

## Четырехволновое смешение в двухслойных микроструктурированных световодах

Ю.П.Яценко, А.Е.Левченко, А.Д.Прямыков, А.Ф.Косолапов, С.Л.Семенов, Е.М.Дианов

*Теоретически и экспериментально исследованы дисперсионные и волноводные характеристики двухслойных микроструктурированных световодов с различными коэффициентами заполнения слоев. Показано, что изменение коэффициента заполнения второго слоя позволяет достичь меньших эффективных сечений для моды и в более широких пределах управлять дисперсионными характеристиками. В изготовленных образцах двухслойных световодов впервые получено преобразование частоты в процессе четырехволнового смешения с частотным сдвигом  $5460 \text{ см}^{-1}$  ( $1098 - 687 \text{ нм}$ ) и эффективностью  $0.1\%$  при мощности непрерывной накачки  $200 \text{ мВт}$ .*

**Ключевые слова:** микроструктурированные световоды, дисперсия, коэффициент нелинейности, четырехволновое смешение, параметрическое преобразование частоты.

### 1. Введение

Эффективное преобразование частоты сигнала из видимого и ближнего ИК диапазонов в телекоммуникационные диапазоны  $1.3$  и  $1.5 \text{ мкм}$  с помощью волоконных преобразователей частоты является актуальной и в то же время сложной проблемой. В таких преобразователях, как правило, используется четырехволновое смешение ( $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$ ), в котором два фотона накачки  $\omega_p$  рождают пару фотонов на стоксовой ( $\omega_s$ ) и антистоксовой ( $\omega_a$ ) частотах. Для эффективного протекания такого процесса необходимы световоды, которые, во-первых, должны обладать большими коэффициентами нелинейности  $\gamma = 2\pi n_2 / \lambda A_{\text{eff}}$  (где  $n_2$  – нелинейный показатель преломления,  $\lambda$  – длина волны,  $A_{\text{eff}}$  – эффективная площадь моды) и, во-вторых, иметь дисперсионные характеристики, позволяющие получать достаточно большие когерентные длины  $L_{\text{coh}} = \pi / \Delta k$  ( $\Delta k$  – фазовое рассогласование волновых векторов), на которых выполняется условие фазового синхронизма для взаимодействующих волн [1].

В последнее время достигнут существенный прогресс в изготовлении германосиликатных световодов с сердцевинной, концентрация  $\text{GeO}_2$  в которой очень высока [2], а также световодов на основе  $\text{TeO}_2$  [3] и  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  [4], имеющих большие коэффициенты нелинейности ( $\gamma \sim 100 - 1000 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ ). Однако в обычном исполнении (ступенчатый профиль показателя преломления в сердцевине) эти световоды имеют значительный сдвиг нуля дисперсии в ИК область ( $\lambda_0 > 1.5 \text{ мкм}$ ). Для четырехволнового смешения в диапазоне длин волн короче  $1.5 \text{ мкм}$  это означает существенное фазовое рассогласование волновых векторов из-за материальной дисперсии.

Для компенсации материальной дисперсии здесь, в

принципе, можно использовать межмодовую дисперсию в многомодовых световодах [5] и поляризационную дисперсию в одномодовых световодах, сохраняющих поляризацию [6]. Однако в первом случае возникают проблемы снижения эффективности, связанные с уменьшением интегралов перекрытия из-за участия в процессе мод высших порядков. Во втором – эффективность процесса четырехволнового смешения снижается из-за меньшего значения нелинейного показателя преломления  $n_2$  для ортогональных поляризаций.

В последние годы интенсивно развивается новое направление в технологии изготовления волоконных световодов – разработка микроструктурированных световодов, имеющих несколько слоев симметрично расположенных вокруг сердцевины отверстий, заполненных воздухом [7–9]. Они обладают уникальными дисперсионными характеристиками, которые, в частности, позволяют сместить нуль дисперсии световодов на основе плавящего кварца в область коротких длин волн ( $\lambda_0 < 0.8 \text{ мкм}$ ) и сохранить одномодовый режим в очень широком спектральном диапазоне. Эти свойства представляют исключительный интерес для создания эффективных волоконных преобразователей частоты в диапазоне  $0.6 - 1.5 \text{ мкм}$ . Так, для любого частотного сдвига в этом диапазоне можно путем подбора параметров (в частности, коэффициента заполнения слоев  $\kappa = d/A$ , где  $d$  – диаметр отверстий, а  $A$  – расстояние между ними) «подогнать» нуль дисперсии под необходимое для этого сдвига длину волны накачки. При этом даже для больших частотных сдвигов появляется возможность компенсации материальной дисперсии волноводной дисперсией при одномодовом режиме распространения всех взаимодействующих волн.

Первые успешные эксперименты по четырехволновому смешению в микроструктурированных световодах со смещением в область коротких длин волн нулем дисперсии были выполнены в [10, 11]. В этих работах использовались изготовленные по капиллярной технологии световоды, имеющие гексагональную симметрию отверстий и достаточно большое число слоев (больше

Ю.П.Яценко, А.Е.Левченко, А.Д.Прямыков, А.Ф.Косолапов, С.Л.Семенов, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова 38; e-mail: yuriya@fo.gpi.ru; andrlevc@fo.gpi.ru

шести). Процесс изготовления таких многослойных световодов достаточно трудоемок.

В настоящей работе мы впервые исследовали параметрическое преобразование частоты в двухслойных световодах, изготовленных с использованием оригинальной методики, которая позволила значительно упростить технологический процесс. Показано, что в двухслойных SiO<sub>2</sub>-световодах, имеющих неодинаковый коэффициент заполнения слоев, существует область параметров, где волноводные потери и эффективная площадь моды достаточно малы, что позволяет реализовать параметрическое преобразование частоты со сдвигом более чем 5000 см<sup>-1</sup> при накачке излучением непрерывного титан-сапфирового лазера.

## 2. Дисперсионные и волноводные характеристики двухслойных световодов. Численный анализ

Величина смещения нуля дисперсии в область коротких длин волн в микроструктурированных световодах напрямую связана с коэффициентом заполнения слоев  $\kappa$  [12]. Чем больше  $\kappa$ , тем больший сдвиг дисперсионной кривой в коротковолновую область может быть получен. Численный анализ и эксперименты [13, 14] показали, что для световодов с гексагональной структурой одинаковых отверстий смещение нуля дисперсии в коротковолновую область спектра сопровождается уменьшением эффективной площади моды, а следовательно, ростом коэффициента нелинейности.

Увеличение коэффициента заполнения имеет и еще одну положительную сторону, весьма важную для технологии: с его ростом уменьшается число слоев, необходимое для достижения малых волноводных потерь [15]. Как следует из [15], для того чтобы волноводные потери были меньше 10 дБ/км, двухслойные световоды должны иметь  $\kappa > 0.8$ . При преобразовании частоты в заданном спектральном диапазоне требуется конкретное положение нуля дисперсии, зависящее от наклона дисперсионной кривой и частотного сдвига. В световодах с одинаковой геометрией отверстий такая дисперсионная характеристика может не отвечать условию максимально возможного коэффициента заполнения и, соответственно, минимальной эффективной площади моды. В [16–18] показано, что в случае многослойных световодов неоднородное распределение отверстий по слоям оказывает существенное влияние на дисперсионные характеристики.

Мы провели численный расчет волноводных характеристик двухслойных световодов с различной геометрией отверстий в слоях. Расчет выполнен методом конечных элементов с использованием стандартной программы (Femlab, версия 7), позволяющей решать векторное волновое уравнение для полей мод в микроструктурированных световодах.

На рис.1 показаны зависимости дисперсии  $D$  и эффективной площади моды  $A_{\text{eff}}$  от длины волны для двухслойного световода А с одинаковыми коэффициентами заполнения слоев ( $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.69$ ) и световода В, имеющего такой же, как и у световода А,  $\kappa_1$  и больший  $\kappa_2$  ( $\kappa_2 = 0.96$ ). Из сравнения зависимостей видно, что при данных коэффициентах заполнения различия в этих световодах начинают возникать только при малой  $A_{\text{eff}}$  ( $A < 0.92$  мкм). Они проявляются в более широкой области длин волн, в которой фундаментальная мода имеет волновод-

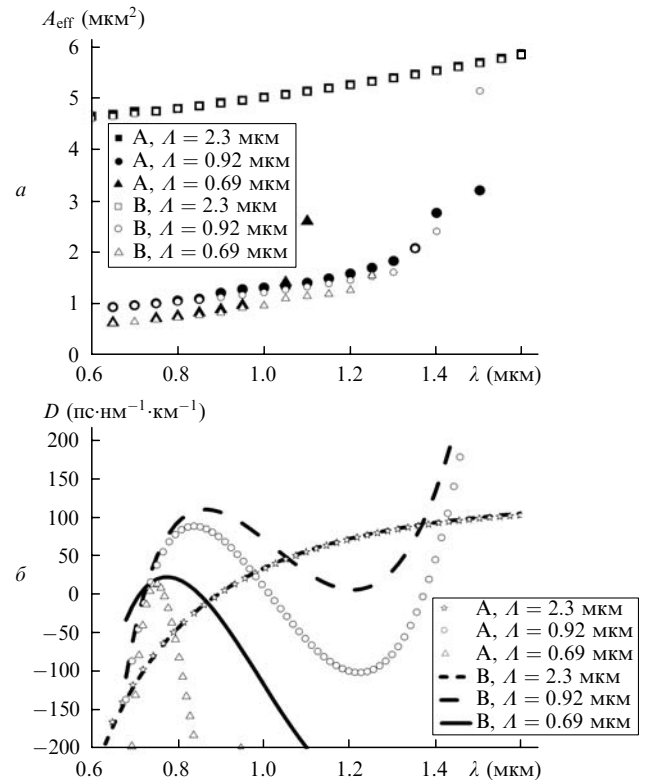


Рис.1. Зависимости эффективной площади моды ( $a$ ) и дисперсии ( $b$ ) от длины волны для двухслойного световода А с одинаковыми коэффициентами заполнения слоев ( $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.69$ ) и двухслойного световода В с большим коэффициентом заполнения второго слоя ( $\kappa_1 = 0.69$ ,  $\kappa_2 = 0.96$ ) при различных  $L$ .

ное распространение, и в большем сдвиге нулей дисперсии при изменении параметров световода В, имеющего в 1.4 раза больший  $\kappa_2$ . Так, при  $L = 0.69$  мкм в световоде А область длин волн, где волноводное распространение для моды HE<sub>11</sub> возможно при эффективных площадях мод, различающихся не более чем в 1.5 раза, не превышает на длинноволновом участке 0.95 мкм. В световоде В эта область расширяется до 1.2 мкм. На дисперсионных кривых расстояние по шкале длин волн между первым и вторым нулями дисперсии увеличивается для световода В в 1.6 раза при  $L = 0.92$  мкм и в 4.7 раз при  $L = 0.69$  мкм.

Более сильные различия в зависимостях дисперсии и эффективной площади моды от длины волны для световодов с разными коэффициентами заполнения слоев видны на рис.2, где приведены результаты для световодов С и Д с  $\kappa_1 = 0.4$  (что в 1.7 раз меньше значения  $\kappa_1$  для световодов А и В) и с  $\kappa_2$ , различающимися в 1.5 раза. Для световода Д с большим  $\kappa_2$  расширяется не только диапазон длин волн, в котором эффективная площадь моды меняется незначительно, но и происходит заметно большая локализация поля моды, в результате которой  $A_{\text{eff}}$  уменьшается примерно на 10%. Существенно также, что различие в значениях  $\kappa_2$  в 1.5 раза приводит для этих световодов к сильному различию дисперсионных характеристик. На вставке рис.2 показано, что для световода С дисперсионная кривая имеет в области 1 мкм два нуля дисперсии, в то время как для световода Д – всего один ноль, в окрестности которого крутизна дисперсионной характеристики гораздо меньше.

Таким образом, наш анализ показывает, что изменение коэффициента  $\kappa_2$  в двухслойных микроструктурированных световодах позволяет минимизировать эффек-

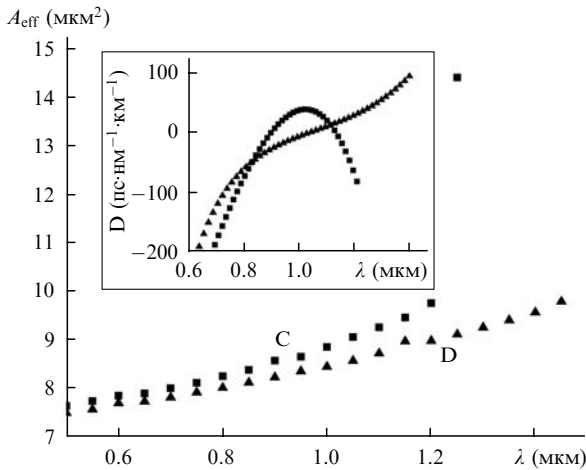


Рис.2. Зависимости эффективной площади моды и дисперсии (на вставке) от длины волны для двухслойного световода С с одинаковым коэффициентом заполнения слоев ( $A = 2.3$  мкм,  $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.4$ ) и световода D с большим коэффициентом заполнения второго слоя ( $A = 2.3$  мкм,  $\kappa_1 = 0.4$ ,  $\kappa_2 = 0.6$ ).

тивную площадь моды и в более широком спектральном диапазоне управлять нулем дисперсии и наклоном дисперсионной кривой. Это особенно важно при преобразовании частоты из видимого диапазона в телекоммуникационный путем четырехволнового смещения, поскольку для решения этой задачи необходимо наличие нуля дисперсии световода в области 1 мкм при сохранении малой эффективной площади моды. Как видно из рис.1 и 2, достичь этого можно при варьировании коэффициента  $\kappa_2$ .

### 3. Образцы и экспериментальная методика

Для исследований были изготовлены два образца двухслойных световодов; их основные характеристики представлены в табл.1. В ней же приведены характеристики типичного многослойного световода, изготовленного капиллярным методом (световод № 1). Он имел одинаковую геометрию отверстий и использовался нами в экспериментах в качестве опорного.

Заготовка, из которой были вытянуты образцы световодов № 2 и 3, была получена методом механического сверления. Стержень из стекла F-300 (фирма Heraeus) диаметром 22 мм и высотой 100 мм был механически просверлен трубчатым инструментом с алмазной коронкой. Следует отметить, что изготовление микроструктурированных заготовок путем механического сверления имеет ряд преимуществ по сравнению с капиллярным методом и методом экструзии. В частности, механическому сверлению поддаются почти все виды стекол, кроме сильно напряженных. С помощью механического сверления легче сформировать сложную геометрическую структуру отверстий, а кроме того, этот метод позволяет значительно уменьшить количество технологических операций.

Табл.1.

Номер световода	Число слоев	$d_0$ (мкм)	$\kappa_1$	$\kappa_2$	$\lambda_0$ (нм)	$A_{\text{эфф}}$ (мкм <sup>2</sup> )	$\gamma$ (Вт <sup>-1</sup> ·км <sup>-1</sup> )
1	4	6.2	0.52	0.52	1129	32	4
2	2	2.9	0.75	0.79	874	4.86	26
3	2	2.8	0.82	0.88	858	4.24	30

Просверленная заготовка подвергалась травлению, перетяжке и жакетированию (наплавление трубки из кварцевого стекла для увеличения внешнего диаметра заготовки). Температурная обработка осуществлялась в пламени кислородно-водородной горелки, при этом происходила полировка внутренней поверхности отверстий. В процессе перетяжки и жакетирования во внутренние отверстия подавалось избыточное давление инертного газа с целью компенсации сил поверхностного натяжения, стремящихся схлопнуть отверстие. При этом подбором давления в отверстиях и температурного градиента в заготовке удавалось селективно увеличить диаметр отверстий во втором слое. Полученная описанным образом заготовка была перетянута в световод. В процессе вытяжки проводились контроль и регулировка давления в отверстиях. При изменении давления в отверстиях из одной заготовки была получена серия световодов с гексагональной симметрией и различной геометрией отверстий.

Зависимости оптических потерь световодов от длины волны, измеренные методом облома, представлены на рис.3. Полосы поглощения на  $\lambda = 0.95, 1.24$  и  $1.4$  мкм обусловлены обертонами колебаний гидроксильных групп. Группы ОН были внесены в матрицу стекла в процессе температурной обработки из пламени горелки. Как видно из рис.3, вне полосы  $1.4$  мкм потери на поглощение в двухслойных световодах меньше, чем в многослойном световоде № 1. Дисперсионные кривые на рис.4 получены с использованием интерферометрической методики [19, 20]. Двухслойные световоды с большим коэффициентом заполнения ( $\kappa = 0.75 - 0.88$ ) по сравнению с многослойным световодом № 1 ( $\kappa = 0.52$ ), имеют нуль дисперсии, смещенный в более коротковолновую область спектра, и больший наклон дисперсионных кривых.

Эксперименты по четырехволновому смещению проводились на установке, схематически показанной на рис.5. Она состоит из перестраиваемого в диапазоне  $700 - 870$  нм непрерывного Тi:сапфирового лазера с выходной мощностью  $\sim 2$  Вт и шириной линии генерации менее  $0.1$  нм на полувысоте и непрерывного волоконного Yb-лазера с диодной накачкой, работающего на длине волны  $1098$  нм. Перестраиваемый Тi:сапфировый лазер содержал четырехзеркальный Z-образный резонатор, в качестве селективного элемента использовался трехпластинчатый фильтр Лию, установленный перед выходным зеркалом. Yb-лазер состоял из задающего генератора мощностью  $100$  мВт и усилителя мощности, позволявшего получать на выходе направленное излучение мощ-

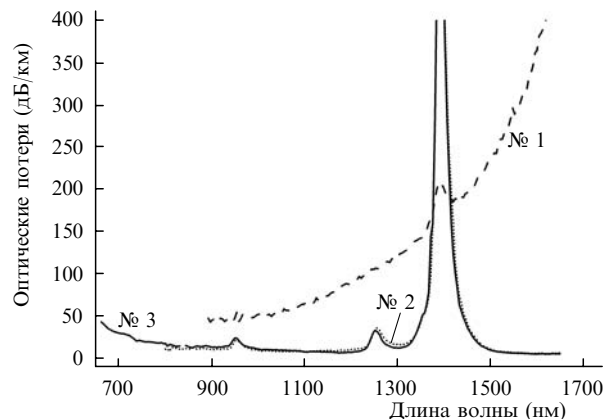


Рис.3. Волноводные потери, измеренные для световодов, представленных в табл.1.

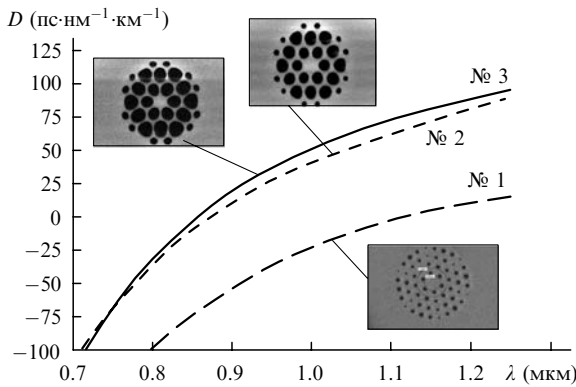


Рис.4. Дисперсионные кривые, измеренные для световодов № 1–3. На вставках показаны снимки торцов световодов, полученные на электронном микроскопе.

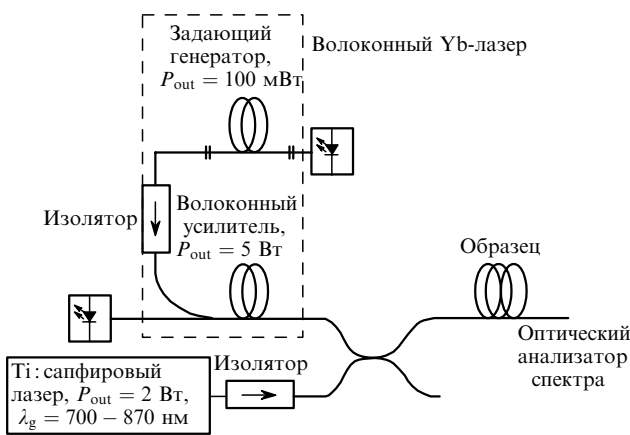


Рис.5. Схема экспериментальной установки.

ностью до 5 Вт при ширине линии генерации 0.1 нм. Излучение Ti:сапфирового и Yb-лазеров заводилось через широкополосный ответвитель в микроструктурированное волокно. Для исключения влияния обратных отражений использовались оптические изоляторы. Спектр излучения на выходе из волокна исследовался на оптическом спектроанализаторе.

#### 4. Параметрическое преобразование частоты. Результаты и обсуждение

Коэффициент усиления сигнала при преобразовании частоты за счет четырехволнового смешения определяется [1] как

$$g = \left[ (\gamma P_0)^2 - \left( \frac{\Delta k}{2} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

В фазовое рассогласование волновых векторов  $\Delta k = \Delta\beta_w + \Delta\beta_{nl}$  вносит вклад волноводная составляющая  $\beta_w$ , определяемая разностью постоянных распространения взаимодействующих волн,  $\Delta\beta_w = \beta_s + \beta_a - 2\beta_p$  (здесь  $\beta_s, \beta_a$  и  $\beta_p$  – постоянные распространения стоксовой и антистоксовой волн и волны накачки), и нелинейный член  $\Delta\beta_{nl} = 2\gamma P_0$ , зависящий от мощности накачки  $P_0$ . Известно, что в одномодовом световоде максимальный коэффициент усиления, соответствующий выполнению условия синхронизма  $\Delta k = 0$ , можно получить только для длин волн накачки вблизи нуля дисперсии.

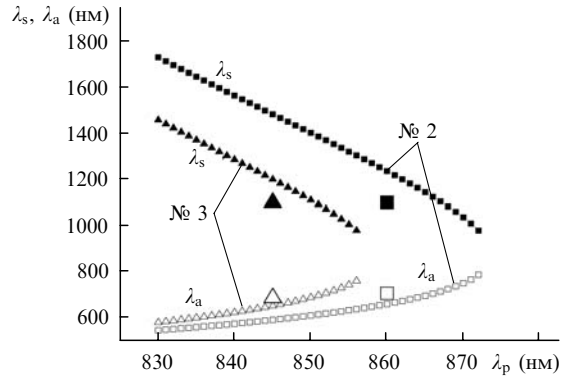
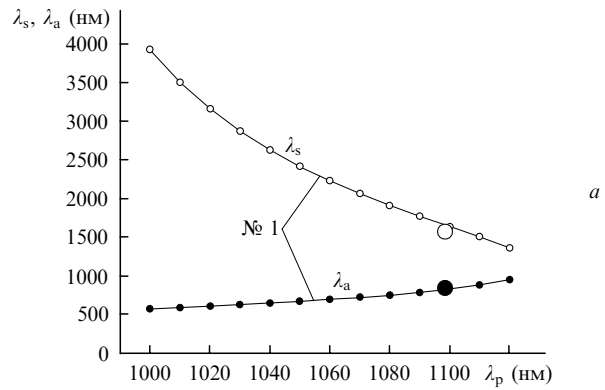


Рис.6. Перестроенные кривые, рассчитанные из условия фазового синхронизма по экспериментально измеренным дисперсионным кривым для световодов № 1–3. Большими точками отмечены экспериментально реализованные сдвиги (темные точки – сигнальное излучение, светлые – излучение, преобразованное в процессе четырехволнового смешения).

На рис.6 показаны рассчитанные для световодов № 1–3 зависимости стокс-антистоксовых сдвигов, для которых выполняется условие синхронизма, от длины волны накачки. Для расчетов применялось разложение постоянной распространения  $\beta$  в ряд Тэйлора в окрестности длины волны накачки. Все использующиеся в условии фазового синхронизма высшие четные производные вплоть до восьмого порядка рассчитывались по измеренной для каждого световода дисперсионной кривой второго порядка. Как следует из кривых, для всех световодов существует сильная зависимость величины частотного сдвига от отстройки длины волны накачки относительно длины волны нулевой дисперсии. Этот факт уже отмечался авторами [10, 11] для случая многослойных микроструктурированных световодов. Рост кривой частотного сдвига коррелирует с наклоном дисперсионной кривой, и поэтому он выше у световода № 3, имеющего наибольший коэффициент заполнения.

Во всех трех типах световодов мы получили преобразование частоты при использовании излучения непрерывного перестраиваемого Ti:сапфирового лазера мощностью до 200 мВт и излучения непрерывного волоконного Yb-лазера мощностью 600 мВт. Частотные сдвиги, полученные экспериментально (рис.6 и табл.2), в пределах 10 %-ной точности согласуются с теоретическими. (Заметно большие отклонения для стоксовой области связаны с недостаточным количеством экспериментальных точек на дисперсионных кривых в области длин волн более 1.3 мкм.)

В световоде № 1 для накачки использовалось излучение волоконного Yb-лазера на  $\lambda = 1098$  нм, отстоявшее

Табл.2.

Номер световода	$L$ (м)	$\lambda_p$ (нм)	$\lambda_0 - \lambda_p$ (нм)	$\lambda_{\text{sign}}$ (нм)	$\lambda_{\text{conv}}$ (нм)	$P_0$ (мВт)	$P_{\text{sign}}$ (мВт)	$P_{\text{conv}}$ (мкВт)	$\eta = \frac{P_{\text{conv}}}{P_{\text{sign}}} (\%)$
1	6	1098	31	845	1569	600	100	0.5	0.0005
2	15	860	14	1098	706	100	300	30	0.01
3	100	845	13	1098	687	100–200	500–700	550–770	0.11

на 31 нм от длины волны нулевой дисперсии для этого световода (1129 нм). При точной подстройке длины волны сигнального излучения  $\lambda_{\text{sign}}$  Ti:сапфирового лазера под длину волны, соответствующую фазовому синхронизму (845 нм), в узкой (менее 0.5 нм) полосе наблюдался сигнал четырехволнового смешения на длине волны  $\lambda_{\text{conv}} = 1569$  нм. Имевшийся в наличии образец этого световода длиной  $L = 6$  м позволил получить эффективность преобразования  $\eta = 5 \times 10^{-4} \%$  при мощности накачки 600 мВт. Низкая эффективность преобразования этого световода связана не только с его малой длиной, но и с малой нелинейностью  $\gamma = 4 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$ , характерной для микроструктурированных световодов на основе плавленого кварца с гексагональной структурой и нулем дисперсии в области с  $\lambda > 1$  мкм.

В двухслойных микроструктурированных световодах, имевших значительно больший сдвиг нуля дисперсии в коротковолновую область, для накачки использовалось излучение перестраиваемого Ti:сапфирового лазера. В результате четырехволнового смешения сигнал от волоконного Yb-лазера на длине волны  $\lambda_{\text{sign}} = 1098$  нм в световоде № 2 преобразовывался в излучение на длине волны  $\lambda_{\text{conv}} = 706$  нм при накачке на  $\lambda_p = 860$  нм, а в световоде № 3 – в излучение на  $\lambda_{\text{conv}} = 687$  нм при накачке на  $\lambda_p = 845$  нм. Максимальные эффективности преобразования в световодах № 2 и 3 составляли соответственно 0.01 % и 0.1 %. Была измерена зависимость эффективности преобразования от длины световода. В световоде № 2 сигнал четырехволнового смешения возрастал до длины световода 15 м. Максимальная эффективность преобразования в световоде № 3 была получена при длине световода  $L = 100$  м (рис.7). Необходимо также отметить, что в световоде № 3 ширина полосы перестройки сигнала на  $\lambda_{\text{conv}} = 687$  нм мало менялась по длине вплоть до  $L = 100$  м и составляла  $\sim 0.7$  нм по полувысоте (вставка на рис.7). Этот факт свидетельствует о достаточно хорошем оптическом качестве данного двухслойного микроструктурированного световода, позволяющем сохранять эффективную площадь моды стабильной на значительной длине.

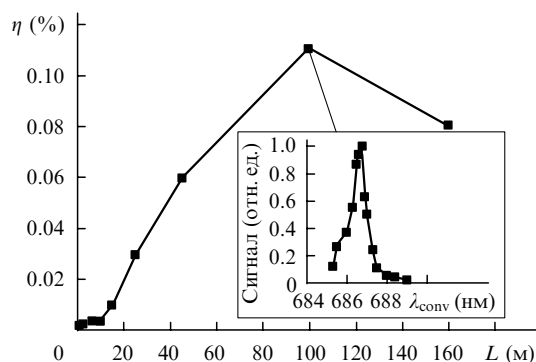


Рис.7. Экспериментальная зависимость эффективности преобразования от длины образца для двухслойного световода № 3. На вставке дана полоса параметрического преобразования частоты, измеренная при максимальной эффективности преобразования ( $L = 100$  м).

## 5. Заключение

В работе представлены результаты исследований дисперсионных, волноводных и нелинейных свойств двухслойных микроструктурированных световодов, имеющих неодинаковые коэффициенты заполнения слоев. Теоретически показано, что, увеличивая коэффициент заполнения второго слоя по сравнению с первым, можно получить меньшую эффективную площадь моды, больший диапазон длин волн, в котором возможна ее локализация, и достичь более гибкого управления дисперсионными характеристиками, чем в случае одинаковых коэффициентов заполнения. В изготовленных двухслойных световодах, имеющих больший коэффициент заполнения  $\kappa_2$ , впервые в процессе четырехволнового смешения получено преобразование длины волны сигнального излучения 1098 нм в излучение на длине волны 687 нм с эффективностью 0.1 % при непрерывной мощности накачки 200 мВт и длинах световода порядка 100 м.

Мы выражаем благодарность доктору Себастьяну Февриеру (Sebastian Fevrier) из института IRCOM (университет г. Лимож, Франция) за помощь в проведении численных расчетов.

1. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
2. Mashinsky V.M., Neustruev V.B., Dvoyrin V.V., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Bufetov I.A., Shubin A.V., Dianov E.M., Guryanov A.N., Khopin V.F., Salgansky M.Yu. *Opt. Lett.*, **15**, 2596 (2004).
3. Tanaka K., Narasaki A., Hirao K. *Opt. Lett.*, **25**, 251 (2000).
4. Lee J.H., Nagashima T., Hasegawa T., Ohara S., Sugimoto N., Tanemura T., Kikuchi K. *Proc. OFC 2005* (Anaheim, CA, USA, 2005, PDP23).
5. Stolen R.H., Bjorkholm J.E., Ashkin A. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 308 (1974).
6. Stolen H., Bosh M.A., Lin C. *Opt. Lett.*, **6**, 213 (1981).
7. Knight J.S., Birks T.A., Russel P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 547 (1996).
8. Knight J.C., Birks T.A., Russel P.St. J., de Sandro J.P. *J. Opt. Soc. Am. A*, **15**, 748 (1998).
9. Knight J.C., Arriaga J., Birks T.A. *IEEE Photonic Technol. Lett.*, **12**, 807 (2000).
10. Wadsworth W.J., Joly N., Knight J.C., Birks T.A., Biancalana F., Russel P.St. *J. Opt. Express*, **12**, 299 (2004).
11. Andersen T.V., Hilligsoe K.M., Nielsen C.K., Thogersen J., Hansen K.P., Keiding S.R., Larsen J.J. *Opt. Express*, **12**, 4113 (2004).
12. Ferrando A., Silvestre E., Andres P., Mirret J.J., Andres M.V. *Opt. Express*, **13**, 687 (2001).
13. Monro T.M., Richardson D.J., Broderick N.G., Bennett P.J. *J. Lightwave Technol.*, **17**, 1093 (1999).
14. Koshiba M., Saitoh K. *Opt. Express*, **11**, 1746 (2003).
15. Ferrarini D., Vincetti L., Zoboli M. *Proc. OFC 2003* (Atlanta, GA, USA, 2003, v. 2, F15, 23).
16. Белов А.В., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **32**, 641 (2002).
17. Saitoh K., Koshiba M., Hasegawa T., Sasaoka E. *Opt. Express*, **11**, 843 (2003).
18. Poletti F., Finazzi V., Monro T.M., Broderick N.G.R., Tse V., Richardson D.J. *Opt. Express*, **13**, 3728 (2005).
19. Белов А.В., Дианов Е.М., Курков А.С. *Квантовая электроника*, **13**, 1680 (1986).
20. Левченко А.Е., Курков А.С., Семенов С.Л. *Квантовая электроника*, (в печати).