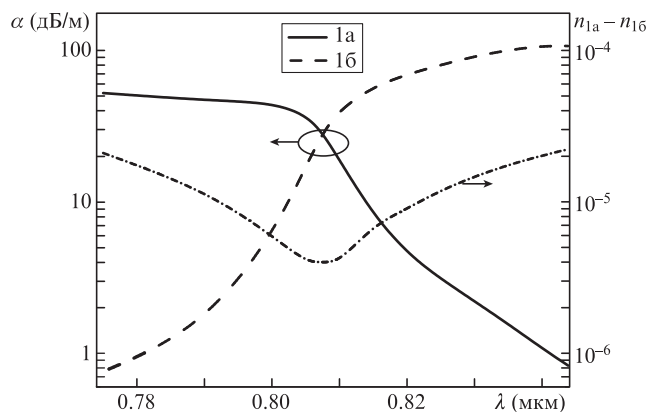


Рис.11. Спектральные зависимости потерь на вытекание изогнутого МВС-18 при  $R_x = 0.08$  м для мод 1а и 1б в диапазоне 0.771–0.849 мкм, а также разности эффективных показателей преломления  $n_{1a} - n_{1b}$  для этих мод.

тральные зависимости потерь на вытекание для мод 1a и 1б (рис.11) имеют противоположный характер, то и отклонения действительных частей эффективных показателей преломления  $n_{1a}$  и  $n_{1б}$  направлены в противоположную сторону. В итоге для разности  $n_{1a} - n_{1б}$  получается картина, представленная на рис.11.

Поскольку все эти изменения происходят в узком спектральном интервале, в целом их можно условно описать как квазирезонансную трансформацию (по мере уменьшения длины волны) основной моды сердцевинной 1a в оболочечную моду и одновременную трансформацию оболочечной моды 1б в основную моду сердцевинной. Похожая картина была ранее описана нами в работе [36], но там рассматривался МВС-30 с воздушными отверстиями и речь шла о квазирезонансной трансформации высших мод сердцевинной Ма ( $M = 3-6$ ) в оболочечные моды и об одновременной при этом трансформации оболочечных мод Мб в высшие моды сердцевинной. В нашем случае для МВС-18 высшие моды сердцевинной имеют пары (как минимум) близких мод Ма и Мб ( $M = 3-6$ ) и для прямого и для изогнутого световодов. Причем эти пары, хотя их потери на вытекание несколько различаются, наблюдаются вместе практически во всем исследованном нами спектральном диапазоне. Таким образом, в МВС-18 высшие моды имеют как минимум двукратное вырождение, обусловленное наличием у них дополнительных различных максимумов интенсивности в кольцевом зазоре. Это отличие от МВС-30 объясняется значительно меньшим контрастом показателей преломления основного материала МВС-18 (чистое кварцевое стекло) и элементов его оболочки (легированное фтором кварцевое стекло) при выбранном нами  $\Delta n = 4 \times 10^{-3}$ , тогда как у МВС-30 с воздушными отверстиями в оболочке этот контраст был примерно на два порядка больше.

Для оценки некоторых параметров МВС-18, важных с точки зрения его применений, еще раз отметим, что на практике невозможно строго контролировать ориентацию внутренней структуры МВС относительно направления изгиба, поэтому желательно знать параметры, усредненные по разным его направлениям. Точный расчет таких усредненных параметров достаточно трудоемок, поэтому можно сделать приблизительные оценки. Как мы уже отмечали, у МВС-18 спектральные диапазоны одномодового режима при изгибах по осям x и y практически совпадают, а также очень близки потери на вытекание для основной моды 1 на длине волны 1.05 мкм при изгибах по разным направлениям. Поэтому в качестве оценки можно просто взять среднее арифметическое спектральных зависимостей потерь на вытекание основных мод 1 и 2 (для неполяризованного излучения нужно усреднить и по поляризациям). Результирующая спектральная зависимость потерь на вытекание МВС-18 для основной моды при радиусе изгиба 0.08 м, полученная по данным рис.7, приведена на рис.12. Что касается высших мод, то для нас важны минимальные значения их потерь, поэтому по данным рис.7 мы сначала определили минимальные среди всех высших мод 3-6 потери на вытекание, а затем нашли их среднее арифметическое значение по двум направлениям изгиба (рис.12).

Из рис.12 видно, что для изогнутых МВС-18 спектральный диапазон одномодового режима составляет 0.93-1.26 мкм при радиусе изгиба 0.08 м, при этом потери на вытекание основной моды на длине волны 1.05 мкм составляют 0.046 дБ/м. Следовательно, в итоге с учетом

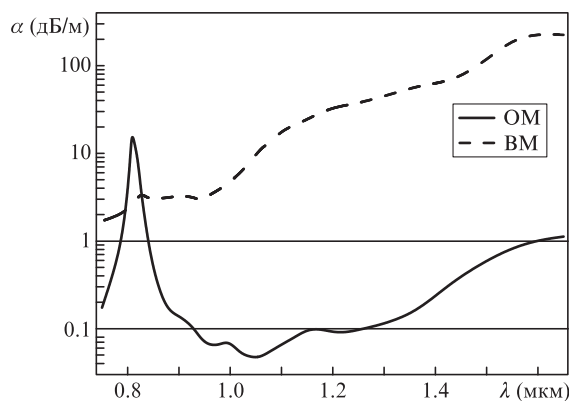


Рис.12. Усредненные по направлениям изгиба спектральные зависимости потерь на вытекание МВС-18 для основных мод (ОМ) и высших мод (ВМ) при радиусе изгиба 0.08 м.

параметров для прямого МВС-18 одномодовый диапазон составляет 0.98-1.26 мкм. Из данных рис.12 можно также оценить, что в диапазоне 1.00-1.65 мкм отношение потерь на вытекание высших мод к основной моде превышает два порядка, а в диапазоне 1.05-1.65 мкм оно больше 200.

Еще одним важным параметром МВС-18 является зависимость его потерь на вытекание от радиуса изгиба. На рис.13 приведена усредненная по описанной выше методике зависимость потерь на вытекание основной моды МВС-18 для длины волны 1.05 мкм от радиуса изгиба, изменяющегося в диапазоне 10-4 см. Отметим относительно плавный рост потерь при уменьшении радиуса изгиба от 10 до 7 см, однако затем они резко возрастают и достигают максимума вблизи 6 см, после чего снижаются. Такой характер (с очень небольшими вариациями) наблюдается для мод 1 и 2 при изгибах как по оси x, так и y, что еще раз демонстрирует важную особенность МВС-18 - относительную независимость его параметров от направления изгиба.

Что касается физического механизма такого роста потерь при радиусе изгиба около 6 см, то он обусловлен присутствием мод 1a и 1б, а также 2a и 2б, которые имеют схожие пространственные распределения интенсивности в сердцевине МВС-18, но при этом обладают дополнительными максимумами интенсивности в кольцевом зазоре, т.е. в области оболочки. Следовательно, повторяется картина, которая наблюдалась ранее при радиусе изгиба

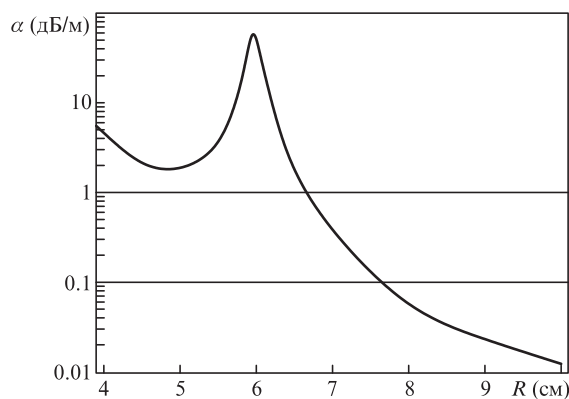


Рис.13. Усредненная по направлениям изгиба зависимость потерь на вытекание МВС-18 для длины волны 1.05 мкм от радиуса изгиба.

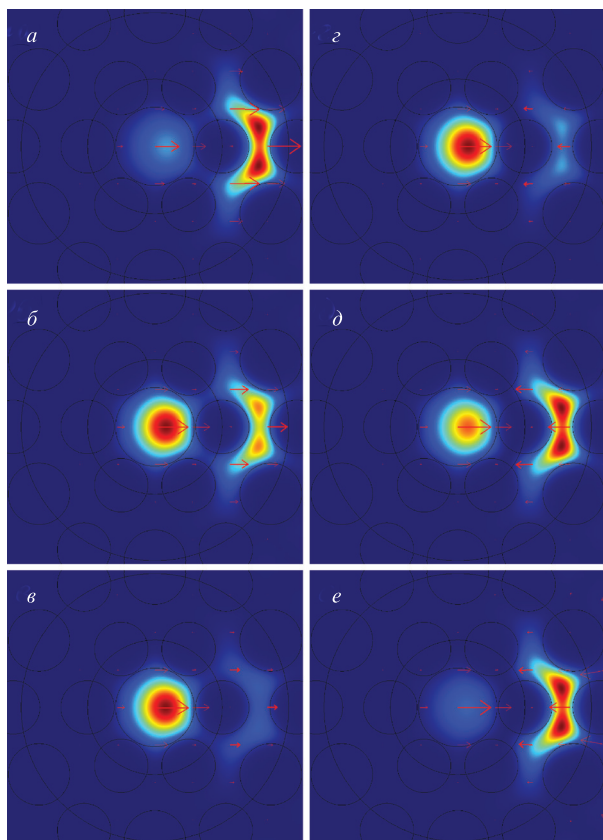


Рис.14. Пространственные распределения интенсивностей мод 1а (а–в) и 1б (г–е) изогнутого по оси  $x$  МВС-18 на длине волны 1.05 мкм для радиусов изгиба 5.85 (а, г), 5.95 (б, д) и 6.05 см (в, е).

ба 8 см для длины волны около 0.8 мкм (рис.7). Для иллюстрации на рис.14 приведены пространственные распределения интенсивностей мод 1а и 1б изогнутого по оси  $x$  МВС-18 на длине волны 1.05 мкм для радиусов изгиба 5.85, 5.95 и 6.05 см. Сравнение рис.14 с рис.10 позволяет однозначно утверждать, что работает один и тот же физический механизм: в случае рис.10 (вблизи длины волны 0.8 мкм для радиуса изгиба 8 см) по мере уменьшения длины волны имеет место квазирезонансная трансформация основных мод сердцевины 1а и 2а в оболочечные моды и при этом одновременная трансформация оболочечных мод 1б и 2б в основные моды сердцевины; в случае рис.14 (вблизи радиуса изгиба 6 см для длины волны 1.05 мкм) по мере уменьшения радиуса изгиба происходит квазирезонансная трансформация основных мод сердцевины 1а и 2а в оболочечные моды и при этом одновременная трансформация оболочечных мод 1б и 2б в основные моды сердцевины.

Хотя такой резкий рост изгибных потерь может быть нежелателен, при необходимости его можно легко устранить. Как показал анализ, проведенный нами в работе [36], положение таких максимумов зависит от величины (ширины) кольцевого зазора, поэтому для конкретной задачи необходимо просто подбирать соответствующие параметры МВС-18.

## 5. Заключение

Проведены подробные теоретические исследования характеристик оригинальных полностью стеклянных микроструктурированных волоконных световодов МВС-18.

Рассчитаны потери на вытекание фундаментальных и четырех основных высших мод в спектральном диапазоне 0.75–1.65 мкм для прямых и изогнутых МВС-18 при радиусе изгиба 0.08 м по двум ортогональным направлениям. Показано, что для МВС-18 высшие моды как минимум двукратно вырождены, что обусловлено наличием у них дополнительных различных максимумов интенсивности в кольцевом зазоре, причем как для прямых, так и для изогнутых световодов. Отмечено, что при выбранных параметрах структуры МВС-18 обладает достаточно близкими характеристиками при изгибах по разным направлениям, что является весьма важным свойством для практических применений. Показано также, что при этих параметрах МВС-18 могут работать в одномодовом режиме в спектральном диапазоне 0.98–1.26 мкм при радиусе изгиба до 0.08 м, причем потери на вытекание для изогнутого МВС-18 на длине волны 1.05 мкм составляют 0.046 дБ/м.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки (грант № 075-15-2020-912 на создание и развитие научного центра мирового уровня «Центр фотоники»).

- Kong F., Gu G., Hawkins T.W., Jones M., Parsons J., Kalichevsky-Dong M.T., Pulford B., Dajani I., Dong L. *Frontiers in Optics 2016. OSA Techn. Digest (online)* (Optical Society of America, 2016, paper FW5B.3).
- Matniyaz T., Kalichevsky-Dong M.T., Hawkins T.W., Parsons J., Gu G., Li W., Faykus M., Selee B., Dong J.A., Dong L. *Laser Congress 2018 (ASSL), OSA Techn. Digest* (Optical Society of America, 2018, paper AM6A.28).
- Wang M., Wang F., Feng S., Yu C., Wang S., Zhou Q., Zhang L., Lou F., Chen D., Hu L. *Chin. Opt. Lett.*, **17**, 071401 (2019).
- Pierron R., Chabrol G., Roques S., Pfeiffer P., Yehouessi J.-P., Bouwmans G., Lecler S. *Opt. Lett.*, **44**, 2474 (2019).
- Matniyaz T., Kong F., Kalichevsky-Dong M.T., Dong L. *Opt. Lett.*, **45**, 2910 (2020).
- Egorova O.N., Semjonov S.L., Kosolapov A.F., Denisov A.N., Pryamikov A.D., Gaponov D.A., Biriukov A.S., Dianov E.M., Salganskii M.Y., Khopin V.F., Yashkov M.V., Gurianov A.N., Kuksenkov D.V. *Opt. Express*, **16**, 11735 (2008).
- Егорова О.Н., Семенов С.Л., Вельмискин В.В., Салганский М.Ю., Яшков М.В., Гурьянов А.Н., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **40**, 1137 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 1137 (2010)].
- Kashiwagi M., Saitoh K., Takenaga K., Tanigawa S., Matsuo S., Fujimaki M. *Opt. Lett.*, **37**, 1292 (2012).
- Kashiwagi M., Saitoh K., Takenaga K., Tanigawa S., Matsuo S., Fujimaki M. *Opt. Express*, **20**, 15061 (2012).
- Saitoh S., Saitoh K., Kashiwagi M., Matsuo S., Dong L. *J. Lightwave Technol.*, **32**, 440 (2014).
- Gu G., Kong F., Hawkins T., Parsons J., Jones M., Dunn C., Kalichevsky-Dong M.T., Saitoh K., Dong L. *Opt. Express*, **22**, 13962 (2014).
- Kong F., Gu G., Hawkins T.W., Jones M., Parsons J., Kalichevsky-Dong M.T., Palese S.P., Cheung E., Dong L. *Opt. Express*, **26**, 3138 (2018).
- Matniyaz T., Li W., Kalichevsky-Dong M., Hawkins T.W., Parsons J., Gu G., Dong L. *Opt. Lett.*, **44**, 807 (2019).
- Février S., Jamier R., Blondy J.-M., Semjonov S.L., Likhachev M.E., Bubnov M.M., Dianov E.M., Khopin V.F., Salganskii M.Y., Guryanov A.N. *Opt. Express*, **14**, 562 (2006).
- Aleshkina S.S., Likhachev M.E., Pryamikov A.D., Gaponov D.A., Denisov A.N., Semjonov S.L., Bubnov M.M., Salganskii M.Y., Guryanov A.N. *Proc. SPIE*, **7714**, 771413 (2010).
- Aleshkina S.S., Likhachev M.E., Pryamikov A.D., Gaponov D.A., Denisov A.N., Bubnov M.M., Salganskii M.Y., Laptev A.Yu., Guryanov A.N., Uspenskii Y.A., Popov N.L., Février S. *Opt. Lett.*, **36**, 3566 (2011).
- Vanvincq O., Habert R., Cassez A., Baudelle K., Labat D., Delobel S., Quiquempois Y., Bouwmans G., Bigot L. *Opt. Lett.*, **45**, 1946 (2020).



18. Wong W.S., Peng X., McLaughlin J.M., Dong L. *Opt. Lett.*, **30**, 2855 (2005).
19. Dong L., Peng X., Li J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1689 (2007).
20. Rosa L., Saitoh K., Tsuchida Y., Varshney S.K., Koshiha M., Poli F., Passaro D., Cucinotta A., Selleri S., Vincetti L., in *Integrated Photonics and Nanophotonics Research and Applications* (Optical Society of America, 2008, paper IWB3). DOI: 10.1364/IPNRA.2008.IWB3.
21. Gu G., Kong F., Hawkins T.W., Foy P., Wei K., Samson B., Dong L. *Opt. Express*, **21**, 24039 (2013).
22. Calvet P., Perrin A., Gouriou P., Samson B., Hawkins T.W., Kong F., Dong L., Dupriez P., Hugonnot E. *Advanced Photonics 2014, OSA Techn. Digest (online)* (Optical Society of America, 2014, paper SoM3B.4).
23. Dong L., Li J., McKay H.A., Fu L., Thomas B.K. *Proc. SPIE*, **7195**, 71950N1 (2009).
24. Saitoh K., Tsuchida Y., Rosa L., Koshiha M., Poli F., Cucinotta A., Selleri S., Pal M., Paul M., Ghosh D., Bhadra S. *Opt. Express*, **17**, 4913 (2009).
25. Dong L., Wu T., McKay H.A., Fu L., Li J., Winful H.G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 47 (2009).
26. Dong L., McKay H.A., Marcinkevicius A., Fu L., Li J., Thomas B.K., Fermann M.E. *J. Lightwave Technol.*, **27**, 1565 (2009).
27. Saitoh K., Varshney S., Sasaki K., Rosa L., Pal M., Paul M.C., Ghosh D., Bhadra S.K., Koshiha M. *J. Lightwave Technol.*, **29**, 2609 (2011).
28. Денисов А.Н., Семёнов С.Л. *Докл. РАН. Физика, технические науки*, **497**, 12 (2021) [*Dokl. Phys.*, **66**, 64 (2021)].
29. Rashidi K., Mirjalili S.M., Taleb H., Fathi D. *J. Lightwave Technol.*, **36**, 5626 (2018).
30. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996, с. 15).
31. Guobin R., Zhi W., Shuqin L., Shuisheng J. *Opt. Express*, **11**, 1310 (2003).
32. Kuhlmev B.T., McPhedran R.C., de Sterke C.M. *Opt. Lett.*, **27**, 1684 (2002).
33. Tsuchida Y., Saitoh K., Koshiha M. *Opt. Express*, **13**, 4770 (2005).
34. Schermer R.T. *Opt. Express*, **15**, 15674 (2007).
35. Naakestad M.W., Skaar J. *Opt. Express*, **13**, 9922 (2005).
36. Денисов А.Н., Семёнов С.Л. *Квантовая электроника*, **51**, 240 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 240 (2021)].