

О возможности компенсации материальной дисперсии в трехслойных волоконных световодах в области $\lambda < 1.3$ мкм

А.С.Беланов*, А.В.Белов**, Е.М.Дианов**, В.И.Кривенков*, А.С.Раевский***, К.Ю.Харитонова*

Исследованы модельные идеализированные трехслойные световоды, состоящие из оптически плотной сердцевины с показателем преломления n_1 , окруженной «дырчатой», существенно оптически менее плотной промежуточной оболочкой с показателем преломления n_2 и достаточно толстой внешней оболочкой с показателем преломления n_3 . Предполагается, что промежуточная оболочка однородна, в чем и заключается идеализация модели. При этом выполняется соотношение $n_1 > n_3 > n_2$. Показано, что в таких световодах с большой разностью $n_1 - n_2$ и $n_3 - n_2$ можно реализовать практически одномодовый режим работы, при котором ближайšie высшие моды H_{01} , E_{01} , HE_{21} имеют дополнительные потери на излучение в несколько сотен дБ/км, а основная рабочая мода HE_{11} в области одномодового режима таких потерь не имеет. Существенно, что в этих световодах можно получить нулевую дисперсию в спектральной области $\lambda < 1.3$ мкм.

Ключевые слова: волоконный световод, компенсация дисперсии.

В последние годы проводятся интенсивные исследования перспективных «фотонно-кристаллических», или «дырчатых», волноводов (см., напр., их подробный обзор в [1]). В указанных волноводах сердцевина окружена оболочкой, состоящей из набора плотно упакованных и вытянутых при высокой температуре полых стеклянных волокон. Благодаря такой, а возможно, и иной технологии можно получить, например, трехслойные волоконные световоды, состоящие из оптически наиболее плотной сердцевины (с радиусом a и показателем преломления n_1), окруженной «дырчатой», существенно оптически менее плотной промежуточной оболочкой (с радиусом b и эффективным показателем преломления n_2) и достаточно толстой внешней оболочкой (с показателем преломления n_3); при этом $n_1 > n_3 > n_2$.

Такие световоды по геометрии и профилю показателя преломления соответствуют хорошо известным трехслойным световодам, которые также называют W-световодами, или световодами с депрессированной промежуточной оболочкой. С помощью существовавшей ранее технологии не удавалось получить большие разности показателей преломления слоев трехслойного световода, поэтому они с успехом использовались и используются поныне в основном при работе в ближнем ИК диапазоне волн ($\lambda > 1.3$ мкм). Так, например, в таких световодах можно компенсировать материальную дисперсию в районе длин волн вблизи $\lambda = 1.55$ мкм и в то же время нельзя компенсировать материальную дисперсию при $\lambda < 1.3$ мкм.

Использование же дырчатой промежуточной оболочки позволит получить трехслойные световоды с большой разностью показателей преломления слоев $n_1 - n_2$ и $n_3 - n_2$, благодаря чему удастся компенсировать материальную дисперсию в коротковолновой области спектра ($\lambda < 1.3$ мкм), представляющей также значительный интерес как для линейной, так и для нелинейной волоконной оптики.

Точный анализ таких структур с азимутально-периодическими вариациями распределения поля, обусловленными дырчатой структурой промежуточной оболочки, является достаточно сложной теоретической задачей. Поэтому в данной работе мы исследуем модельные трехслойные световоды кругового сечения, состоящие из кварцевой сердцевины, легированной германием, а также из промежуточной дырчатой («легированной» воздухом) и внешней кварцевой оболочек. Идеализация модели заключается в том, что промежуточная оболочка предполагается однородной. Целью настоящей работы является поиск таких параметров световодов, которые позволят реализовать практически одномодовый режим и осуществить компенсацию материальной дисперсии на длинах волн $\lambda < 1.3$ мкм.

При этом мы опирались на наши ранние исследования [2–4], в которых трехслойные световоды анализировались строго, без использования LP-приближения, справедливое только для малых разностей показателей преломления слоев. Строго решалась и задача о компенсации материальной дисперсии в таких световодах, когда уже на начальном этапе решений уравнений Максвелла учитывалась зависимость показателя преломления материалов слоев от длины волны λ [5, 6].

Коэффициент дисперсии определялся по строгой формуле

$$S = \frac{1}{c} \frac{dn_{gr}}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_m}{d\lambda^2}, \quad (1)$$

*Московская государственная академия приборостроения и информатики, Россия, 107846 Москва, ул. Стромьнка, 20

**Научный центр волоконной оптики при ИОФ РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

***Нижегородский государственный технический университет, Россия, 603600 Н.-Новгород, ул. Минина, 24

где $n_{gr} = c/v_{gr} = n_m - \lambda(dn_m/d\lambda)$; $n_m = c/v_{ph}$; c – скорость света в вакууме; v_{gr} и v_{ph} – групповая и фазовая скорости моды HE_{11} в световоде.

Для расчета коэффициента дисперсии обычно используется следующая формула:

$$S = -\frac{1}{\lambda c} \left[\lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \Delta n V \frac{d^2(VB)}{dV^2} \right], \quad (2)$$

где $\Delta n = n_1 - n_2$; $V = \kappa a(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$; $B = (n_m^2 - n_2^2)/(n_1^2 - n_2^2)$; $\kappa = 2\pi/\lambda$. В формуле (2) первое слагаемое описывает материальную дисперсию (обычно полагают, что для световодов на основе кварца $d^2 n_1/d\lambda^2 \approx d^2 n_2/d\lambda^2 \approx d^2 n_3/d\lambda^2$), а второе – волноводную дисперсию; формула является приближенной, она справедлива для световодов с малой разностью показателей преломления ($\Delta n < 0.01$). Как показано в [5, 6], при $\Delta n > 0.01$ использование приближенной формулы приводит к существенным погрешностям, и расчет коэффициента дисперсии необходимо проводить по строгой формуле (1), в которой учитывается зависимость n_m не только от типа моды и геометрических размеров a и b , но и от показателей преломления слоев $n_{1,2,3}$, зависящих, в свою очередь, от λ .

При расчетах показатели преломления материалов сердцевин, промежуточной и внешней оболочек выражались в виде рядов Селлмейера. Анализировались световоды, в которых кварцевая сердцевина легировалась GeO_2 , промежуточная оболочка «легировалась» воздухом, а внешняя оболочка предполагалась изготовленной из плавленного кварца. Молекулярная концентрация GeO_2 в сердцевине C_1 составляла 5, 10, 20 %, молекулярная концентрация воздуха в промежуточной оболочке C_2 была равна 36, 54, 72 %. Приведенные для C_1 и C_2 три значения концентрации соответствовали относительно слабой, средней и сильной концентрациям GeO_2 и воздуха. Внешняя оболочка предполагалась изготовленной из чистого кварца, для которого $C_3 = 0$.

Показатели преломления слоев световода рассчитывались по следующей формуле:

$$n_i^2(\lambda) = 1 + \sum_{k=1}^3 \frac{[(1 - 0.01C_i)A_k^0 + 0.01C_i A_k^i] \lambda^2}{\lambda^2 - [(1 - 0.01C_i)\lambda_k^0 + 0.01C_i \lambda_k^i]^2}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (3)$$

где A_k^i, λ_k^i – коэффициенты рядов Селлмейера для чистого SiO_2 ($j = 0$) и GeO_2 ($j = 1$) [7]; $k = 1, 2, 3$. Воздух рассматривался как диэлектрическая среда, все коэффициенты рядов Селлмейера для которой равны нулю ($A_k^2 = \lambda_k^2 = 0$).

Таким образом, промежуточная оболочка представ-

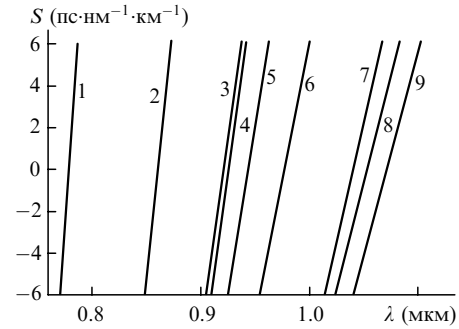


Рис.1. Зависимость коэффициента дисперсии от длины волны для трехслойных световодов № 1–9, параметры которых приведены в табл.1.

ляет собой плавленный кварц, «легированный» воздухом, и расчет ее показателя преломления n_2 (как и n_1 и n_3) проводился по формуле (3) с использованием линейной зависимости показателя преломления от концентрации [7]. Следовательно, сердцевина, промежуточная и внешняя оболочки световода считались однородными с показателями преломления n_1, n_2, n_3 соответственно. Для расчета были выбраны C_1 и C_2 .

На рис.1 приведены результаты расчета зависимости коэффициента дисперсии S от длины волны λ для световодов № 1–9, параметры которых приведены в табл.1, где V_0, λ_0 – характеристический параметр световода и длина волны, соответствующие нулевой дисперсии, т.е. случаю $S = 0$; V_c, λ_c – характеристический параметр и длина волны, соответствующие отсечке ближайших высших мод H_{01}, E_{01}, HE_{21} . В табл.1 приведены также значения показателей преломления $n_{1,2,3}$, фазового параметра B и параметра V_0 для каждого найденного значения λ_0 .

В [2, 4] показано, что для этих мод

$$V_c \rightarrow 3.832 \left[\frac{(n_1^2 - n_2^2)}{(n_1^2 - n_3^2)} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Следует отметить, что мода HE_{11} в таких световодах также имеет отсечку, и для нее [2, 4]

$$V_c \rightarrow 2.405 \left[\frac{(n_1^2 - n_2^2)}{(n_1^2 - n_3^2)} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Из анализа рис.1 и табл.1 следует, что трехслойные световоды с большой разностью показателей преломления слоев $n_1 - n_2$ и $n_3 - n_2$ могут обеспечить компенсацию материальной дисперсии в области длин волн $\lambda < 1.3$ мкм. Увеличивая $n_1 - n_2$ и $n_3 - n_2$, а также уменьшая диаметр сердцевин $2a$, можно компенсировать мате-

Табл.1.

Номер световода	2a (мкм)	2b (мкм)	C ₁ (GeO ₂) (%)	n ₁	C ₂ (воздух) (%)	n ₂	n ₃ (плавленный кварц)	B	λ ₀ (мкм)	V ₀	V _c	λ _c (мкм)
1	2	4	20	1.483	72	1.145	1.453	0.9176	0.780	7.586	10.983	0.540
2	2.4	4.8	20	1.482	54	1.228	1.452	0.9121	0.860	7.265	9.643	0.649
3	2.5	5	20	1.481	36	1.306	1.451	0.8769	0.921	5.952	7.979	0.688
4	3.5	7	10	1.466	72	1.143	1.451	0.9580	0.923	10.936	15.714	0.643
5	3.5	7	10	1.466	54	1.227	1.451	0.9444	0.944	9.347	13.601	0.649
6	3.5	7	10	1.465	36	1.305	1.450	0.9179	0.978	7.488	11.122	0.659
7	5.5	11	5	1.457	72	1.141	1.449	0.9769	1.041	15.041	22.410	0.699
8	5.5	11	5	1.457	54	1.225	1.449	0.9696	1.053	12.914	19.357	0.704
9	5.5	11	5	1.456	36	1.304	1.449	0.9553	1.072	10.466	15.787	0.711

риальную дисперсию при существенно меньших длинах волн.

Увеличение диаметра промежуточной оболочки $2b$ также ведет к уменьшению длины волны λ_0 , соответствующей нулевой дисперсии. Однако в этом случае нужно иметь в виду следующее. Известно, что при частотах ниже частоты отсечки направляемые моды волоконных световодов в широком частотном диапазоне становятся вытекающими. Свойства вытекающих мод достаточно хорошо исследованы для двухслойных открытых диэлектрических волноводов [8–10]. Волновые числа вытекающих мод являются комплексными даже при чисто действительных значениях показателей преломления слоев световода, что обусловлено наличием потерь на излучение (далее – дополнительные потери). В связи с этим постоянная продольного распространения моды также будет комплексной, т. е. $\gamma = \beta_1 - i\beta_2$, где $\beta_1 = \omega/v_{ph}$ – фазовая постоянная моды, β_2 – постоянная затухания моды, вызванного излучением ее во внешнюю оболочку световода.

Для нахождения β_2 вытекающих мод использовался метод вариации фазы [11], основанный на принципе аргумента, известном из теории функций комплексного переменного [12]. Будем понимать под уравнением

$$f(\gamma) = 0 \tag{6}$$

дисперсионное уравнение мод трехслойного световода, определенное на комплексной плоскости γ . Считаем, что функция $f(\gamma)$ является аналитической всюду в замкнутой области D за исключением конечного числа изолированных особых точек. Полагаем, что $f(\gamma)$ не обращается в нуль ни в одной точке контура L , ограничивающего область D . Тогда, согласно принципу аргумента, разность между полным числом нулей и полюсов функции $f(\gamma)$ в области D вычисляется как число полных оборотов, совершаемых точкой $w = f(\gamma)$ вокруг точки $w = 0$ при положительном обходе контура L .

Дисперсионное уравнение записываем таким образом, чтобы функция $f(\gamma)$ не имела полюсов. Для вытекающих мод область D находится в четвертом квадранте комплексной плоскости γ . Выбор контура L , ограничивающего область поиска, следует производить таким образом, чтобы избежать пересечения им линии разреза функции Ханкеля, описывающей радиальную зависимость электрического и магнитного полей моды во внешней оболочке световода. Найдя область существования корня дисперсионного уравнения, по определенному алгоритму локализуем ее до тех пор, пока не достигнем требуемой точности решения.

Итак, для заданных параметров световода находится постоянная затухания β_2 , а также зависимость мощности моды от длины L световода $P(L) = P_0 \exp(-2\beta_2 L)$, где P_0 – мощность на входе световода. Дополнительные потери для вытекающей моды, выраженные в дБ/км, определяются по формуле

$$\alpha = \frac{10}{L} \lg \frac{P_0}{P(L)}, \tag{7}$$

где L – длина световода в километрах, или

$$\alpha = 8.686 \times 10^9 \beta_2, \tag{8}$$

где β – взято в обратных микрометрах.

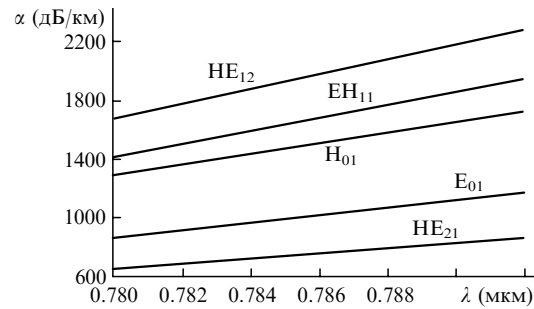


Рис. 2. Дополнительные потери на излучение ближайших высших вытекающих мод для трехслойного световода № 1, параметры которого приведены в табл. 1.

Эти потери сильно зависят от толщины промежуточной оболочки, и при относительно больших значениях разности $b - a$ ближайшие высшие моды могут иметь малые потери на излучение и световод не будет одномодовым. На рис. 2 представлены дополнительные потери ближайших высших мод H_{01} , E_{01} , HE_{21} в зависимости от λ для световода № 1, параметры которого приведены в табл. 1. Для рабочей моды HE_{11} в области одномодового режима дополнительные потери отсутствуют, т. к. она не является вытекающей модой и не имеет потерь на излучение, т. е. для нее $\beta_2 = 0$.

Проведенное исследование дополнительных потерь для световода № 1 показало, что среди ближайших высших мод H_{01} , E_{01} , HE_{21} мода HE_{21} имеет наименьшие потери на излучение – 645.8 дБ/км при $\lambda_0 = 0.780$ мкм, т. е. на длине световода $L = 10$ м ее мощность ослабевает в 4.4 раза. Это позволяет рассматривать такой световод как практически одномодовый. Уменьшение толщины промежуточной оболочки световода приводит к еще большему затуханию вытекающих высших мод, но в этом случае несколько возрастает значение λ_0 , соответствующее нулевой дисперсии. Варьируя параметры световода, можно улучшить его дисперсионные характеристики (например, наклон зависимости S от λ , т. е. $dS/d\lambda$ для моды HE_{11}).

Итак, трехслойные световоды с большой разностью показателей преломления слоев $n_1 - n_2$, $n_3 - n_2$ могут обеспечить практически одномодовый режим работы, позволяющий получить нулевую дисперсию в области длин волн $\lambda < 1.3$ мкм.

1. Желтиков А.С. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
2. Беланов А.С., Ежов Г.И. В сб. *Взаимодействие излучения с веществом* (М.: ВЗМИ, 1972, с.205).
3. Belanov A.S., Ezov G.I., Tschernij W.W. *AEU*, Bd. **27**, № 11, 494 (1973).
4. Беланов А.С., Дианов Е.М., Ежов Г.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **3**, 81 (1976); *Квантовая электроника*, **3**, 1689 (1976); *Квантовая электроника*, **4**, 1042 (1977).
5. Беланов А.С., Кривенков В.И., Коломийцева Е.А. *Радиотехника*, **3**, 32 (1998).
6. Беланов А.С., Дианов Е.М., Кривенков В.И. *ДАН*, **364**, 37 (1999).
7. Fleming J.W. *Appl. Opt.*, **23**, 4486 (1984).
8. Arnbak J. *Electron. Lett.*, **5**, 41 (1969).
9. Гетманцева Т.Н., Раевский С.Б. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **21**, 1332 (1978).
10. Веселов Г.И., Раевский С.Б. *Слоистые металлодиэлектрические волноводы* (М.: Радио и связь, 1988).
11. Раевский А.С. *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*, **2**, № 1, 24 (1999).
12. Свешников А.Г., Тихонов А.Н. *Теория функций комплексного переменного* (М.: Наука, 1967).