

Численное моделирование фотонно-кристаллических световодов из теллуритно-вольфраматного стекла для применения в параметрических волоконных устройствах

В.О.Соколов, В.Г.Плотниченко, В.О.Назарьянц, Е.М.Дианов

С помощью программного пакета MIT Photonic-Bands package, предназначенного для полного векторного решения системы уравнений Максвелла с периодическими граничными условиями в базисе плоских волн, проведено численное моделирование распространения излучения в световодах, которые представляют собой точечный дефект в двумерной периодической решетке, образованной цилиндрическими отверстиями в стекле или стеклянными трубками. Отверстия и промежутки между трубками считаются заполненными воздухом. Рассмотрены одноузельные гексагональная и квадратная решетки, наиболее часто изучавшиеся как теоретически, так и экспериментально и применяемые при изготовлении фотонно-кристаллических световодов из кварцевого стекла. В качестве дефекта изучены одиночная вакансия – отсутствующий узел решетки (одно отверстие в стекле или одна из трубок заполнены тем же стеклом) и такая же вакансия, ближайшие соседи которой представляют собой отверстия большего диаметра. Полученные решения проанализированы методом эффективной площади моды. Найдены зависимости эффективного показателя преломления и дисперсии основной моды от геометрических параметров световода. Расчеты выполнены для световодов на основе теллуритно-вольфраматного стекла $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ с учетом частотной дисперсии показателя преломления.

Ключевые слова: теллуритно-вольфраматное стекло, волоконный световод, фотонные кристаллы.

В настоящей работе рассмотрены световоды, представляющие собой фрагмент двумерного фотонного кристалла с пространственно-периодической зависимостью показателя преломления в поперечном сечении и дефектом в центральной области. Последний образует сердцевину световода, а окружающая его решетка – оболочку. Такие световоды будем называть фотонно-кристаллическими световодами (ФКС).

Как известно, благодаря оболочке в виде фотонного кристалла ФКС обладают рядом свойств, отличающих их от обычных световодов. Так, ФКС могут быть одномодовыми в очень широком интервале длин волн [1]. Величина и наклон дисперсии могут сильно меняться в зависимости от геометрических параметров ФКС, что позволяет, например, сместить ее нулевое значение в область существенно более коротких длин волн, чем у стекла, получить дисперсию с малым наклоном в достаточно широком интервале длин волн или требуемое значение дисперсии на заданной длине волны [2–5]. Масштабное преобразование геометрии одномодового ФКС позволяет изменять эффективную площадь моды в широких пределах (практически на два порядка), что дает возможность управления величиной нелинейных эффектов в ФКС [4, 6].

В последнее время активно исследуются и изготавливаются ФКС на основе кварцевого стекла, $v\text{-SiO}_2$ (см., напр., [7, 8]). Однако для многих приложений необходимы материалы с более высокими значениями как показателя

преломления, так и нелинейных восприимчивостей, чем у $v\text{-SiO}_2$. К таким материалам, в частности, относятся стекла на основе TeO_2 (см., напр., [9, 10]), которые сейчас начинают успешно использовать для изготовления ФКС [11, 12].

Основной задачей настоящей работы является поиск структур ФКС на основе теллуритного стекла, наиболее подходящих для использования в волоконных параметрических устройствах (усилителях и т. п.), работающих на длине волны 1.55 мкм. Основные требования к таким ФКС заключаются в следующем:

- большая восприимчивость третьего порядка;
- возможность получения достаточно высокой плотности мощности в сердцевине световода, т. е. наличие достаточно малого диаметра сердцевины;
- нулевая эффективная дисперсия вблизи рабочей длины волны;
- одномодовость.

В работе проведено численное моделирование распространения света в световодах, представляющих собой точечный дефект в двумерной периодической решетке, образованной либо цилиндрическими отверстиями в стекле, либо стеклянными трубками, отверстия и промежутки между которыми заполнены воздухом ($\epsilon = 1$). Рассмотрены одноузельные гексагональная и квадратная решетки, наиболее часто изучавшиеся как теоретически, так и экспериментально и применяемые при изготовлении ФКС на основе кварцевого стекла. В качестве дефекта рассмотрены одиночная вакансия – отсутствующий узел решетки (одно отверстие в стекле или одна трубка, заполненные тем же стеклом) и такая же вакансия, ближайшие соседи которой представляют собой отверстия большего диаметра. На рис.1–4 показаны фрагменты соответствующих решеток в окрестности дефекта. Для изученных ФКС используются следующие названия:

В.О.Соколов, В.Г.Плотниченко, В.О.Назарьянц, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: sokolov@fo.gpi.ac.ru, victor@fo.gpi.ac.ru

Поступила в редакцию 13 октября 2005 г.

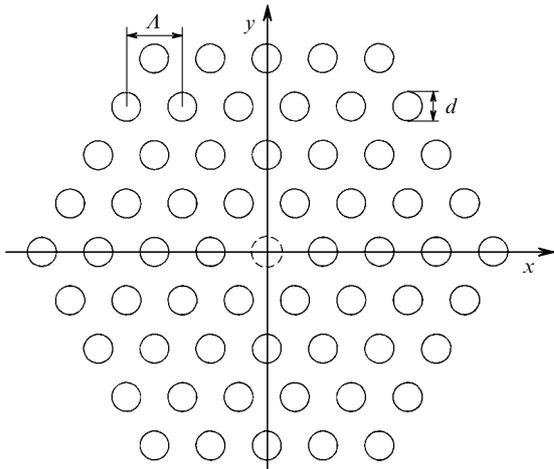


Рис.1. Фрагмент гексагональной решетки из отверстий в стекле (ФКС НН). Штриховой линией показано отсутствующее отверстие – дефект (вакансия) в регулярной решетке отверстий.

НН – ФКС, образованный заполненным центральным отверстием в простой гексагональной решетке из цилиндрических отверстий в стекле;

SH – ФКС, образованный заполненным центральным отверстием в простой квадратной решетке из цилиндрических отверстий в стекле;

НН1 – ФКС, образованный заполненным центральным отверстием в простой гексагональной решетке из цилиндрических отверстий в стекле и отверстиями первого ряда вокруг заполненного отверстия, имеющими больший диаметр;

НТ1 – ФКС, образованный заполненной трубкой в простой гексагональной решетке из цилиндрических стеклянных трубок и внутренними отверстиями трубок первого ряда вокруг заполненной трубки, имеющими больший диаметр.

Все вычисления проводились для световодов из теллуридно-вольфраматного стекла $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ (ниже – теллуритное стекло) с учетом частотной дисперсии его диэлектрической проницаемости. С целью аппроксимации экспериментальной зависимости последней в области прозрачности стекла использовалось приближение Sellmeiera в виде

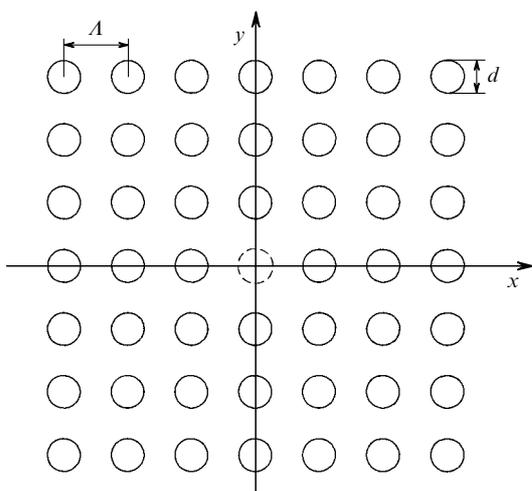


Рис.2. Фрагмент квадратной решетки из отверстий в стекле (ФКС SH). Штриховой линией показано отсутствующее отверстие – дефект (вакансия) в регулярной решетке отверстий.

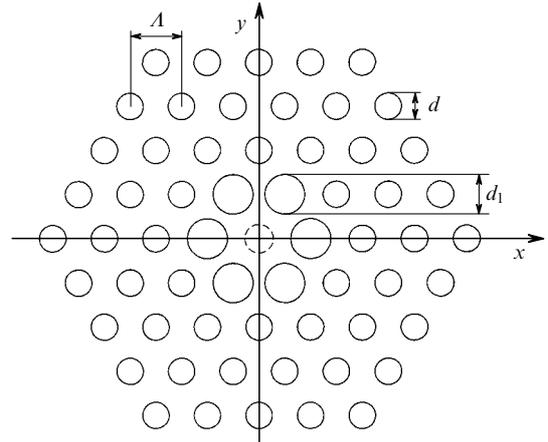


Рис.3. Фрагмент гексагональной решетки из отверстий в стекле с вакансией, окруженной отверстиями большего диаметра (ФКС НН1). Штриховой линией показано отсутствующее отверстие в центральной трубке – дефект (вакансия) в регулярной решетке отверстий.

$$\varepsilon(\lambda) = A + B(1 - C\lambda^{-2})^{-1} + D(1 - E\lambda^{-2})^{-1},$$

где коэффициенты $A = 2.4909866$, $B = 1.9515037$, $C = 5.6740339 \times 10^{-2}$ мкм², $D = 3.0212592$, $E = 225$ мкм² взяты из работы [13], длина волны λ измеряется в мкм.

Далее использованы следующие обозначения: A – период решетки, который в решетке из трубок равен, очевидно, внешнему диаметру D трубки; d – диаметр отверстий в стекле или внутренний диаметр трубки; d_1 – диаметр отверстий в стекле (внутренний диаметр трубок) первого ряда вокруг вакансии (если он отличается от d); ε – диэлектрическая проницаемость стекла; λ – длина волны падающего света в вакууме; ω – частота света; c – скорость света в вакууме; β – постоянная распространения световода; \mathbf{k} – волновой вектор; $A_{\text{eff}}^{(i)}$ – эффективная площадь i -й моды. Считается, что свет распространяется вдоль оси z (перпендикулярно плоскости решетки xy).

Согласно работе [14] эффективная площадь моды

$$A_{\text{eff}}^{(i)} = \frac{[\int I^{(i)}(\mathbf{r}_{\perp}) d^2 r_{\perp}]^2}{\int [I^{(i)}(\mathbf{r}_{\perp})]^2 d^2 r_{\perp}},$$

где \mathbf{r}_{\perp} – координаты в плоскости решетки xy ; $I^{(i)}(\mathbf{r}_{\perp})$ – интенсивность i -й моды.

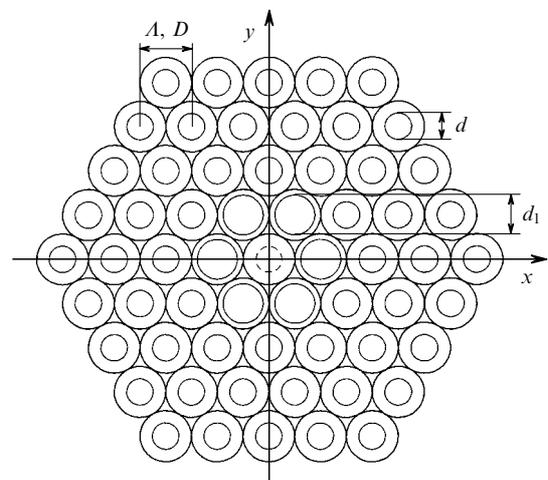


Рис.4. Фрагмент гексагональной решетки из стеклянных трубок с вакансией, окруженной трубками с другим внутренним диаметром (ФКС НТ1). Штриховой линией показано отсутствующее отверстие в центральной трубке (вакансия).

Числовая апертура NA определена в соответствии с работой [15], согласно которой в пределе дальнего поля $NA = \sin \vartheta$, где ϑ – половинный угол расхождения пучка. Числовая апертура связана с эффективной площадью моды соотношением [15]

$$NA \approx \left(1 + \pi \frac{A_{\text{eff}}}{\lambda^2}\right)^{-1/2}.$$

Эффективный показатель преломления

$$n_{\text{eff}} = \beta \frac{c}{\omega},$$

эффективная дисперсия

$$M = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda^2}.$$

Все расчеты были выполнены с помощью программного пакета MIT Photonic-Bands package [16] (ниже МРВ), который позволяет находить полностью векторные собственные функции уравнений Максвелла с периодическими граничными условиями в базисе плоских волн. Детали численных методов, особенности их реализации в пакете МРВ и работа с пакетом подробно описаны в [16, 17].

Для расчета ФКС, представляющих собой точечный дефект в двумерной периодической решетке, использовался метод расширенной ячейки [17]. В описываемых расчетах применялась ячейка с размерами 12×12 периодов решетки, в центре которой находилась вакансия. Расчеты выполнялись для центра зоны Бриллюэна (точка Г) расширенной ячейки. Такой подход дает возможность изучения локализованных мод, сосредоточенных в окрестности вакансии с диаметром порядка $4A$, которые и являются направляемыми модами ФКС. Как показали расчеты, для всех локализованных мод, описанных ниже, диаметр области локализации заметно меньше $4A$, и, следовательно, периодические граничные условия для расширенной ячейки практически не влияют на характер этих решений.

Расчеты ФКС каждого типа проводились для четырех периодов решетки, изменявшихся в пределах $1 \text{ мкм} \lesssim A \lesssim 3 \text{ мкм}$, а при каждом значении периода – для относительных диаметров отверстий (внутренних отверстий трубок) $d/A = 0.2, 0.4, 0.6$ и 0.8 . В случае световодов НН1 и НТ1 расчеты проводились также для относительных диаметров отверстий первого ряда $d_1/A = 0.6, 0.7$ и 0.8 . Для каждого набора геометрических параметров рассчитывались эффективный показатель преломления основной (первой) моды ФКС, его эффективная дисперсия, эффективная площадь трех низших мод ФКС (каждая из которых двукратно вырождена по поляризации) и числовая апертура для основной моды. На основе полученных данных выбирались значения геометрических параметров, позволяющие удовлетворить всем требованиям к ФКС для параметрических устройств, упомянутым выше, и таким образом были отобраны несколько ФКС, на свойствах которых мы остановимся далее. Для каждого из них были проведены дополнительные расчеты с геометрическими параметрами, отличающимися от оптимальных на $\pm 5\%$, с целью проверки стабильности свойств ФКС по отношению к возможному разбросу этих параметров при изготовлении световода. Все рас-

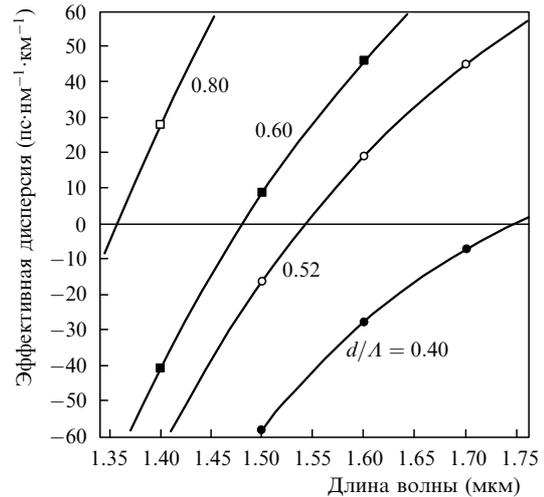


Рис.5. Спектральные зависимости эффективной дисперсии для основной моды в гексагональной решетке из отверстий в стекле $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ ($A = 1.50 \text{ мкм}$) при различных значениях относительного диаметра отверстий d/A .

четы проводились для одного и того же набора длин волн из диапазона $1.0 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 2.4 \text{ мкм}$.

ФКС НН с периодом решетки $A = 1.50 \text{ мкм}$. На рис.5 показаны зависимости эффективной дисперсии M для основной моды от длины волны при нескольких значениях относительного диаметра отверстий. Видно, что при $d = 0.52A = 0.78 \text{ мкм}$ этот ФКС имеет нулевую эффективную дисперсию на длине волны $\lambda = 1.545 \text{ мкм}$, причем наклон дисперсии в окрестности этой длины волны составляет приблизительно $0.37 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-2} \cdot \text{км}^{-1}$. На рабочей длине волны $\lambda = 1.55 \text{ мкм}$ эффективная площадь основной моды $A_{\text{eff}} = 1.3096A^2 \approx 3.0 \text{ мкм}^2$, а числовая апертура $NA \approx 0.60$. Такой ФКС является одномодовым для длин волн $\lambda \gtrsim 1.1 \text{ мкм}$.

На рис.6 показаны изменения кривой эффективной дисперсии при вариации геометрических параметров ФКС d и A . Видно, что при изменении поперечного масштаба и диаметра отверстий решетки на $\pm 5\%$ положение

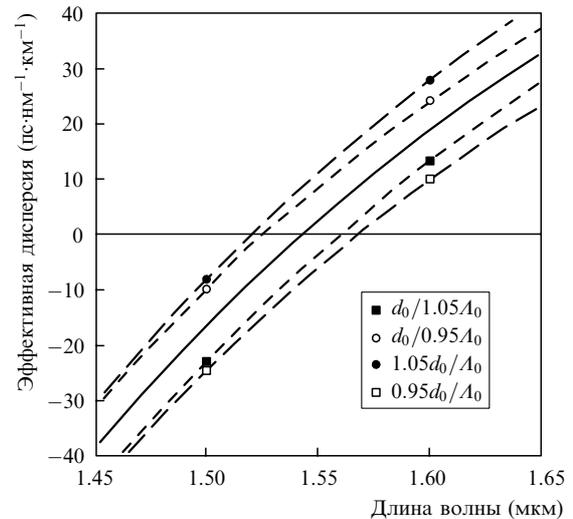


Рис.6. Влияние геометрических параметров на эффективную дисперсию для основной моды в гексагональной решетке из отверстий в стекле $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ (исходные значения: $A_0 = 1.50 \text{ мкм}$, $d_0/A_0 = 0.52$). Здесь и на рис.8, 10, 12 сплошная линия соответствует значениям $A = A_0$ и $d = d_0$.

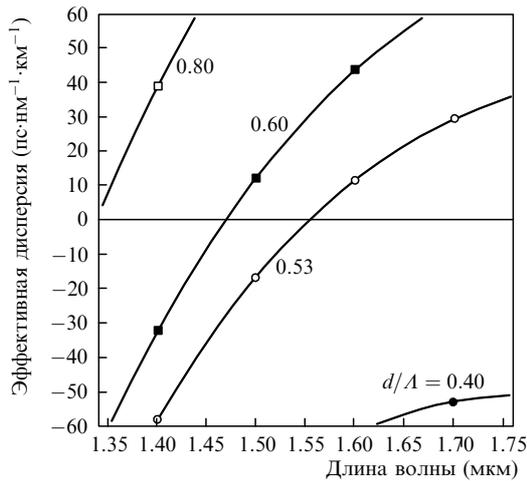


Рис.7. Спектральные зависимости эффективной дисперсии для основной моды в квадратной решетке из отверстий в стекле $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ ($A = 1.20$ мкм) при различных значениях относительного диаметра отверстий d/A .

нуля дисперсии изменяется примерно на 10 и 15 нм соответственно, а наклон дисперсии – на ~ 0.01 $\text{пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$.

ФКС Ш с периодом решетки $A = 1.20$ мкм. Из зависимостей эффективной дисперсии для основной моды от длины волны, показанных на рис.7 для нескольких значений d/A , видно, что при $d = 0.53A = 0.64$ мкм эффективная дисперсия обращается в нуль на $\lambda = 1.551$ мкм, а наклон дисперсии в окрестности этой длины волны составляет примерно 0.28 $\text{пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$. При этом эффективная площадь основной моды $A_{\text{eff}} = 0.7665A^2 \approx 2.5$ мкм^2 , числовая апертура $NA \approx 0.47$ на рабочей длине волны $\lambda = 1.55$ мкм и ФКС является одномодовым для $\lambda \gtrsim 0.9$ мкм.

Изменения кривой эффективной дисперсии при вариации геометрических параметров ФКС на $\pm 5\%$ показаны на рис.8. Изменение поперечного масштаба приводит к смещению нуля дисперсии приблизительно на 4 нм, однако уменьшение диаметра отверстий решетки на 5% сопровождается смещением нуля дисперсии на 40 нм, а увеличение – на 50 нм. Изменение наклона кривой дис-

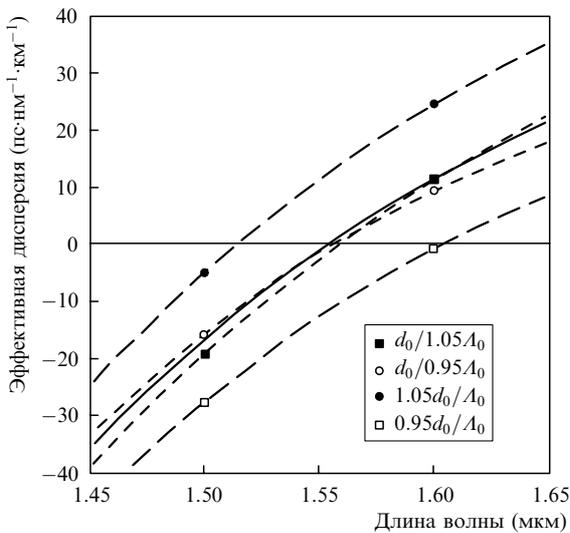


Рис.8. Влияние геометрических параметров на эффективную дисперсию для основной моды в квадратной решетке из отверстий в стекле $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ (исходные значения: $A_0 = 1.20$ мкм, $d_0/A_0 = 0.53$).

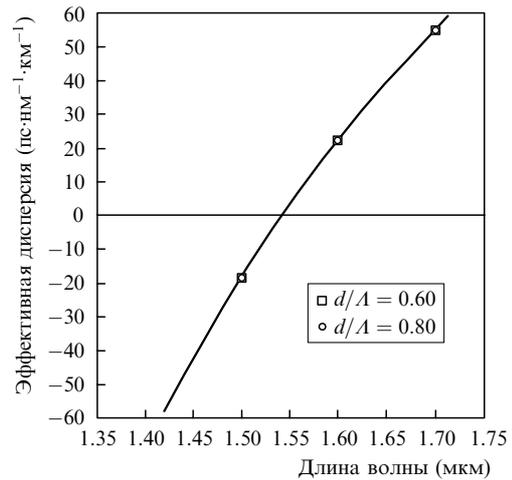


Рис.9. Спектральные зависимости эффективной дисперсии для основной моды в гексагональной решетке из отверстий в стекле $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ с увеличенным диаметром отверстий первого ряда ($A = 2.20$ мкм, $d_1/A = 0.80$) при $d/A = 0.60$ и 0.80 .

персии в первом случае составляет ~ 0.02 $\text{пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$, а во втором – 0.05 $\text{пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$.

ФКС НН1 с периодом решетки $A = 2.20$ мкм и диаметром отверстий первого ряда вокруг центрального заполненного отверстия $d_1 = 0.80A = 1.76$ мкм. Расчеты показали, что в рассматриваемом диапазоне длин волн такие структуры обладают световодными свойствами только при достаточно больших диаметрах остальных отверстий решетки, а именно, при $d \gtrsim 0.5A = 1.1$ мкм. На рис.9 представлены зависимости эффективной дисперсии для основной моды от длины волны. Из расчетов следует, что в области $d \gtrsim 0.5A$ эффективная дисперсия практически не зависит от диаметра отверстий решетки, обращаясь в нуль на длине волны $\lambda = 1.542$ мкм с наклоном ~ 0.40 $\text{пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$. На рабочей длине волны $\lambda = 1.55$ мкм эффективная площадь основной моды $A_{\text{eff}} = 0.7342A^2 \approx 3.6$ мкм^2 , а числовая апертура $NA \approx 0.41$. Такой ФКС является одномодовым на длинах волн $\lambda \gtrsim 1.1$ мкм для $d \lesssim 0.7A = 1.5$ мкм.

На рис.10 показаны изменения кривой эффективной

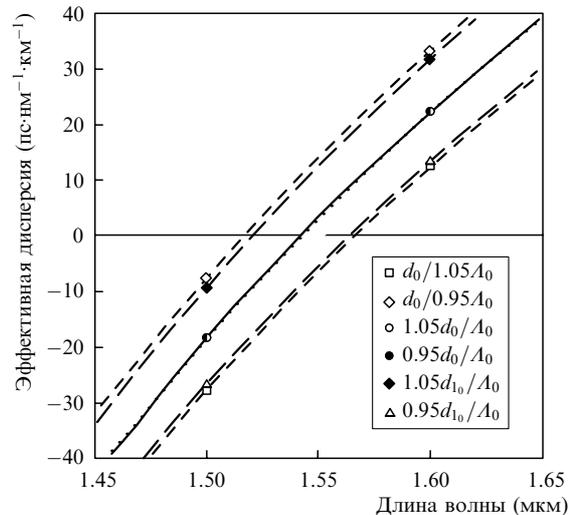


Рис.10. Влияние геометрических параметров на эффективную дисперсию для основной моды в гексагональной решетке из отверстий в стекле $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ с увеличенным диаметром отверстий первого ряда (исходные значения: $A_0 = 2.20$ мкм, $d_0/A_0 = 0.60$, $d_1/A_0 = 0.80$).

дисперсии при вариации геометрических параметров ФКС. Как следует из сказанного выше, изменение относительного диаметра отверстий решетки d/A не влияет на эффективную дисперсию. Изменение же как поперечного масштаба, так и диаметра отверстий первого ряда вокруг центрального заполненного отверстия на $\pm 5\%$ приводит к изменению положения нуля дисперсии приблизительно на 24 нм. Наклон кривой дисперсии при этом изменяется не более чем на $0.01 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$

ФКС НТ1 с периодом решетки (внешним диаметром трубок) $A = D = 2.70 \text{ мкм}$ и диаметром внутренних отверстий трубок первого ряда вокруг центральной заполненной трубки $d_1 = 0.80A = 2.16 \text{ мкм}$. Согласно расчетам, в рассматриваемом диапазоне длин волн эти структуры обладают световодными свойствами при всех практически значимых внутренних диаметрах остальных трубок, образующих решетку ($d \gtrsim 0.1A \approx 0.25 \text{ мкм}$), причем ФКС является одномодовым на длинах волн $\lambda \gtrsim 0.8 \text{ мкм}$ для $d \lesssim 0.3A \approx 0.80 \text{ мкм}$. Спектральные зависимости эффективной дисперсии для основной моды показаны на рис.11. В области $d \gtrsim 0.1A$ эффективная дисперсия от диаметра внутренних отверстий трубок практически не зависит. Дисперсия равна нулю на $\lambda = 1.548 \text{ мкм}$, а наклон дисперсии в окрестности этой длины волны составляет $0.40 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$. На рабочей длине волны $\lambda = 1.55 \text{ мкм}$ эффективная площадь основной моды $A_{\text{eff}} = 0.4564A^2 \approx 3.3 \text{ мкм}^2$, числовая апертура $NA \approx 0.42$.

Изменения эффективной дисперсии при вариации геометрических параметров ФКС показаны на рис.12. Видно, что эффективная дисперсия практически не зависит от относительного диаметра d/A внутренних отверстий трубок, образующих решетку. С изменением поперечного масштаба или диаметра внутренних отверстий трубок первого ряда d_1 на $\pm 5\%$ положение нуля дисперсии изменяется примерно на 22 и 10 нм соответственно, а изменение наклона кривой дисперсии в обоих случаях не превышает $0.01 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$.

Среди всех изученных световодов ФКС SH имеет наименьшую эффективную площадь моды, наименьший наклон дисперсии вблизи нуля последней (примерно на 25% меньше, чем у остальных ФКС) и наибольшую устойчивость кривой дисперсии к изменению поперечного

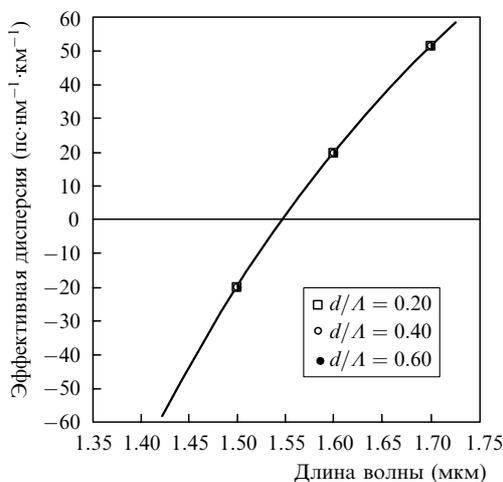


Рис.11. Спектральные зависимости эффективной дисперсии для основной моды в гексагональной решетке из трубок из стекла $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ с увеличенным диаметром внутренних отверстий трубок первого ряда ($A = 2.70 \text{ мкм}$, $d_1/A = 0.80$) при $d/A = 0.20, 0.40$ и 0.60 .

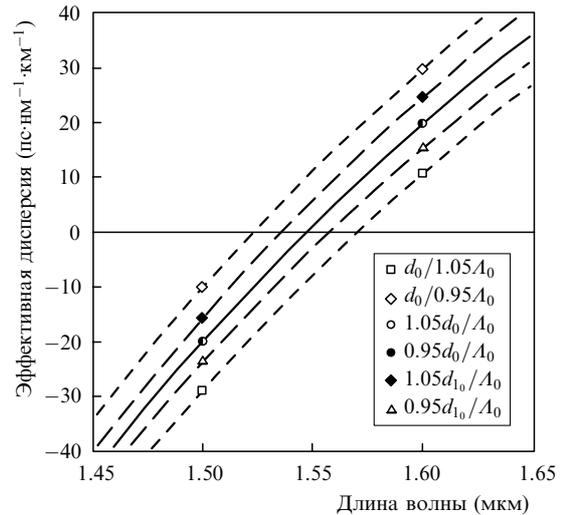


Рис.12. Влияние геометрических параметров на эффективную дисперсию для основной моды в гексагональной решетке из трубок из стекла $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ с увеличенным диаметром внутренних отверстий трубок первого ряда (исходные значения: $A_0 = 2.70 \text{ мкм}$, $d_0/A_0 = 0.20$, $d_{10}/A_0 = 0.80$).

масштаба (смещение точки нулевой дисперсии приблизительно в пять раз меньше, чем у остальных ФКС). С другой стороны, ФКС SH демонстрирует наихудшую устойчивость положения нуля дисперсии к изменениям диаметра отверстий решетки (смещение точки нулевой дисперсии почти вдвое больше, чем у остальных ФКС).

Характерная особенность ФКС НН1 и НТ1 с увеличенными диаметрами отверстий первого ряда d_1 заключается в практическом отсутствии влияния диаметра d отверстий остальной части решетки на кривую дисперсии (см. рис.9 и 11). Однако поскольку d определяет число световодных мод, ФКС НН1 и НТ1 являются одномодовыми лишь при достаточно малых его значениях. Устойчивость кривой дисперсии этих ФКС к изменению поперечного масштаба оказалась приблизительно одинаковой (и близкой к таковой для ФКС НН). В случае же изменения диаметра d_1 отверстий первого ряда ФКС НТ1 оказался значительно более устойчивым, чем НН1: смещение точки нулевой дисперсии у первого вдвое меньше. Очевидно, это объясняется стабилизирующим влиянием воздушных промежутков между трубками в ФКС НТ1.

ФКС НН1 и НТ1 имеют примерно одинаковые эффективные площади основной моды, наклоны кривой дисперсии и числовые апертуры. Последние оказались наименьшими среди апертур изученных световодов. Наибольшую числовую апертуру имеет ФКС НН.

В заключение отметим, что численное моделирование описанных выше ФКС из теллуритно-вольфрамового стекла $80\text{TeO}_2 - 20\text{WO}_3$ ($n \approx 2.11$ на длине волны 1.5 мкм) с учетом частотной дисперсии показателя преломления позволяет предложить несколько вариантов конструкции световодов из стекла указанного состава для волоконных параметрических устройств.

1. ФКС, образованный заполненным центральным отверстием в простой гексагональной решетке из цилиндрических отверстий в стекле с расстоянием между центрами отверстий $A = 1.50 \text{ мкм}$ и диаметром отверстий $d = 0.78 \text{ мкм}$. Такой световод будет иметь нулевую дисперсию на длине волны $\lambda = 1.545 \text{ мкм}$ с наклоном дис-

персии около $0.37 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$, будет одномодовым для длин волн $\lambda \gtrsim 1.1 \text{ мкм}$ и будет иметь эффективную площадь основной моды $A_{\text{eff}} \approx 3.0 \text{ мкм}^2$ и числовую апертуру $\text{NA} \approx 0.60$ на рабочей длине волны 1.55 мкм .

2. ФКС, образованный заполненным центральным отверстием в простой квадратной решетке из цилиндрических отверстий в стекле с расстоянием между центрами отверстий $A = 1.20 \text{ мкм}$ и диаметром отверстий $d = 0.64 \text{ мкм}$. Этот световод будет иметь нулевую дисперсию на длине волны $\lambda = 1.551 \text{ мкм}$ с наклоном дисперсии около $0.28 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$, будет одномодовым для длин волн $\lambda \gtrsim 0.9 \text{ мкм}$ и будет иметь эффективную площадь основной моды $A_{\text{eff}} \approx 2.5 \text{ мкм}^2$ и числовую апертуру $\text{NA} \approx 0.47$ на рабочей длине волны.

3. ФКС, образованные заполненным центральным отверстием в простой гексагональной решетке из цилиндрических отверстий в стекле с расстоянием между центрами отверстий $A = 2.20 \text{ мкм}$, диаметром отверстий первого ряда вокруг заполненного отверстия $d_1 = 1.76 \text{ мкм}$ и диаметром остальных отверстий в диапазоне $1.1 \text{ мкм} \lesssim d \lesssim 1.5 \text{ мкм}$. Для отверстий любого диаметра из этого диапазона такие световоды будут иметь нулевую дисперсию на длине волны $\lambda = 1.542 \text{ мкм}$ с наклоном дисперсии около $0.40 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$, эффективную площадь основной моды $A_{\text{eff}} \approx 3.6 \text{ мкм}^2$ и числовую апертуру $\text{NA} \approx 0.41$ на рабочей длине волны 1.55 мкм , а также будут одномодовыми для длин волн $\lambda \gtrsim 1.0 \text{ мкм}$.

4. ФКС, образованные заполненной трубкой в простой гексагональной решетке из цилиндрических стеклянных трубок с расстоянием между центрами (внешний диаметр) $A = D = 2.70 \text{ мкм}$, диаметром внутренних отверстий трубок первого ряда вокруг заполненной трубки $d_1 = 2.16 \text{ мкм}$ и диаметром внутренних отверстий остальных трубок в диапазоне $0.25 \text{ мкм} \lesssim d \lesssim 0.80 \text{ мкм}$. Для трубок с внутренними отверстиями любого диаметра из этого диапазона такие световоды будут иметь нулевую

дисперсию на длине волны $\lambda = 1.548 \text{ мкм}$ с наклоном дисперсии около $0.40 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-2}\cdot\text{км}^{-1}$, эффективную площадь основной моды $A_{\text{eff}} \approx 3.3 \text{ мкм}^2$ и числовую апертуру $\text{NA} \approx 0.42$ на рабочей длине волны 1.55 мкм , а также будут одномодовыми для длин волн $\lambda \gtrsim 0.8 \text{ мкм}$.

1. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St-J. *Opt. Lett.*, **22**, 961 (1997).
2. Mogilevtsev D., Birks T.A., Russell P.St.-J. *Opt. Lett.*, **23**, 1662 (1998).
3. Bennett P.J., Monro T.M., Richardson D.J. *Opt. Lett.*, **24**, 1203 (1999).
4. Broderick N.G.R., Monro T.M., Bennett P.J., Richardson D.J. *Opt. Lett.*, **24**, 1395 (1999).
5. Ferrando A., Silvestre E., Moret J.J., Andrés P. *Opt. Lett.*, **25**, 790 (2000).
6. Knight J.C., Birks T.A., Gregan R.F., Russell P.St.-J., de Sandro J.-P. *Electron. Lett.*, **13**, 1347 (1998).
7. Бирюков А.С., Дианов Е.М. В сб.: *Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства* (Калуга: Изд-во Н.Бочкаревой, 2002, № 5, с. 6).
8. Eberly J.H. *Optics Express*, **9**, 674 (2001).
9. El-Mallawany R.A.H. *Tellurite Glasses Handbook* (New York: CRC Press, 2002).
10. Stegeman R., Jankovic L., Kim H., Rivero C., Stegeman G., Richardson K., Delfyett P., Guo Y., Schulte A., Cardinal T. *Opt. Lett.*, **28**, 1126 (2003).
11. Hu E.S., Hsueh Y.-L., Marhic M.E., Kazovsky L.G. *Proc. 28th Europ. Conf. Opt. Communi.* (Copenhagen, Denmark, 2002, paper 3.2.3).
12. Mori A., Shikano K., Enbutsu K., Oikawa K., Naganuma K., Kato M., Aozasa S. *Proc. 30th Europ. Conf. Opt. Commun.* (Stockholm, Sweden, 2004, paper 3.3.6).
13. Ghosh G. *J. American Ceramical Society*, **78**, 2828 (1995).
14. Mortensen N.A. *Opt. Express*, **10**, 341 (2002).
15. Mortensen N.A., Folkenberg J.R., Skovgaard P.M.W., Broeng J. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **14**, 1094 (2002).
16. Johnson S.G., Joannopoulos J.D. *Opt. Express*, **8**, 173 (2001).
17. Johnson S.G. *The MIT Photonic-Bands. Manual* (Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2003).