

Оптические свойства микроструктурированных волоконных световодов на основе теллуритного стекла

Д.А.Гапонов, А.С.Бирюков

С помощью мультипольного метода рассчитаны дисперсионные характеристики и волноводные оптические потери микроструктурированных волоконных световодов со сплошной сердцевиной, в качестве материала которых предполагается использовать перспективное для волоконной оптики теллуритное стекло. Исследовано влияние геометрических параметров на оптические свойства и определены условия одномодового режима распространения излучения в таких световодах.

Ключевые слова: микроструктурированные (дырчатые) световоды, дисперсия, оптические потери, моды световода.

1. Введение

Как известно, механизмом, определяющим локализацию света в сердцевине обычных волоконных световодов, служит явление полного внутреннего отражения. При этом оптические свойства световодов существенным образом зависят от радиального профиля показателя преломления и его в принципе небольшой вариации (контраста) между областями сердцевины и оболочки.

В [1] впервые были предложены волоконные световоды из кварцевого стекла с контрастом показателя преломления Δn , значительно превышающим (в принципе, более чем на порядок величины) Δn в обычных световодах. Последнее достигается за счет наличия в оболочке таких световодов сплошных, однородных по всей длине световода продольных отверстий, расположенных в поперечном сечении относительно друг друга в том или ином порядке. Эти перспективные световоды получили название дырчатых, столь же часто их еще называют микроструктурированными световодами.

Большой контраст показателя преломления сердцевины и оболочки определяет уникальные оптические свойства дырчатых световодов. В частности, варьируя геометрию оболочки (размеры отверстий, их количество и относительное расположение), можно управлять дисперсионными свойствами световода – смещать нулевое значение его дисперсии в обе стороны спектра по отношению к длине волны нулевой материальной дисперсии, менять наклон дисперсионной кривой, добиваться неоднократного пересечения дисперсионной кривой с осью длин волн. Одномодовый режим распространения в дырчатых световодах может быть обеспечен в широком спектральном диапазоне как при сравнительно большой, так и при малой эффективной площади поперечного сечения поля моды. При этом вовсе не обязательны высокая симмет-

ричность расположения отверстий в оболочке и их одинаковые размеры.

Таким образом, основным механизмом формирования направленного излучения в микроструктурированных волоконных световодах, так же как в обычных, служит явление полного внутреннего отражения. Исследованиям свойств дырчатых световодов посвящено много теоретических и экспериментальных работ, обзоры которых можно найти в ряде монографий (см., напр., [2]).

Теоретический анализ оптических свойств микроструктурированных световодов, как и многих другие задачи электродинамики, основан на решении волнового уравнения Гельмгольца для продольных компонент поля. Известны несколько способов его полуаналитического решения, состоящих в представлении общего решения в виде разложения по различным базисам ортогональных функций. Используются, в частности, базисы тригонометрических функций в методе разложения по плоским волнам, базисы ортогональных полиномов, например Эрмита – Гаусса, и др. Однако для хорошей сходимости решения в его разложении приходится учитывать много гармоник, что отрицательно сказывается на эффективности (скорости и точности) счета. Количество гармоник в разложении можно существенно уменьшить (а следовательно, увеличить эффективность счета), приняв во внимание тот факт, что, как правило, элементы рассматриваемой структуры обладают круговой симметрией. В этом случае наиболее естественным является метод разложения компонент поля в базисе цилиндрических функций, получивший в литературе название мультипольного [3, 4].

Целью настоящей работы является анализ оптических свойств дырчатых волоконных световодов из теллуритного стекла. Дисперсионные характеристики, волноводные оптические потери и условия одномодового режима распространения света в таких световодах исследуются в зависимости от геометрических параметров структуры – общего количества отверстий в оболочке, их размеров, а также расстояния между ними. Анализ проводится с помощью упомянутого мультипольного метода.

Д.А.Гапонов, А.С.Бирюков. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: biriukov@fo.gpi.ru

Материал для исследуемых нами дырчатых световодов – стекло на основе TeO_2 – весьма перспективен для волоконной оптики. Во-первых, он обладает примерно в полтора раза более высоким показателем преломления, чем у кварцевого стекла (см., напр., [5]), и соответственно повышенным контрастом Δn сердцевина – оболочка, что облегчает возможность управления хроматической дисперсией. Во-вторых, теллуритные стекла обладают также существенно более высокими нелинейными свойствами (для некоторых из них восприимчивость третьего порядка может быть в ~ 40 раз больше, чем для кварцевых стекол [6]), что определяет перспективу применения исследуемых дырчатых световодов в качестве всевозможных нелинейных преобразователей частоты излучения. Отметим также, что температуры плавления теллуритных стекол гораздо ниже [5], чем кварцевых, что может оказаться важным с точки зрения технологии изготовления световодов.

Несмотря на то что в настоящее время материальные оптические потери в теллуритных стеклах (~ 1 дБ/м [5]) еще значительно превышают их предполагаемые низкие фундаментальные значения, с учетом ожидаемого прогресса в технологиях представляется актуальным изучение оптических свойств теллуритных световодов уже сейчас.

2. Геометрия световода и метод решения

Поперечное сечение наиболее распространенного в литературе и рассматриваемого нами типа микроструктурированных световодов изображено на рис.1. Структура представляет собой круглый стеклянный стержень с показателем преломления n и радиусом R_0 , в котором имеется N сквозных цилиндрических отверстий с диаметрами d (в рассматриваемом нами случае они одинаковы). Для типичных микроструктурированных световодов расположение отверстий в сечении соответствует гексагональной симметрии с расстоянием между центрами соседних отверстий Λ . Центральное, не занятое отверстием, место в этой симметричной структуре и его ближайшая окрестность служат сердцевинной световода. На практике снаружи стеклянный стержень имеет обо-

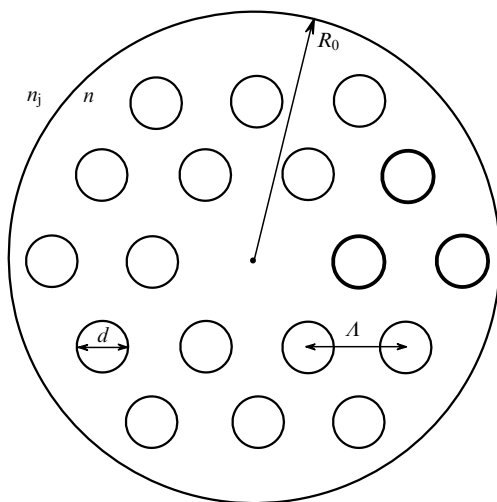


Рис.1. Поперечное сечение микроструктурированного волоконного световода (в данном примере – с двумя рядами отверстий вокруг сердцевинной).

лочку ($r \geq R_0$) из другого материала с показателем преломления n_j .

При теоретическом анализе исходим, как обычно, из уравнений Максвелла, представив их в виде волновых уравнений. При этом полагаем, что свет распространяется в среде, магнитная восприимчивость которой везде равна единице, а ее диэлектрическая проницаемость ε неизменна во времени и однородна в каждом из составляющих материалов световода (стекло, воздух, оболочка). Для монохроматической волны с частотой ω зависимости электрической (\mathbf{E}_0) и магнитной (\mathbf{H}_0) компонент поля от времени t имеют вид $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}e^{-i\omega t}$, $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}e^{-i\omega t}$. Тогда в каждом из материалов световода векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} удовлетворяют уравнениям Гельмгольца

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2 \varepsilon}{c^2}\right) \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} = 0, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме.

Учтем далее трансляционную инвариантность поля вдоль направления его распространения z , что определит зависимость компонент поля от продольной координаты в виде множителя $\exp(i\beta z)$, где β – фазовая постоянная распространения (продольная составляющая волнового вектора). Представив теперь каждый из векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} суммой поперечной и продольной составляющих,

$$\mathbf{E} = (e_t + e_z \mathbf{z}) \exp(i\beta z), \quad \mathbf{H} = (\mathbf{h}_t + h_z \mathbf{z}) \exp(i\beta z)$$

(где \mathbf{z} – единичный вектор вдоль оси z), найдем, что любая из продольных компонент поля (e_z или h_z) удовлетворяет уравнению

$$(\Delta_{\perp} + k_m^2)V = 0. \quad (2)$$

Здесь $k_m = (k_0^2 n_m^2 - \beta^2)^{1/2}$ – поперечная составляющая волнового вектора в материале световода с показателем преломления n_m ($n_m = n, 1, 0$ и n_j для стекла, воздуха и оболочки соответственно); $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число свободного пространства; λ – длина волны излучения в вакууме; $\Delta_{\perp} = \Delta - \partial^2/\partial z^2$ – поперечный лапласиан. Связь поперечных и продольных составляющих поля определяется уравнениями Максвелла.

Уравнения (2) решались, как уже сказано, с помощью мультипольного метода. Наиболее подробно и последовательно этот метод изложен в работе [7], где он был использован для анализа оптических свойств микроструктурированных световодов на основе кварцевого стекла. Вкратце суть метода состоит в том, что фундаментальные решения (2) для каждого элемента структуры световода с круговой формой поперечного сечения (всех отверстий и границы световода с радиусом R_0) записываются в локальной, связанной с данным элементом цилиндрической системе координат. Далее с использованием теоремы сложения Графа для цилиндрических функций эти решения приводятся к единой координатной системе. Поле в световоде представляется в виде суммы полей рассеяния от всех источников, каковыми являются отверстия и наружная граница световода. В свою очередь поле от каждого источника есть сумма (линейная комбинация), вообще говоря, бесконечного числа цилиндрических гармоник. Подчиняя найденные таким образом разложения полей граничным условиям на всех границах разделов в структуре, получаем систему линейных

однородных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения. Ее нетривиальное решение, как известно, существует лишь при равенстве нулю детерминанта системы. Решение последнего уравнения позволяет получить дисперсионное уравнение, связывающее при известной геометрии структуры постоянную распространения β (или эффективный показатель преломления $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$) с длиной волны излучения.

Из сказанного следует, что с помощью мультипольного метода можно рассчитывать только структуры, состоящие из цилиндрических элементов кругового сечения. Однако поскольку в данном случае не накладываются ограничения на относительное расположение этих элементов в поперечном сечении, можно анализировать дырчатые световоды с произвольным расположением круглых отверстий, вообще говоря, разного диаметра. В этом более общем случае поле в произвольной точке сечения представляется суммой парциальных вкладов от каждого из разных элементов структуры, тогда как наличие симметрии в расположении отверстий позволяет рассматривать задачу лишь в некотором секторе поперечного сечения световода. Искомое распределение найдется в результате наложения условий на компоненты поля на границах между секторами (подробнее см. [7]). В зависимости от класса симметрии скорость расчетов может быть увеличена в несколько раз по сравнению с общим случаем.

Из всего многообразия теллуритных стекол нами рассмотрено конкретное стекло химического состава $0.8\text{TeO}_2 - 0.2\text{WO}_3$ (численные коэффициенты означают мольные доли). Материальная дисперсия, определяемая известной зависимостью Селлмейера

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{1 - C/\lambda^2} + \frac{D}{1 - E/\lambda^2}, \quad (3)$$

для этого стекла известна [8]. Здесь $A = 2.4909866$; $B = 1.9515037$; $C = 5.6740339 \times 10^{-2}$; $D = 3.0212592$; $E = 225$; длина волны λ берется в микрометрах.

Корни дисперсионного уравнения рассчитываются в комплексной плоскости. При этом из-за отсутствия в литературе данных о спектральной зависимости оптических потерь в теллуритных стеклах материальные потери не учитывались, а получаемые в ходе решения величины $\text{Im}n_{\text{eff}}$ полностью определялись волноводными потерями. В дальнейшем, по мере появления достоверных экспериментальных данных о материальных потерях, они легко могут быть учтены введением мнимой части в зависимость (3).

По вычисленной действительной части $\text{Re}n_{\text{eff}}$ находилась групповая скорость v_{gr} и дисперсионный параметр D :

$$\frac{v_{\text{gr}}}{c} = \left(\text{Re}n_{\text{eff}} - \lambda \frac{d\text{Re}n_{\text{eff}}}{d\lambda} \right)^{-1}, \quad (4)$$

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}; \quad (5)$$

волноводные потери (в дБ/км) рассчитывались по формуле [9]

$$\alpha = 20k_0 \lg e \text{Im}n_{\text{eff}}, \quad (6)$$

где k_0 берется в км^{-1} .

3. Результаты и их обсуждение

Очевидно, что качественно основные оптические свойства дырчатых световодов из теллуритного стекла и известных дырчатых световодов из кварцевого стекла должны быть схожими. Однако с практической точки зрения важно иметь представление об их количественном различии. Для иллюстрации этого различия на рис.2–7 представлены результаты расчетов оптических характеристик теллуритных дырчатых световодов.

Одной из наиболее важных особенностей дырчатых световодов является существенная зависимость их дисперсионных свойств от геометрии структуры. Не менее интересна их способность поддерживать одномодовый

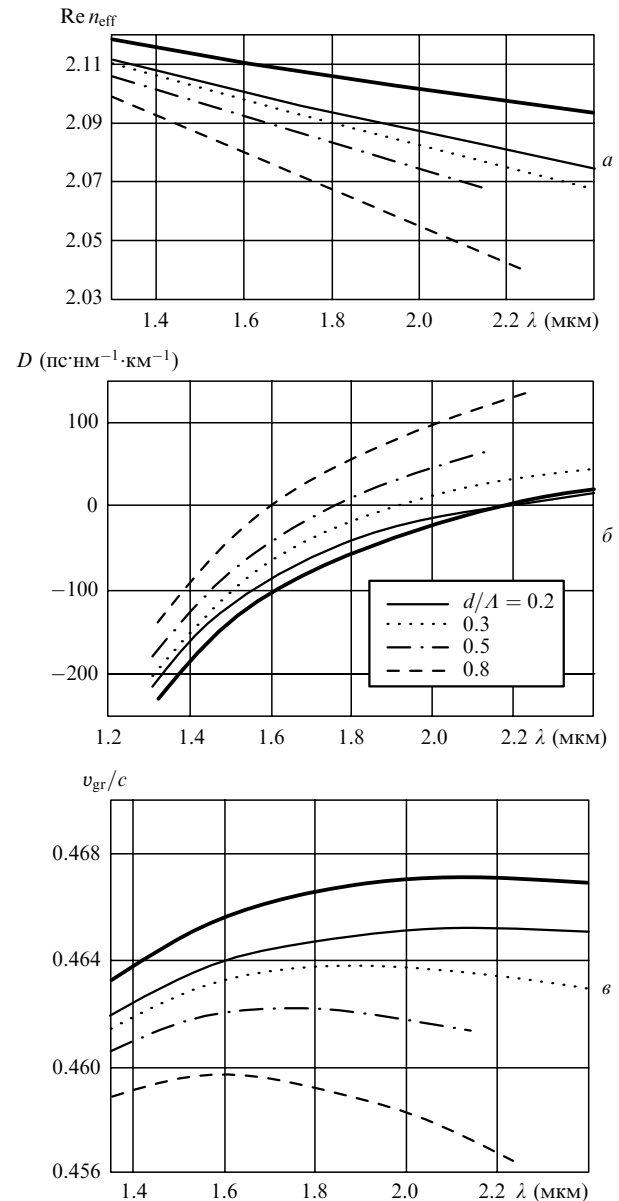


Рис.2. Спектральные зависимости эффективного показателя преломления $\text{Re}n_{\text{eff}}$ (а), дисперсионного параметра D (б) и отношения групповой скорости к скорости света в вакууме v_{gr}/c (в) от степени заполнения оболочки световода воздухом (различные значения отношения d/A) в дырчатом световоде с тремя рядами отверстий вокруг сердцевины при $A = 2.3$ мкм. Расчеты представлены для основной моды световода. Сплошными жирными кривыми показаны зависимости, отвечающие чисто материальной дисперсии (3) в случае сплошного стекла.

режим распространения излучения в гораздо более широком спектральном диапазоне, чем в обычных световодах. При этом площадь поперечного сечения поля моды также может варьироваться в очень широких пределах.

На рис.2 изображены спектральные зависимости эффективного модового показателя преломления $Re n_{eff}$, групповой скорости и дисперсионного параметра для основной моды световодов с разной геометрией. В частности видно, что чем больше в оболочке содержится воздуха, тем сильнее дисперсионные свойства световода отличаются от свойств объемного стекла, и это различие растет с увеличением длины волны света. Последнее понятно, поскольку чем больше длина волны, тем меньше при фиксированной геометрии излучение «чувствует» неоднородности структуры. Поле при этом все более равномерно распределяется в оболочке, показатель преломления которой стремится к некоторой усредненной величине, определяемой относительным содержанием воздуха. Соответственно контраст показателей преломления сердцевины и оболочки монотонно возрастает с ростом λ . И наоборот, чем меньше длина волны (λ меньше характерных размеров неоднородностей структуры), тем сильнее поле локализуется в стеклянных областях световода (в основном, вследствие полного внутреннего отражения) и тем меньше оно проникает в воздушные отверстия. По своему значению эффективный показатель преломления все больше приближается к показателю преломления стекла, так что контраст Δn уменьшается. Однако в пределе это не ведет к утрате волноводных свойств структуры, поскольку при одновременном уменьшении Δn и λ безразмерный характеристический параметр световода V стремится к некоторой постоянной величине.

Из рис.2,б видно, что нулевое значение материальной хроматической дисперсии в теллуридном стекле соответствует существенно большей длине волны (~ 2.2 мкм), чем для кварцевого стекла. В световодах к материальной дисперсии добавляется волноводная, и нулевое значение D , как и в случае кварцевых дырчатых световодов, смещается в коротковолновую область спектра. Количество рядов (слоев) отверстий вокруг сердцевины (два или более) практически не сказывается на дисперсионных характеристиках световодов, однако существенным образом влияет на волноводные потери. О величинах этих потерь дают представление рис.3 и 4. В частности из рис.3 видно, что волноводные потери быстро падают с увеличением содержания воздуха в оболочке (с ростом отношения d/A), причем при фиксированных d предпочтительны большие расстояния между отверстиями. На рис.4 показаны потери в световодах с двумя и тремя рядами отверстий. Качественно результат этого сравнения заранее очевиден и также определяется количеством воздуха в оболочке. Расчеты свидетельствуют, что волноводные потери в световоде с тремя рядами отверстий настолько малы, что суммарные потери, даже при ожидаемых в будущем малых материальных потерях, будут определяться именно последними. В этом плане вряд ли потребуются теллуридные дырчатые световоды более чем с тремя рядами отверстий.

Для нахождения области изменения геометрических параметров дырчатых световодов из теллуридного стекла, в которой реализуется одномодовый режим распространения излучения, строились зависимости потерь основной и первой высшей мод световода от расстояния

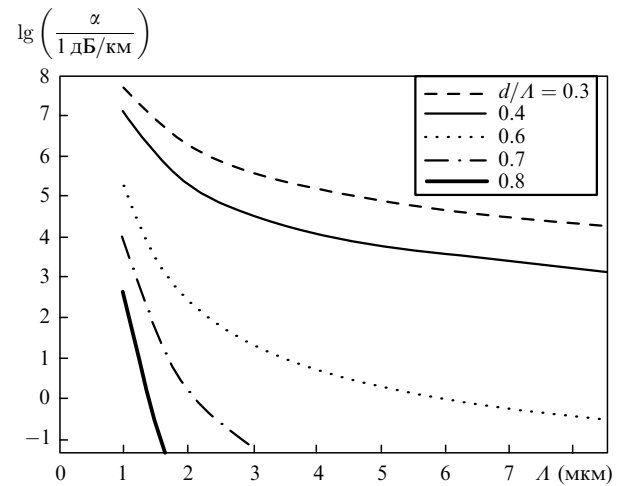


Рис.3. Зависимости волноводных потерь от расстояния L между центрами соседних отверстий для различных значений отношения d/A в дырчатых световодах с двумя рядами отверстий. Расчеты проведены для длины волны излучения $\lambda = 1.55$ мкм.

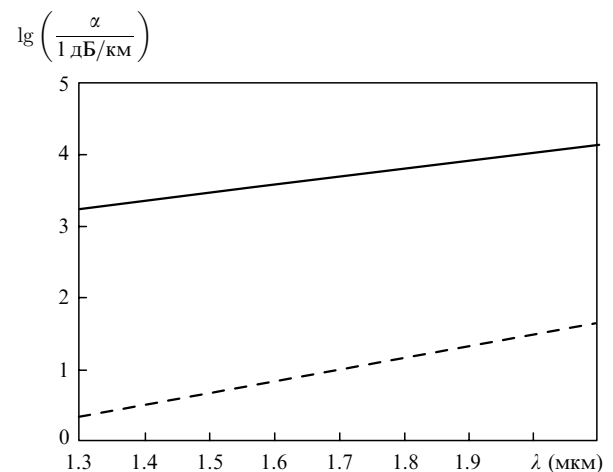


Рис.4. Волноводные потери основной моды дырчатого световода из теллуридного стекла с двумя (верхняя линия) и тремя (нижняя линия) рядами отверстий в зависимости от длины волны излучения. Кривые получены для фиксированных $A = 2.5$ мкм и $d/A = 0.5$.

между центрами соседних отверстий L при разных значениях отношения d/A . Результаты некоторых расчетов представлены на рис.5–7.

На рис.5 изображена последовательность изменения интенсивности основной моды световода (действительной части продольной компоненты вектора Пойнтинга) с уменьшением параметра L . Видно, что, начиная с некоторых значений $L < \lambda$, постепенно развивается процесс делокализации и исчезновения моды. С целью большей наглядности и детализации процесса для каждого из значений выбраны наиболее оптимальные масштаб амплитуды и поперечные размеры поля моды.

На рис.6 представлено аналогичное поведение первой из высших мод световода. Из сравнения рис.5 и 6 видно, что делокализация высших мод осуществляется заметно быстрее, чем основной моды (необходимая для делокализации область изменения параметра L заметно меньше). При этом с увеличением λ эффективный показатель преломления n_{eff} для высших мод падает быстрее, чем для основной моды, они перестают направляться структурой и световод становится одномодовым.

На рис.7 представлены результаты поиска парамет-

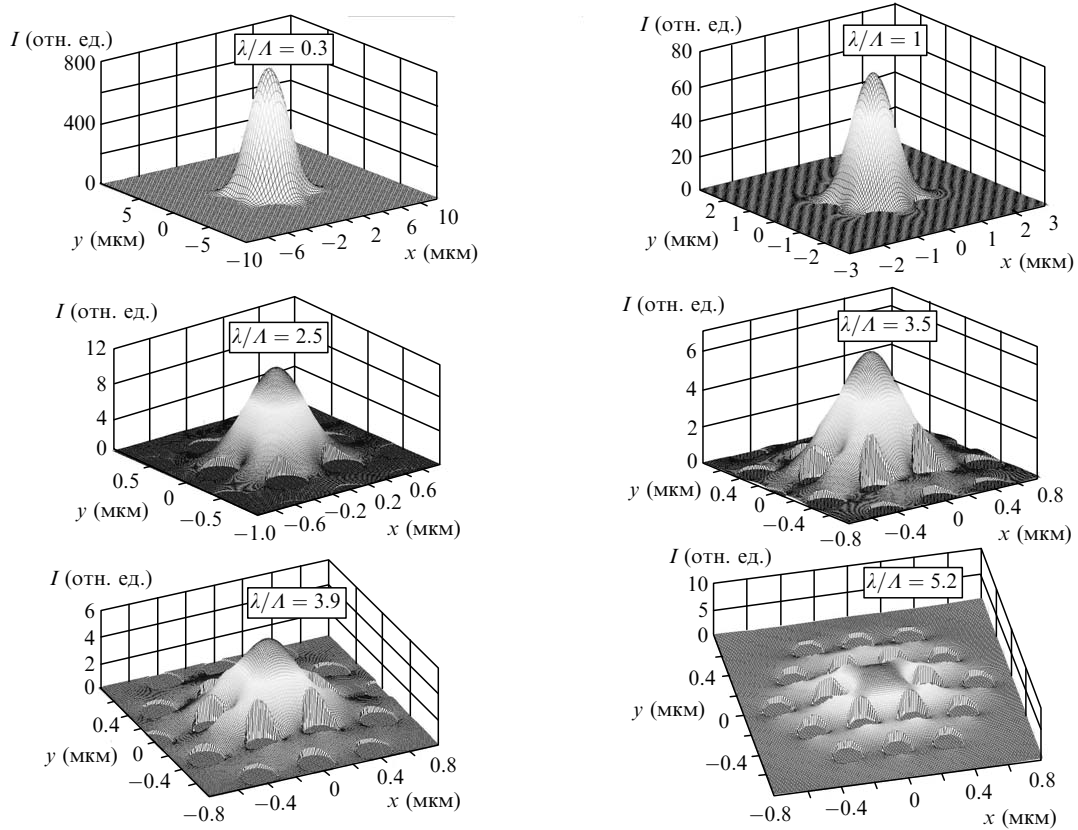


Рис.5. Эволюция интенсивности основной моды в световоде с двумя рядами отверстий в зависимости от отношения λ/A при фиксированных $d/A = 0.5$ и $\lambda = 1.55$ мкм.

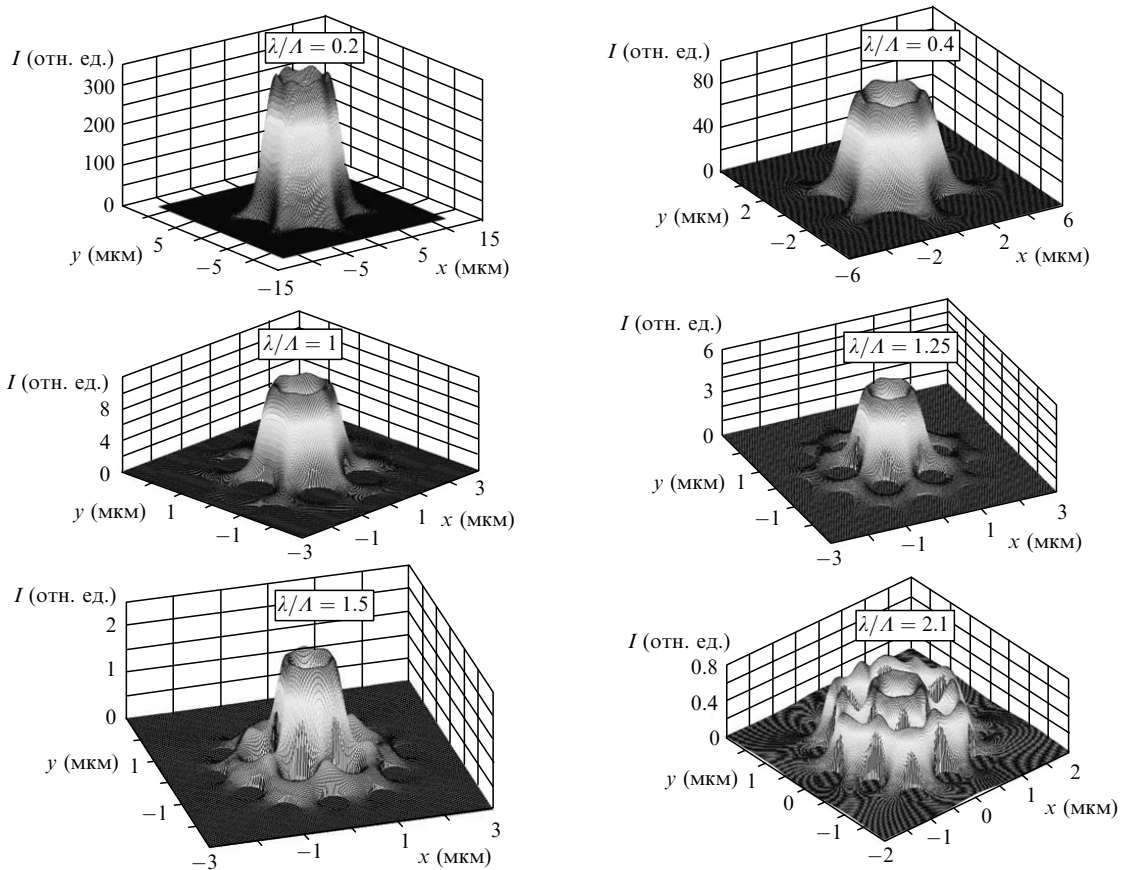


Рис.6. То же, что и на рис.5, но для второй, более высокой (следующей за основной), моды.

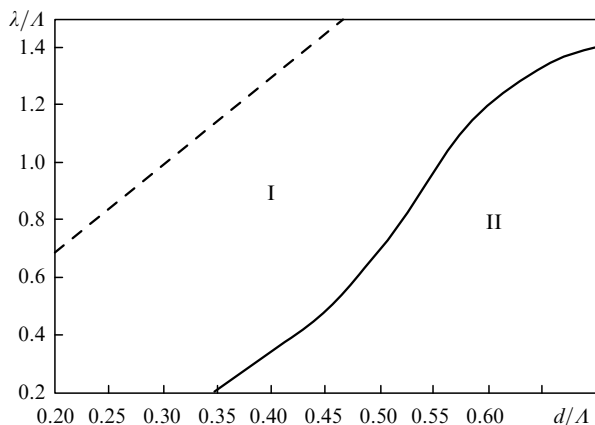


Рис.7. Области одномодового (I) и многомодового (II) режимов распространения излучения в дырчатом световоде с двумя рядами отверстий. Штриховой линией обозначена верхняя граница существования области одномодового режима (делокализации основной моды).

ров дырчатого теллуридного световода, определяющих возможность его работы в одномодовом и многомодовом режимах. Видно, что, как и в случае дырчатых световодов на основе кварцевого стекла, область одномодового режима весьма широка.

Полученные в работе данные могут быть использованы при проектировании микроструктурированных теллуридных световодов с желаемыми размером поля моды и дисперсионными свойствами.

В заключение еще раз обратим внимание на то, что волноводные оптические потери в теллуридном световоде, например, с тремя рядами отверстий весьма малы. Поэтому полные потери (с учетом материальных) будут определяться именно последними, которые из-за несовершенства технологии производства теллуридного стекла в настоящее время оцениваются величинами ~ 1 дБ/м. Теоретически предсказываемые фундаментальные материальные потери должны быть заметно меньше, чем потери для кварцевых стекол.

Авторы выражают благодарность Е.М.Дианову за предложение заняться исследованиями свойств теллуридных световодов и полезные обсуждения.

1. Knight J.C., Birks T.A., Atkin D.M., Russell P.St.J. *Techn. Dig. OFC'96 (Postdeadline Papers, 1996, Vol. 2, pap. PD3)*; Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996); *Opt. Lett.*, **22**, 484 (1997).
2. Bjarklev A., Broeng J., Bjarklev A.S. *Photonic Crystal Fibres (Boston – Dordrecht – London: Kluwer Acad. Publ., 2003)*.
3. White T.P., Kuhlmeiy B.T., McPhedran R.C., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2322 (2002).
4. Kuhlmeiy B.T., White T.P., Renversez G., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 2331 (2002).
5. Wang J.S., Vogel E.M., Snitzer E. *Opt. Mater.*, **3**, 187 (1994).
6. Nasu H., Matsushita O., Kamiya K., et al. *J. Non-Cryst. Sol.*, **124**, 275 (1990).
7. Гапонов Д.А., Бирюков А.С. *Фотон-экспресс*, № 6, 77 (2005).
8. Ghosh G. *J. Am. Ceram. Soc.*, **78**, 2828 (1995).
9. Poladian L., Issa N.A., Monro T.M. *Opt. Express*, **10**, 449 (2002).