

Фотоиндуцированные внутриволоконные решетки показателя преломления для связи мод сердцевины – оболочка

С.А.Васильев, Е.М.Дианов, А.С.Курков, О.И.Медведков, В.Н.Протопопов

Экспериментально и теоретически исследованы спектральные характеристики фотоиндуцированных внутриволоконных решеток показателя преломления, связывающих моды сердцевины и оболочки световода. Представлена теоретическая модель для прогнозирования спектра пропускания указанных решеток, рассмотрена структура связываемых мод оболочки

Введение

В последние годы в волоконной оптике активно развивается направление, связанное с получением распределенных структур показателя преломления (ПП) в сердцевине световода. Как правило, такие структуры создаются в германо-силикатных световодах путем их бокового облучения достаточно мощным УФ излучением, длина волны которого попадает в полосу поглощения германиевых кислородно-дефицитных центров с максимумом при $\lambda \approx 242$ нм [1], или излучением эксимерного ArF-лазера с $\lambda = 193$ нм [2]. Получаемые при этом внутриволоконные решетки ПП обладают такими спектральными характеристиками, которые позволяют эффективно использовать их во многих практических применениях (датчики, зеркала волоконных лазеров, фильтры и др.) [3].

В отличие от традиционных брэгговских решеток, которые связывают основную моду световода с противоположно направленной модой и период которых составляет обычно доли микрометра [3], предложенные недавно фотоиндуцированные решетки ПП с большим периодом $A = 100 - 500$ мкм [4] работают на связи моды сердцевины с однонаправленными модами оболочки. Как правило, моды оболочки направляются границей кварцевое стекло – воздух, которая образуется после удаления защитного покрытия с облучаемого участка. Энергия, перешедшая в оболочечную моду, затем поглощается в защитном покрытии на неочищенном участке световода, что приводит к появлению в спектре пропускания световода с записанной в нем решеткой полосы поглощения. Такие решетки уже нашли ряд применений в волоконно-оптических устройствах [5, 6]. В то же время свойства длиннопериодных решеток еще недостаточно изучены и сколько-нибудь полное их математическое описание в литературе отсутствует.

В настоящей работе представлены основные расчетные закономерности, описывающие спектральные характеристики длиннопериодных решеток, и проведено их сопоставление с экспериментом.

Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики РАН, 117942 Москва, ул. Вавилова, 38; тел.: (095) 132-83-06, факс: (095) 135-81-39, E-mail: sav@fo.gpi.ac.ru

Поступила в редакцию 8 августа 1996 г.

Теория

Условие резонансной связи моды сердцевины и одной из направляемых мод оболочки имеет следующий вид:

$$(n_{ef}^c - n_{ef}^{cl})A = \lambda_r, \quad (1)$$

где n_{ef}^c и n_{ef}^{cl} – эффективные ПП мод сердцевины и оболочки соответственно; A – период решетки; λ_r – резонансная длина волны. Для нахождения эффективных ПП мод круглого диэлектрического световода необходимо решить двумерное волновое уравнение для компонент поля $E_z(r, \varphi)$ и $H_z(r, \varphi)$ [7], записанное в цилиндрической системе координат (z, r, φ) :

$$(\nabla^2 + k^2) \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0, \quad (2)$$

где ∇^2 – оператор Лапласа; $k^2 = (2\pi/\lambda)^2 [n(r)^2 - n_{ef}^2]$; $n(r)$ – радиальное распределение ПП в световоде. Способ решения уравнения (2) для световода со ступенчатым профилем ПП приведен в [7]. Рассмотрим трехслойную структуру, для которой

$$n(r) = \begin{cases} n_1, & r < a, \\ n_2, & a < r < b, \\ n_3, & r > b, \end{cases} \quad (3)$$

где a и b – радиусы сердцевины и оболочки световода; n_1, n_2, n_3 – ПП сердцевины, оболочки и окружающей световод среды соответственно. Без потери общности изложения при построении расчетных зависимостей возьмем параметры одномодового световода, использованного нами в экспериментальной части работы: $\Delta n = n_1 - n_2 = 0.015$; $n_3 = 1$; $2a = 3.4$ мкм; $2b = 125$ мкм; длина волны отсечки первой высшей моды сердцевины $\lambda_c = 0.93$ мкм.

Уравнения (2), (3) позволяют получить полный набор волноводных мод HE_{lm} и EH_{lm} (l и m – азимутальный и радиальный порядки моды), среди которых единственной направляемой модой сердцевины при $\lambda > \lambda_c$ является мода HE_{11} . В оболочке в рассматриваемом случае может распространяться большое число направляемых мод ($\sim 10^4$), однако лишь малая их часть обладает значительным интегралом перекрытия I с модой сердцевины, взятым по области, в которой наведена модуляция ПП (для фотоиндуцированных решеток такой областью является германо-силикатная сердцевина световода):

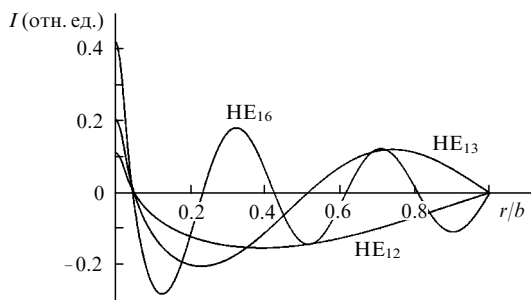


Рис.1. Радиальные распределения амплитуды электрических полей мод оболочки HE₁₂, HE₁₃ и HE₁₆.

$$I = \frac{\int_0^a \int_0^{2\pi} E_c E_c^* r dr d\varphi}{\sqrt{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_c E_c^* r dr d\varphi} \sqrt{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_{cl} E_{cl}^* r dr d\varphi}}, \quad (4)$$

где E_c и E_{cl} – амплитуды электрического поля мод сердцевинки и оболочки.

Интеграл перекрытия I определяет эффективность межмодовой конверсии и оказывается существенным лишь для мод оболочки типа HE_{1m}, так как только они имеют относительно большую составляющую электрического поля в сердцевине световода, поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением только таких мод. На рис.1 представлены нормированные на энергию радиальные распределения электрического поля для некоторых мод типа HE_{1m}, полученные в результате численного решения уравнений (2), (3). Указанные моды линейно поляризованы, распределение их интенсивности имеет осевую симметрию и число нулей в радиальном направлении, равное $m - 1$.

На рис.2,а показаны зависимости продольного фазового параметра $B = (n_{ef}^2 - n_3^2) / (n_1^2 - n_3^2)$ от длины волны для мод HE_{1m}; здесь же приведена кривая

$$B = \left[\left(n_{ef}^c - \frac{\lambda}{A} \right)^2 - n_3^2 \right] / (n_1^2 - n_3^2)$$

при $A = 320$ мкм (штрихпунктир), показывающая геометрическое место точек, задаваемых условием (1). Пересечения указанной прямой с зависимостями $B(\lambda)$ для мод HE_{1m} ($m > 1$) представляют собой графическое решение уравнения (1) и задают, таким образом, длины волн резонансного взаимодействия мод сердцевинки и оболочки λ_r . Для иллюстрации этого на рис.2,б представлен соответствующий экспериментальный спектр пропускания длиннопериодной решетки.

Соотношения (1)–(3) позволяют найти длину волны резонансного взаимодействия рассматриваемых мод, в то время как для определения интенсивности взаимодействия и его зависимости от длины волны следует воспользоваться уравнениями связанных мод [8]. Решение этих уравнений в приближении двух однонаправленных взаимодействующих мод (как правило, только две моды обладают достаточным фазовым синхронизмом, чтобы обеспечить значительный обмен энергией между ними) и в приближении малости индуцированного ПП дает при начальных условиях $R(0) = 1, S(0) = 0$ следующий закон обмена энергией:

$$R(z) = \cos^2 \left[z \sqrt{\eta^2 + \delta^2} \right] + \frac{\delta^2}{\eta^2 + \delta^2} \sin^2 \left[z \sqrt{\eta^2 + \delta^2} \right],$$

$$S(z) = \frac{\eta^2}{\eta^2 + \delta^2} \sin^2 \left[z \sqrt{\eta^2 + \delta^2} \right], \quad (5)$$

где $R(z), S(z)$ – нормированные энергии мод сердцевинки и оболочки соответственно в зависимости от координаты вдоль оси световода z (начало решетки соответствует $z = 0$);

$$\delta = \frac{2\pi(n_{ef}^c - n_{ef}^{cl})d\lambda}{\lambda_r^2} = \frac{2\pi}{A} \frac{d\lambda}{\lambda_r}$$

– нормированная частота, которая описывает отклонение от строгого синхронизма (1); η – постоянная связи, определяемая соотношением

$$\eta = C\Delta nI/\lambda_r; \quad (6)$$

Δn – амплитуда модуляции ПП сердцевинки, связанная с общим индуцированным УФ излучением ПП выражением $\Delta n = \Delta n_{ind}/2$; C – константа, равная первому коэффициенту в разложении формы штриха решетки в ряд Фурье. При синусоидальной модуляции ПП константа $C = 1$, что, как правило, подразумевается в случае брэгговских решеток [1], где для записи используется интерференция двух когерентных пучков УФ излучения. Для решеток с большим периодом, записываемых, например, через амплитудную маску, более характерна прямоугольная форма штриха. В этом случае $C = 4 \sin(\pi d/A)/\pi$, где d – размер облученного участка световода в пределах одного периода решетки.

Таким образом, с использованием (1)–(6) может быть получен полный спектр пропускания фотоиндуцированной решетки ПП для связи мод сердцевинка – обо-

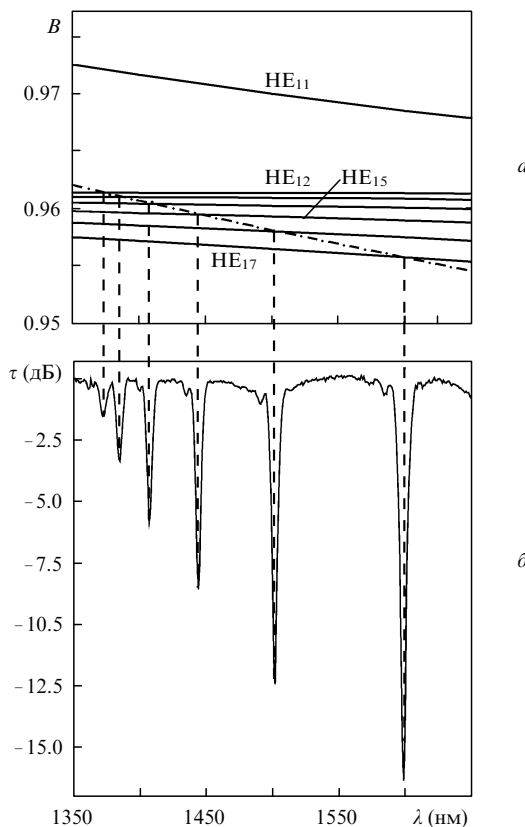


Рис.2. Зависимость параметра B от длины волны для мод HE_{1m} ($m = 1 - 7$) (а) и спектр пропускания τ фотоиндуцированной решетки показателя преломления с большим периодом (б).

лочка. Описанный способ расчета спектральных характеристик решетки обеспечивает хорошее согласие расчетных спектров с экспериментальными спектрами пропускания. При условии строгого резонанса ($\delta = 0$) имеем синусоидальный закон обмена энергией, отражающий возможность взаимной перекачки энергии из одной моды в другую:

$$R(z) = \cos^2(\eta z), \quad S(z) = \sin^2(\eta z). \quad (7)$$

С помощью уравнений (5) можно определить полную спектральную ширину, определяемую по первому нулю спектра поглощения:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_r^2 \sqrt{\pi^2 - (\eta L)^2}}{\pi L (n_{ef}^c - n_{ef}^l)} = \frac{\lambda_r A \sqrt{\pi^2 - (\eta L)^2}}{\pi L}. \quad (8)$$

Это соотношение в случае не слишком сильного взаимодействия мод ($\eta L < \pi$) для решетки длиной $L \sim 20$ мм и вышеприведенных параметров световода дает $\Delta\lambda \sim 15$ нм, что хорошо согласуется с $\Delta\lambda$, наблюдаемым в эксперименте.

Эксперимент

Запись решеток показателя преломления с большим периодом можно производить как с использованием амплитудной маски [6], так и путем последовательного нанесения отдельных штрихов. Требования, предъявляемые к источнику УФ излучения, используемому для записи таких решеток, менее жесткие, чем при записи брэгговских решеток; в частности, нет принципиальных ограничений на когерентность излучения. Вследствие существенно больших периодов значительно снижаются требования, накладываемые на механическую стабильность записывающей системы.

В проведенных нами экспериментах германосиликатный световод облучался излучением КгF-лазера ($\lambda = 248$ нм) через амплитудную маску с периодом $A = 320$ мкм. Для увеличения плотности УФ излучения на поверхности световода использовалась кварцевая цилиндрическая линза с фокусным расстоянием 100 мм, что позволяло получать лазерное пятно длиной 20 мм и шириной 1 мм, вдоль длинной оси которого помещался облучаемый световод. Плотность энергии в импульсе $E_p \approx 300$ мДж/см², частота импульсов $f \approx 20$ Гц. Регистрация спектра пропускания решетки осуществлялась непосредственно в процессе ее записи при помощи спектроанализатора

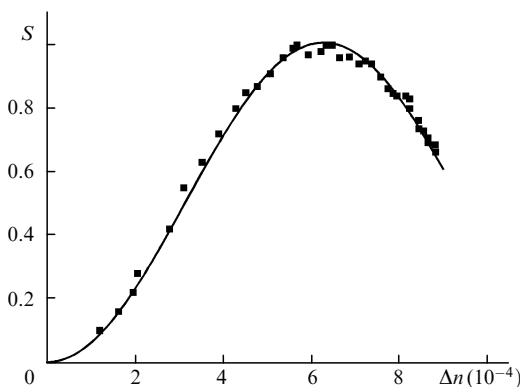


Рис.3. Зависимость потерь в центре полосы поглощения решетки от амплитуды модуляции преломления.

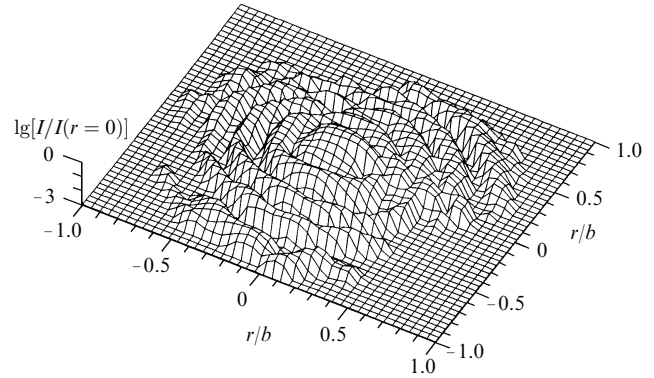


Рис.4. Экспериментально измеренное пространственное распределение интенсивности в моде оболочки HE₁₆.

фирмы «Anritsu» с использованием в качестве источника тестирующего излучения вольфрамовой галогенной лампы.

Как было показано в [9], при записи решеток через маску можно контролировать наведенный УФ излучением показатель преломления в сердцевине световода. Предложенный в этой работе метод основан на измерении спектрального сдвига максимума потерь в одном из резонансов $\Delta\lambda_r$, который однозначно связан с индуцированным ПП. Это обстоятельство позволило нам проверить справедливость соотношений (6), (7), экспериментально измерив зависимость $S(\Delta n)$ для случая взаимодействия мод HE₁₁ и HE₁₇ (рис.3). В согласии с (7) эта зависимость хорошо аппроксимируется функцией

$$S(\Delta n) = \sin^2(A\Delta n), \quad (9)$$

где $A = 4IL/\lambda_r \approx 2.5 \cdot 10^3$ (выражение для A получено из (6) с учетом прямоугольной формы профиля штриха решетки и $d/(A-d) = 1$), что при $L = 20$ мм дает интеграл перекрытия $I \approx 0.05$. Отметим, что расчетное $I = 0.053$.

Как уже отмечалось выше, стандартный диаметр оболочки световода достаточно велик и она может направлять большое число мод, в то же время использование длиннопериодной решетки позволяет селективно возбудить единственную оболочечную моду. Это обстоятельство позволило нам экспериментально измерить пространственное распределение интенсивности в оболочечной моде HE₁₆.

В световоде была записана решетка, для которой взаимодействие мод HE₁₁ и HE₁₆ осуществлялось на длине волны излучения лазерного диода 1.532 мкм, обмен энергии на этой длине волны $S \approx 10$ дБ. Непосредственно за решеткой световод обламывался. Таким образом, на конце световода излучение распространялось в значительной степени в моде HE₁₆. Для анализа выходного излучения методом ближнего поля использовалась оптическая схема с коэффициентом увеличения $100\times$ и диаметром приемного отверстия 50 мкм. На рис.4 представлено измеренное таким образом пространственное распределение интенсивности на выходе световода. Распределение, как это следует из теоретического рассмотрения, имеет характерный пространственный размер, близкий к диаметру оболочки световода 125 мкм, выраженную осевую симметрию и радиальные осцилляции, число которых меньше радиального порядка моды m на единицу (см. рис.1). Некоторая незамкнутость внешних колец может объясняться систематическими экспе-

риментальными погрешностями или относительно быстрой перекачкой энергии в оболочечные моды с близкими постоянными распространения.

Заключение

В представленной работе дано математическое описание спектральных характеристик фотоиндуцированных волоконных решеток ПП с большим периодом для связи мод сердцевина – оболочка. Показано, что численные расчеты с использованием упрощенной модели трехслойной структуры световода приводят к хорошему согласию с экспериментально измеряемыми характеристиками. Приведенное описание позволяет теоретически исследовать свойства длиннопериодных решеток и прогнозировать их спектральные характеристики.

1. Williams D.L., Ainslie B.J., Kashyap R., Maxwell G.D., Armitage J.R., Campbell R.J., Wyatt R. *Proc. SPIE*, **2044**, 55 (1993).
2. Albert J., Malo B., Bilodeau F., Johnson D.C., Hill K.O., Hibino Y., Kawachi M. *Optics Letts*, **19**, 387 (1994).

3. Kashyap R. *Optical Fiber Technology*, **1**, 17 (1994).
4. Vengsarkar A.M., Lemaire P.J., Judkins J.B., Bhatia V., Erdogan T., Sipe J.E. *J. Lightwave Technol.*, **14**, 58 (1996).
5. Dianov E.M., Karpov V.I., Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Prokhorov A.M., Protopopov V.N., Vasiliev S.A. *OSA Techn. Dig.*, **22**, 14 (1995).
6. Dianov E.M., Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Vasiliev S.A. *Euro-sensors X* (Leuven, Belgium, P5.1, 1996).
7. Унгер Х.-Г. *Планирные и волоконные оптические волноводы* (М., Мир, 1980, с.656).
8. *Интегральная оптика*. Под ред. Т.Тамира (М., Мир, 1978, с.344).
9. Dianov E.M., Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Vasiliev S.A. *OSA Techn. Dig.*, **22**, 104 (1995).

S.A.Vasil'ev, E.M.Dianov, A.S.Kurkov, O.I.Medvedkov, V.N.Protopopov. Photoinduced in-fibre refractive-index gratings for core-cladding mode coupling.

Experimental and theoretical investigations are reported of the spectral characteristics of photoinduced in-fibre refractive-index gratings for coupling the fibre core and cladding modes. A theoretical model is developed for predicting the transmission spectra of such gratings and the structure of the coupled cladding modes is considered.