

Дисперсионные и волноводные характеристики микроструктурированных световодов из теллуритного стекла $68\text{TeO}_2-22\text{WO}_3-8\text{La}_2\text{O}_3-2\text{Bi}_2\text{O}_3$ для генерации суперконтинуума

Ю.П.Яценко, В.О.Назарьянц, А.Ф.Косолапов, М.С.Астапович, В.Г.Плотниченко,
Е.М.Дианов, А.Н.Моисеев, М.Ф.Чурбанов, В.В.Дорофеев, А.В.Чилисов, Г.Е.Снопатин

Получено высококачественное оптического качества четырехкомпонентное стекло состава $68\text{TeO}_2-22\text{WO}_3-8\text{La}_2\text{O}_3-2\text{Bi}_2\text{O}_3$ с содержанием ОН-групп $(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ мол.%. Методом интерференционной рефрактометрии измерен показатель преломления стекла в диапазоне длин волн 0.9–5.45 мкм. С использованием полученной спектральной зависимости выполнен расчет дисперсионных и волноводных характеристик микроструктурированных световодов, перспективных для генерации суперконтинуума в области 1–5 мкм.

Ключевые слова: теллуритные стекла, микроструктурированные волоконные световоды, генерация суперконтинуума.

1. Введение

В последние годы большое внимание уделяется освоению среднего ИК диапазона, что, в первую очередь, связано с многочисленными возможными применениями излучения этих длин волн в аналитической спектроскопии, поскольку большинство химических соединений имеет полосы поглощения в этом диапазоне. Интенсивные исследования проводятся в направлении создания как эффективных лазерных источников излучения, так и новых оптических материалов, обладающих малыми оптическими потерями. В настоящее время заметный прогресс достигнут в создании многокомпонентных легкоплавких стекол (халькогенидных, фторидных и теллуритных), содержащих тяжелые металлы и имеющих низкую энергию фононов и малые оптические потери в среднем ИК диапазоне. Среди большого разнообразия таких стекол хорошие перспективы для создания волоконных световодов имеют теллуритные стекла, отличающиеся стабильностью состава, широкой полосой пропускания (0.35–6 мкм), высокими значениями линейного ($n = 1.98-2.1$) и нелинейного ($n_2 = (2.5-14.8) \times 10^{-19}$ м²/Вт) показателей преломления [1–10].

Одним из наиболее интересных применений световодов из теллуритных стекол, обладающих высокими нелинейными коэффициентами, является генерация в них суперконтинуума в области среднего ИК диапазона. Для этой цели световоды должны, как правило, иметь достаточно плоскую дисперсионную характеристику в аномальной области и достаточно близкое к длине волны накачки (обычно в пределах 100 нм) положение нуля дисперсии.

Ю.П.Яценко, В.О.Назарьянц, А.Ф.Косолапов, М.С.Астапович, В.Г.Плотниченко, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: yuriya@fo.gpi.ru, kaf@fo.gpi.ru
А.Н.Моисеев, М.Ф.Чурбанов, В.В.Дорофеев, А.В.Чилисов, Г.Е.Снопатин. Институт химии высококачественных веществ РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Троишнина, 49

Поступила в редакцию 30 марта 2010 г., после доработки – 24 апреля 2010 г.

Для теллуритных стекол нуль материальной дисперсии находится достаточно далеко ($\lambda_0 \sim 2.2$ мкм) от имеющихся в ИК диапазоне длин волн фемтосекундных лазеров, таких как эрбиевые ($\lambda = 1.55$ мкм) или тулиевые ($\lambda \sim 2$ мкм). Чтобы использовать эти лазеры для накачки суперконтинуума, необходима геометрия микроструктурированных световодов. Волноводная дисперсия микроструктурированных световодов позволяет в широких пределах управлять формой дисперсионной кривой и, в частности, существенно сместить нуль дисперсии в коротковолновую область спектра.

В силу более резкой температурной зависимости вязкости теллуритных стекол по сравнению со стеклами на основе плавленого кварца изготовление из них микроструктурированных световодов со сложной структурой представляет собой более трудную технологическую задачу. Большинство изготовленных из теллуритных стекол микроструктурированных световодов содержит только один слой воздушных отверстий, и только совсем недавно авторам [8] удалось вытянуть теллуритный световод с четырьмя слоями отверстий. Кроме того, в подавляющем большинстве публикаций микроструктурированные световоды использовались для генерации суперконтинуума при накачке на длине волны 1.55 мкм. Структура же световодов, предназначенных для накачки в области генерации тулиевого лазера (вблизи 2 мкм), потенциально позволяющая получить суперконтинуум в более длинноволновой ИК области, исследована недостаточно.

В работе [5] для изготовления микроструктурированного световода было использовано теллуритное стекло системы $\text{TeO}_2-\text{ZnO}-\text{PbO}-\text{PbF}_2-\text{Nb}_2\text{O}_5$. Потери в световоде на длине волны 1.750 мкм составили 8×10^3 дБ/км. Тем не менее, высокая нелинейность стекла (коэффициент нелинейности $\gamma = 596$ Вт⁻¹·км⁻¹) и фемтосекундная длительность импульсов накачки ($T_{\text{FWHM}} = 110$ фс) позволили получить генерацию суперконтинуума в диапазоне 0.789–4.870 мкм в световоде длиной менее 1 см. В работе [6] было получено стекло состава $80\text{TeO}_2-10\text{ZnO}-10\text{Na}_2\text{O}$. Благодаря оптимизации состава стекла и многоступенчатой осушке удалось снизить концентрацию ОН-групп и

вытянуть световод из этого стекла с оптическими потерями 240–700 дБ/км на длине волны 1.550 мкм.

Одной из основных проблем при изготовлении теллуридных стекол является очистка исходных соединений от примесей, в частности, от ОН-групп – основной поглощающей примеси в области 2.5–5 мкм [11].

В настоящей работе получено высокочистое четырехкомпонентное стекло состава $68\text{TeO}_2-22\text{WO}_3-8\text{La}_2\text{O}_3-2\text{Bi}_2\text{O}_3$ с рекордно низким (на уровне $(2.7 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ мол.%) содержанием ОН-групп. Поглощение в стекле на длине волны 1.975 мкм составило 45 дБ/км. Методом интерференционной рефрактометрии измерена спектральная зависимость показателя преломления стекла во всей области его прозрачности (0.9–5.45 мкм) и проведено численное моделирование дисперсионных и волноводных характеристик для двух геометрий микроструктурированных световодов, перспективных для генерации суперконтинуума в области 1–5 мкм.

2. Получение высокочистого теллуридного стекла

Стекло состава $68\text{TeO}_2-22\text{WO}_3-8\text{La}_2\text{O}_3-2\text{Bi}_2\text{O}_3$ получали сплавлением шихты исходных высокочистых оксидов в платиновом тигле при температуре 800 °С в потоке очищенного кислорода внутри герметичного реактора из кварцевого стекла. В качестве компонентов использовали полученные в ИХВВ РАН диоксид теллура и триоксид вольфрама с массовым содержанием примесей 3d-переходных металлов не более 1×10^{-5} % каждой и особо чистые промышленные оксиды лантана и висмута, в которых массовое содержание этих примесей не превышало 1×10^{-4} %.

Молярное содержание примесей углеводородов в кислороде было ниже предела обнаружения метода газохроматографического анализа (менее $(1-5) \times 10^{-6}$ %), паров воды – не более 5×10^{-5} % (точка росы от –90 °С до –80 °С).

После завершения процесса гомогенизации расплавленное стекло выливалось в предварительно подогретые цилиндрические кварцевые формы с внутренним диаметром 17 мм. После отверждения, отжига при температуре стеклования и медленного охлаждения образец стекла извлекали из формы и подвергали механической обработке. Содержание ОН-групп ($C_{\text{ОН}}$) контролировали ме-

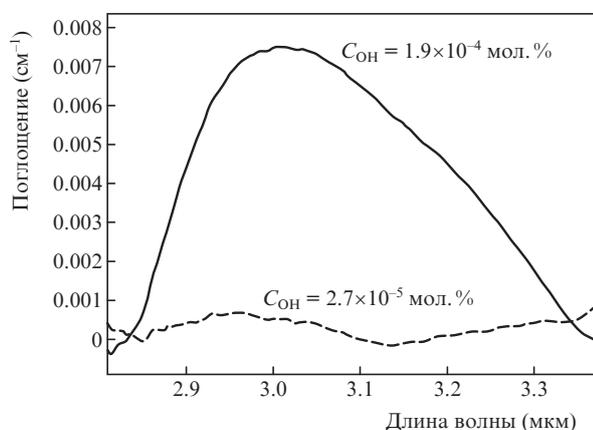


Рис.1. Полоса поглощения ОН-групп на длине волны в области 3 мкм для теллуридных стекол, полученных сушкой шихты и плавкой в потоке сухого кислорода (сплошная кривая), сушкой шихты и плавкой с применением химического реагента (штриховая кривая).

тодом ИК спектроскопии по полосе с максимумом поглощения вблизи 3 мкм. Показатель поглощения составил $0.0075-0.001 \text{ см}^{-1}$ (рис.1), что на три порядка меньше, чем в теллуридных стеклах других составов с близким содержанием TeO_2 [12, 13].

Полученное стекло по данным визуального контроля и исследований в поляризованном свете было свободно от крупных свилей и по результатам микроскопических исследований не содержало видимых неоднородностей и рассеивающих центров. Содержание лимитируемых примесей 3d-переходных металлов (Cr, Cu, Mn, Fe, Ni, Co, V) не превышало пределов обнаружения методами прямого атомно-эмиссионного и масс-спектрального анализа ($(1-5) \times 10^{-5}$ масс. %), за исключением железа, содержащегося на уровне 3×10^{-5} масс. %. Примесь платины, обусловленная загрязняющим действием материала тигля, определена на уровне $10^{-3}-10^{-4}$ масс. %. Из анионных примесей масс-спектрометрически в стекле был обнаружен также фосфор на уровне 4×10^{-5} масс. %.

Методом лазерной калориметрии [14, 15] на двух длинах волн (1.560 и 1.975 мкм) был измерен показатель объемного поглощения стекла, который составил 76 и 45 дБ/км соответственно.

3. Измерение спектральной зависимости показателя преломления стекла

Измерение спектральной зависимости показателя преломления стекла проводилось усовершенствованным методом интерференционной рефрактометрии [16]. Для этого были изготовлены плоскопараллельные пластинки с оптически полированными поверхностями трех толщин (около 0.6, 1 и 1.5 мм). Толщина образцов измерялась с точностью 0.05–0.1 мкм на голографическом длиннере ДГ-30.

Интерференционные спектры пропускания образцов измеряли на фурье-спектрометре IFS-113v (Bruker) с разрешением 0.1 см^{-1} в диапазоне $12000-1000 \text{ см}^{-1}$ (0.8–10 мкм). Также были измерены спектры пропускания образцов в диапазоне 0.35–3.3 мкм на спектрофотометре Lambda 900 (Perkin Elmer) с разрешением 4 нм, при этом отдельно определялись коэффициенты пропускания на длинах волн 2.012, 1.340 и 1.090 мкм. Из измеренных спектров пропускания пластин определяли частоту положения максимумов интерференции ν_m , которые затем использовали для определения значений показателя преломления по формуле

$$n_i(\nu_m) = \frac{m}{2h_i\nu_m}, \quad (1)$$

где $n_i(\nu_m)$ – показатель преломления i -го образца на частоте ν_m ; h_i – толщина i -го образца; m – порядок максимума, соответствующего частоте ν_m . Порядки максимумов определялись из соотношения

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{h_1}{h_2} = \text{const}. \quad (2)$$

Полученная спектральная зависимость показателя преломления представлена на рис.2. Точками показаны результаты расчета показателя преломления, полученные из абсолютных значений коэффициента пропускания на длинах волн 2.012, 1.340 и 1.090 мкм, которые служили

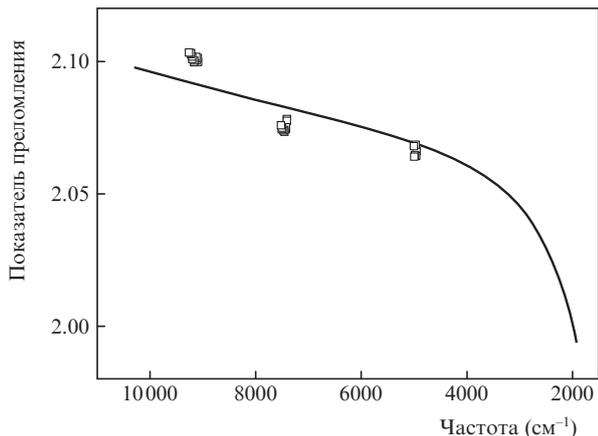


Рис.2. Спектральная зависимость показателя преломления теллуричного стекла.

начальными приближениями для расчета значений показателя преломления из положений максимумов интерференционных спектров. По нашим оценкам погрешность определения показателя преломления стекла составила 3×10^{-4} . Рассчитанные по формуле (1) значения показателя преломления (более 70 тысяч значений) были аппроксимированы обобщенной полиномиальной функцией Коши восьмой степени

$$n(\lambda) = \sum_{i=2}^8 A_i \lambda^i + C + \sum_{i=2}^8 B_i \lambda^{-i} \quad (3)$$

во всем диапазоне измерений интерференционной кривой от 0.9 до 5.45 мкм (значения коэффициентов A_i , B_i и C приведены в табл.1).

Среднеквадратичное отклонение $n(\lambda)$ от экспериментальных значений показателя преломления по всем точкам спектра составило 1×10^{-5} . Спектральные зависимости материальной дисперсии и ее наклона для исследуемого теллуричного стекла определялись дифференцированием (3); длина волны нулевой материальной дисперсии $\lambda_0 = 2.22$ мкм.

Табл.1. Значения коэффициентов аппроксимации в (3).

Коэффициент аппроксимации	Значение
C	2.07416
A_2	-2.66140×10^{-3}
B_2	2.36742×10^{-2}
A_4	-1.14815×10^{-5}
B_4	1.09489×10^{-3}
A_6	6.70703×10^{-8}
B_6	-9.14458×10^{-5}
A_8	-3.49691×10^{-9}
B_8	5.73297×10^{-5}

4. Расчет параметров микроструктурированных световодов

Выполненные во всей области высокой прозрачности измерения спектральной зависимости показателя преломления теллуричного стекла дают возможность рассчитать волноводные и дисперсионные характеристики световодов для генерации в них суперконтинуума. В данной работе исследованы характеристики двух технологически

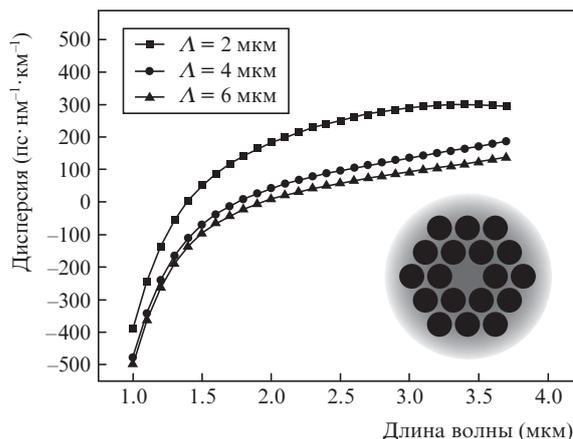


Рис.3. Зависимость дисперсии от длины волны для двухслойных микроструктурированных световодов состава $68\text{TeO}_2-22\text{WO}_3-8\text{La}_2\text{O}_3-2\text{Bi}_2\text{O}_3$, имеющих $d_{1,2}/\Lambda = 0.9$ и различный масштаб структуры.

простых структур теллуричных микроструктурированных световодов для генерации суперконтинуума при возбуждении лазерным излучением с длиной волны вблизи 2 мкм. Первая из них (показана на рис.3) имеет два слоя гексагонально расположенных отверстий с большой величиной отношения диаметра отверстий $d_{1,2}$ к расстоянию между ними Λ ($d_{1,2}/\Lambda = 0.9$). Структура второго световода состоит из четырех слоев отверстий, у которых значение $d_{1,2,3}/\Lambda$ для первых трех внутренних слоев относительно мало (менее 0.5), а для четвертого слоя $d_4/\Lambda = 0.9$ (см. рис.6).

Расчет дисперсионных характеристик производился методом конечных элементов с использованием стандартного пакета MATLAB 7.0–FEMLAB 3.1. Для оценки волноводных потерь в качестве граничных условий вводились полностью согласованные слои (Perfectly Matched Layers). При расчете эффективного показателя преломления основной моды световода использовалась полуценная в этой работе спектральная зависимость показателя преломления (3) для исследуемого стекла. Основными критериями при поиске нужной геометрии являлись:

- положение дисперсионного нуля в области 1.8–2 мкм;
- минимальные значения наклона дисперсионной кривой, эффективной площади моды и волноводных потерь.

Очевидное практическое преимущество микроструктурированных световодов с большой величиной d/Λ – это малые волноводные потери при небольшом количестве слоев. Управление дисперсионными характеристиками таких световодов в широких пределах возможно за счет изменения масштаба структуры. На рис.3 показаны дисперсионные кривые, рассчитанные для двухслойных световодов, имеющих в обоих слоях $d_{1,2}/\Lambda = 0.9$. Дисперсионная характеристика микроструктурированного световода испытывает существенный сдвиг в длинноволновую область при увеличении масштаба структуры (пропорциональное увеличение d и Λ при неизменном d/Λ). Для того чтобы перевести положение нуля из области 1.4–1.5 мкм, которая обычно используется для генерации суперконтинуума при накачке эрбиевым лазером, в область 2 мкм, масштаб структуры необходимо увеличить в 3 раза. Это сопровождается увеличением эффективной площади основной моды A_{eff} , что приводит к уменьшению коэффициента нелинейности $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda A_{\text{eff}})$. Как следует из рис.4, при $\Lambda = 2$ мкм длина волны нулевой дис-

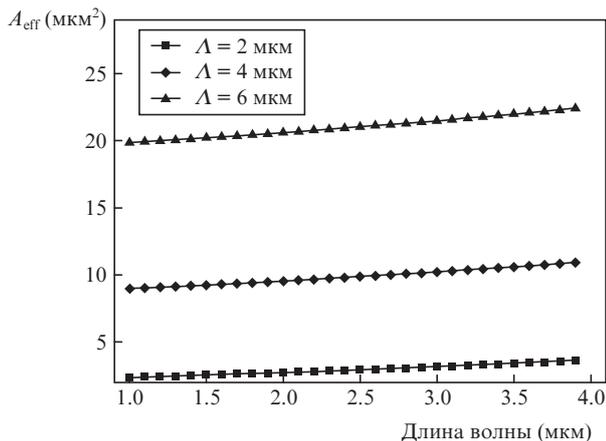


Рис.4. Зависимость эффективной площади моды A_{eff} от длины волны для теллуридных микроструктурированных световодов с $d_{1,2}/\Lambda = 0.9$ и различным масштабом структуры.

персии $\lambda_0 = 1.39 \mu\text{m}$ и эффективная площадь моды A_{eff} составляет $2.5 \mu\text{m}^2$. При $\Lambda = 6 \mu\text{m}$ имеем $\lambda_0 = 1.94 \mu\text{m}$ и $A_{\text{eff}} \sim 20 \mu\text{m}^2$, а γ становится в восемь раз меньше, чем в случае нуля дисперсии в области $1.4-1.5 \mu\text{m}$. В то же время наклон коэффициента дисперсии вблизи $\lambda_0 = 2 \mu\text{m}$ ($S = 0.14 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$) меньше, чем в области $1.4-1.5 \mu\text{m}$. Так, $S = 0.53 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$ при $\lambda_0 = 1.39 \mu\text{m}$. При нуле дисперсии в области $2 \mu\text{m}$ уменьшается также и чувствительность дисперсионной кривой к изменениям диаметра световода. На рис.5 показано, что при изменении диаметра световода в пределах $\pm 5\%$ положение нуля изменяется в пределах $\sim 40 \text{ nm}$ для $\lambda_0 = 1.95 \mu\text{m}$ ($\Lambda = 6 \mu\text{m}$) и 106 nm для $\lambda_0 = 1.39 \mu\text{m}$ ($\Lambda = 2 \mu\text{m}$).

Для микроструктурированного световода, у которого в первых трех слоях отношение $d_{1,2,3}/\Lambda = 0.4$, дисперсионная характеристика может иметь два (или более) нуля в области $1.5-4 \mu\text{m}$ (рис.6). По сравнению с рассмотренной выше двухслойной структурой световода, сдвиг нуля дисперсии к $2 \mu\text{m}$ достигается при меньшем масштабе структуры, причем максимальное значение дисперсии во всем спектральном диапазоне оказывается также меньше. Из рис.6 видно, что дисперсионная зависимость при $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ имеет два нуля ($\lambda_0 = 1.7$ и $3.7 \mu\text{m}$) и максимальное значение дисперсии в аномальной области равно $56 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. При $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ дисперсия имеет один

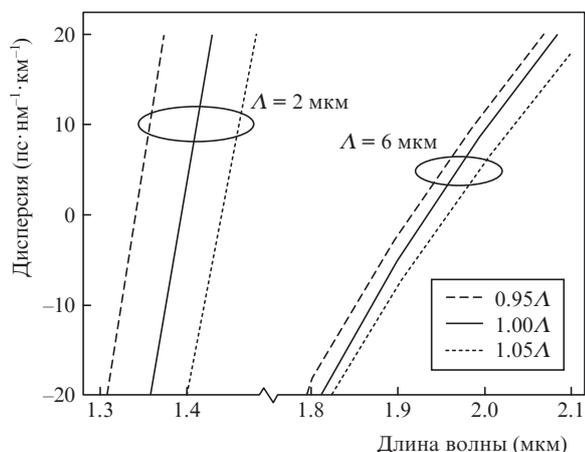


Рис.5. Смещение длины волны нулевой дисперсии при изменении масштаба в пределах $\pm 5\%$ для двухслойных микроструктурированных световодов ($d_{1,2}/\Lambda = 0.9$), имеющих нуль дисперсии в области $1.5 \mu\text{m}$ и $2 \mu\text{m}$.

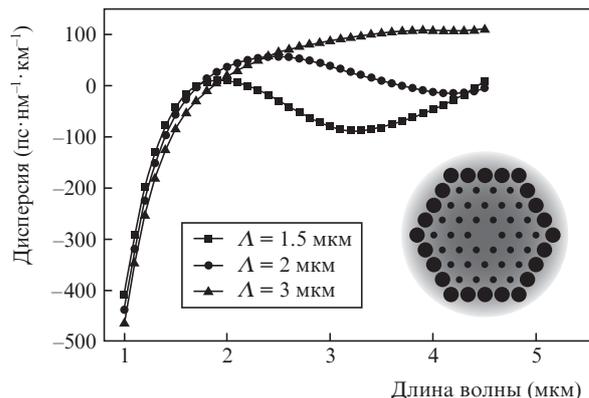


Рис.6. Зависимость дисперсии от длины волны для теллуридных микроструктурированных световодов состава $68\text{TeO}_2-22\text{WO}_3-8\text{La}_2\text{O}_3-2\text{Bi}_2\text{O}_3$ с четырьмя слоями воздушных отверстий в гексагональной симметрии, имеющих $d_{1,2,3}/\Lambda = 0.4$ и $d_4/\Lambda = 0.9$ и различным масштабом структуры.

нуль ($\lambda_0 = 1.9 \mu\text{m}$), как и в случае световода с двумя слоями отверстий, однако наклон коэффициента дисперсии вблизи первого нуля здесь меньше и составляет $S = 0.07 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-2} \cdot \text{km}^{-1}$. Характерной особенностью такого световода является более резкая зависимость эффективной площади моды и оптических потерь от длины волны. Из рис.7 следует, что при $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ A_{eff} увеличивается от 5.9 до $29 \mu\text{m}^2$ при изменении длины волны от 1 до $4.9 \mu\text{m}$. Это сопровождается заметным возрастанием потерь (более 1 dB/m) при длинах волн, превышающих $4 \mu\text{m}$ (рис.8), что несколько снижает преимущества такого световода, связанные с более высоким нелинейным коэффициентом γ в области $2 \mu\text{m}$, по сравнению с двухслойным световодом.

К главным достоинствам четырехслойной структуры световода, имеющим принципиальное значение для генерации суперконтинуума, следует отнести возможность получения плоской дисперсионной характеристики с двумя нулями в области $1.5-4 \mu\text{m}$ путем варьирования отношения $d_{1,2,3}/\Lambda$. Так, в ряде работ [17-19] установлено, что при наличии двух дисперсионных нулей можно получить значительное уширение спектра генерации суперконтинуума за счет генерации дисперсионных волн в области

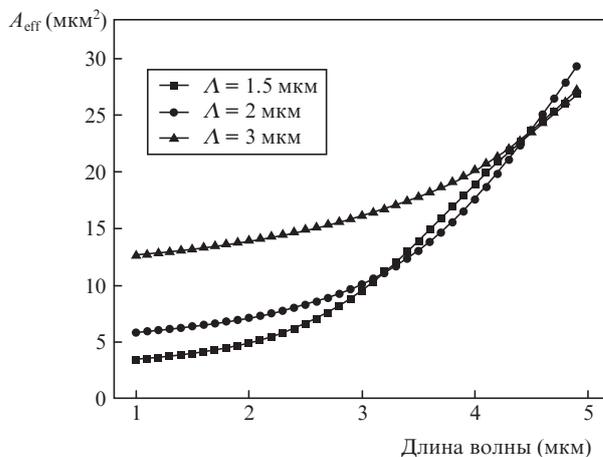


Рис.7. Зависимость эффективной площади моды A_{eff} от длины волны для четырехслойных теллуридных микроструктурированных световодов с различным масштабом структуры.

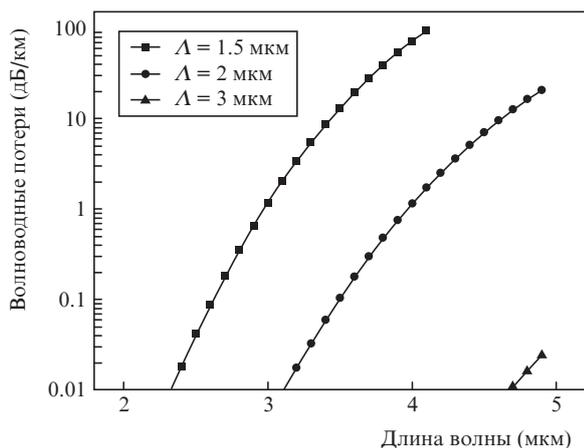


Рис.8. Зависимость волноводных потерь от длины волны для четырехслойных теллуридных микроструктурированных световодов с различным масштабом структуры.

нормальной дисперсии, граничащей как с первым, так и со вторым нулем. Механизм генерации дисперсионных волн в микроструктурированных световодах достаточно подробно изучен. При воздействии фемтосекундными импульсами накачки на длине волны, соответствующей аномальной области дисперсии вблизи первого нуля, генерация суперконтинуума начинается с формирования солитона высшего порядка. Из-за возмущений, связанных с высшими нелинейностями (эффекты самокручения фронта и комбинационного рассеяния), этот солитон разваливается на фундаментальные солитоны, распространяющиеся по световоду с различными групповыми скоростями и испытывающие сдвиг в длинноволновую область спектра. Кроме того, дисперсия высших порядков приводит к делению спектра солитона на солитонную часть и дисперсионные волны. Спектральное положение дисперсионной волны определяется условием фазового синхронизма [15]:

$$\Delta\beta = \beta(\omega_p) - \beta(\omega_{DW}) = \sum_{n \geq 2} \frac{\beta_n(\omega_p)}{n!} (\omega_{DW} - \omega_p)^n \simeq 0, \quad (4)$$

где $\beta(\omega_p)$ и $\beta(\omega_{DW})$ – постоянные распространения на угловой частоте накачки ω_p и дисперсионной волны ω_{DW} соответственно; $\beta_n(\omega_p)$ – коэффициенты разложения постоянной распространения β в ряд Тейлора в окрестности ω_p .

Количество решений ω_{DW} уравнения (4) соответствует количеству нулей дисперсионной кривой второго порядка, причем решения существуют при любой длине волны накачки в области аномальной дисперсии между нулями. Если нуль дисперсии один, из условия (4) можно сделать оценку лишь для коротковолнового края суперконтинуума. Длинноволновый край будет определяться рамановским сдвигом и затуханием солитонов вследствие потерь в световоде, и для его оценки требуется полное решение нелинейного уравнения Шредингера для конкретных параметров импульсов накачки. При двух нулях дисперсии с помощью условия (4) для конкретной длины волны накачки можно оценить максимальное значение ширины спектра суперконтинуума, которая определяется рождением дисперсионных волн в области нормальной дисперсии. Следует, однако, отметить, что эффективная передача энергии от волны накачки к дисперсионным вол-

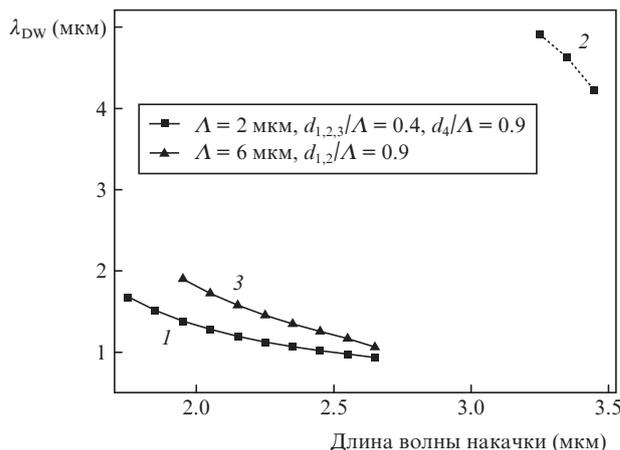


Рис.9. Зависимости дисперсионной длины волны λ_{DW} от длины волны накачки λ_p , рассчитанные в соответствии с условием фазового синхронизма (4), для четырехслойного микроструктурированного световода, имеющего два нуля дисперсии (кривые 1, 2), и двухслойного световода, имеющего один нуль в диапазоне 1–4 мкм (кривая 3).

нам (и, соответственно, их усиление) может происходить только при значительном перекрытии спектра солитона с дисперсионной волной, поэтому реальная ширина спектра суперконтинуума будет зависеть от мощности и длительности импульсов накачки.

На рис.9 показаны рассчитанные в соответствии с условием (4) значения дисперсионных длин волн λ_{DW} в области первого и второго нулей дисперсии световода с геометрией $d_{1,2,3}/\Lambda = 0.4, d_4/\Lambda = 0.9$ и $\Lambda = 2$ мкм в зависимости от длины волны накачки λ_p (кривые 1 и 2). Для расчета использовались коэффициенты разложения постоянной распространения β в ряд Тейлора вплоть до 15-го порядка. При накачке на длине волны 1.95 мкм вблизи первого коротковолнового нуля дисперсии ($\lambda_0 = 1.7$ мкм) дисперсионная волна будет усиливаться при $\lambda_{DW1} = 1.38$ мкм. За счет рамановского сдвига солитона в световоде энергия накачки будет передаваться в область второго нуля ($\lambda_0 = 3.7$ мкм), где при длине волны солитона $\lambda_p = 3.25$ мкм усиление дисперсионной волны происходит на $\lambda_{DW2} = 4.92$ мкм. Оценка максимально возможной ширины спектра суперконтинуума для этого световода составляет 3.5 мкм. Необходимо отметить, что поскольку расчет дисперсионных волн производился только в пределах спектрального диапазона 0.9–5.45 мкм, в котором были измерены показатели преломления, экспериментальная ширина спектра суперконтинуума может быть и больше. Кривая 3 на рис.9 дает оценку коротковолнового края суперконтинуума для двухслойного световода, имеющего один нуль дисперсии ($\lambda_0 = 1.93$ мкм). При накачке на $\lambda_p = 1.95$ мкм фазовый синхронизм выполняется для $\lambda_{DW1} = 1.9$ мкм. Сдвиг длины волны солитона к 2.65 мкм позволяет сдвинуть коротковолновый край суперконтинуума к $\lambda_{DW1} = 1.06$ мкм.

5. Заключение

Впервые получено высококачественное теллуридное стекло состава $68\text{TeO}_2 - 22\text{WO}_3 - 8\text{La}_2\text{O}_3 - 2\text{Bi}_2\text{O}_3$ с суммарным массовым содержанием лимитируемых 3d-переходных металлов (Fe, Ni, Co, Cu, Mn, Cr, V) не выше $8 \times 10^{-5}\%$. Объемное поглощение в стекле составило 45 дБ/км на длине волны 1.975 мкм. Применение химического реагента в про-

цессе плавки шихты позволило существенно снизить концентрацию ОН-групп в стекле и достичь показателя поглощения $\sim 0.001 \text{ см}^{-1}$ на длине волны $\sim 3 \text{ мкм}$. Насколько нам известно, это самое низкое значение показателя поглощения ОН-групп для теллуридных стекол из описанных в литературе.

Прецизионные измерения показателя преломления полученного стекла во всей области его высокой прозрачности (0.9–5.45 мкм) позволили выполнить сравнительный анализ дисперсионных и волноводных свойств для двух геометрий микроструктурированных световодов на основе стекла данного состава, перспективных для генерации суперконтинуума при длине волны накачки в области 2 мкм. Обе геометрии позволяют сместить положение нуля дисперсии в область 1.7–2 мкм. Преимуществами световода с двумя слоями отверстий и большим их относительным диаметром являются технологически более простая структура, малые волноводные потери и более плавная зависимость эффективной площади моды от длины волны. Однако в световоде с четырьмя слоями отверстий можно реализовать значительно меньшие значения для дисперсии и углов ее наклона во всем спектральном диапазоне от 1 до 5 мкм. Показано, что ширина спектра суперконтинуума в таком световоде при длине волны накачки вблизи 2 мкм может составить не менее 3.5 мкм.

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН П-02 «Новые оптические материалы» и при поддержке РФФИ (грант № 09-02-01124а).

- Sae-Hoon K., Yoko T., Sakka S. *J. Am. Ceram. Soc.*, **76**, 2486 (1993).
- Sabadel J.C., Armand P., Cachau-Herreillat D., Baldeck P., Doelot O., Ibanez A., Philippot E. *J. Solid State Chem.*, **132**, 411 (1997).
- Kumar V.V. Ravi Kanth, George A.K., Knight J.C., Russell P.St.J. *Opt. Express*, **11**, 2641 (2003).
- Feng X., Loh W.H., Flanagan J.C., Camerlingo A., Dasgupta S., Petropoulos P., Horak P., Frampton K.E., White N.M., Price J.H.V., Rutt H.N., Richardson D.J. *Opt. Express*, **16**, 13651 (2008).
- Domachuk P., Wolchover N.A., Cronin-Golomb M., Wang A., George A.K., Cordeiro C.M.B., Knight J.C., Omenetto F.G. *Opt. Express*, **16**, 7161 (2008).
- Lin A., Zhang A., Bushong E.J., Toulouse J. *Opt. Express*, **17**, 16716 (2009).
- Liao M., Chaundhari C., Qin G., Yan X., Suzuki T., Ohishi Y. *Opt. Express*, **17**, 12174 (2009).
- Liao M., Yan X., Qin G., Chaundhari C., Suzuki T., Ohishi Y. *Opt. Express*, **17**, 15481 (2009).
- Liao M., Yan X., Qin G., Chaundhari C., Suzuki T., Ohishi Y. *Proc. OFC/NFOEC 2010* (San Diego, CA, USA, 2010, JWA3).
- Ohishi Y., Qin G., Liao M., Yan X., Suzuki T. *Proc. OFC/NFOEC 2010* (San Diego, CA, USA, 2010, OMG1).
- Churbanov M.F., Moiseev A.N., Snopatin G.E., Dorofeev V.V., Pimenov V.G., Chilyasov A.V., Lobanov A.S., Kotereva T.V., Plotnichenko V.G., Koltashev V.V., Pyrkov Yu.N. *Phys. Chem. Glasses: Europ. J. Glass Sci. Technol. B*, **49**, 297 (2008).
- Feng X., Tanabe S., Handa T. *J. Non-Crystalline Solids*, **281**, 48 (2001).
- Dai S., Zhang J., Yu C., Zhou G., Wang G., Hu L. *Mater. Lett.*, **59**, 2333 (2005).
- Skilnik L.H., in *Optical Properties of Highly Transparent Solids*. Ed. by S.S. Mitra, B. Bendow (N.Y.–London: Plenum Press, 1975).
- Плотниченко В.Г., Сысоев В.К., Фирсов И.Г. *Квантовая электроника*, **8**, 1495 (1981).
- Плотниченко В.Г., Назарьянц В.О., Крюкова Е.Б., Пыркков Ю.Н., Дианов Е.М., Галаган Б.И., Сверчков С.Е. *Неорганические материалы*, **45**, 366 (2009).
- Cristiani I., Tediosi R., Tartara L., Degiorgio V. *Opt. Express*, **12**, 124 (2004).
- Hilligsoe K.M., Andersen T.V., Paulsen H.N., Nielsen C.K., Molmer K. *Opt. Express*, **12**, 1045 (2004).
- Gentry G., Lethonen M., Ludvigsen H. *Opt. Express*, **12**, 3471 (2004).