

# Дисперсионные и энергетические характеристики $HE_{1m}$ -мод двухслойных волоконных световодов

А.С.Беланов, Е.М.Дианов, А.А.Сысолятин, К.Ю.Харитонова, С.В.Цветков

*Анализируются дисперсионные и энергетические характеристики  $HE_{1m}$ -мод двухслойных многомодовых волоконных световодов со ступенчатым профилем показателя преломления. Приведены результаты исследований хроматической дисперсии в областях длин волн  $\lambda < 1.3$  мкм и  $\lambda > 1.3$  мкм, фазовых и групповых замедлений, волноводной и материальной дисперсий этих мод, а также результаты расчета диаметров сердцевины световода, нормированных мощностей и соответствующих им эффективных площадей  $HE_{1m}$ -мод при условии получения нулевой хроматической дисперсии на длинах волн  $\lambda_0 = 1.55$  и  $1.06$  мкм.*

**Ключевые слова:** многомодовый двухслойный волоконный световод, высшие моды, коэффициент хроматической дисперсии, эффективная площадь моды.

## 1. Введение

В настоящее время такие актуальные прикладные и научные задачи, как технология когерентного сложения, методы генерации оптических сигналов произвольной формы (ОАВГ), прецизионная оптическая метрология и др., диктуют необходимость разработки световодов с длиной волны нулевой хроматической дисперсии  $\lambda_0 < 1.3$  мкм и возможностью передачи мощных пико- и фемтосекундных лазерных импульсов. Этим обстоятельством обусловлен интерес к использованию многомодовых двухслойных волоконных световодов (МДВС) со ступенчатым профилем показателя преломления [1], в которых удается обеспечить одноименный режим работы на длинах световода порядка десятков метров [2–4]. Рабочими модами, с наибольшей эффективностью возбуждаемыми в таких световодах линейно поляризованным излучением, являются моды  $HE_{1m}$  с радиальным индексом  $m \geq 2$ . Часто в целях упрощения анализа вместо реально возникающих  $HE_{1m}$ -мод и их суперпозиций рассматривают модельные линейно поляризованные  $LP_{1m}$ -моды. При таком приближении  $HE_{1m}$ -модам соответствуют  $LP_{0m}$ -моды.

Волноводные характеристики  $HE_{1m}$ -мод позволяют компенсировать материальную дисперсию при  $\lambda$  как меньше, так и больше 1.3 мкм. Многомодовые световоды имеют большую площадь поперечного сечения сердцевины, что позволяет в одноименном режиме передавать мощные импульсы излучения на модах  $HE_{1m}$  ( $m \geq 2$ ). Эти и другие положительные особенности дисперсион-

ных и энергетических характеристик  $HE_{1m}$ -мод требуют подробного исследования.

Все расчеты в данной статье выполнялись для световодов 1 и 2 на основе кварцевого стекла  $SiO_2$ , работающих на  $\lambda_0 = 1.55$  и  $1.06$  мкм соответственно, сердцевины которых были легированы  $GeO_2$  с молярным содержанием 5 % и 20 % (см. табл.1). Отвечающие этим  $\lambda_0$  значения показателей преломления сердцевины ( $n_1$ ) и оболочек ( $n_2$ ) световодов рассчитывались по дисперсионной формуле Зельмейера (Sellmeier) [5].

## 2. Фазовое и групповое замедления $HE_{1m}$ -мод

На рис. 1 и 2 приведены качественные характеристики фазовых ( $n_{\text{eff}}$ ) и групповых ( $n_{\text{gr}}$ ) коэффициентов замедлений  $HE_{1m}$ -мод в зависимости от характеристического параметра световода  $V = (2\pi a/\lambda)(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ , где  $a$  – радиус сердцевины световода.

Коэффициент фазового замедления  $n_{\text{eff}} = c/v_{\text{ph}}$  каждой  $HE_{1m}$ -моды изменяется от значения, равного  $n_2$  (в ре-

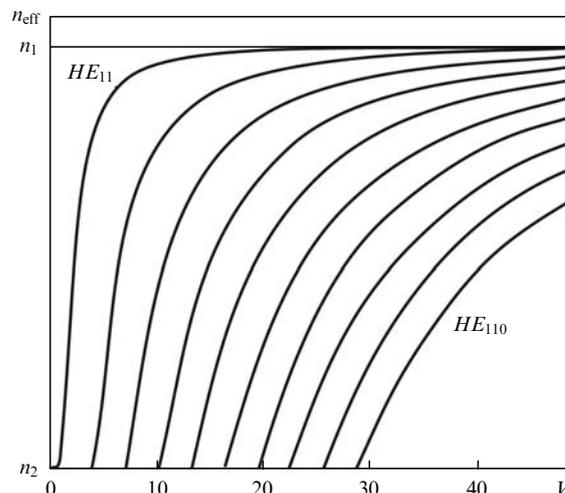


Рис.1. Фазовое замедление  $HE_{1m}$ -мод ( $m = 1 - 10$ ).

А.С.Беланов, К.Ю.Харитонова, С.В.Цветков. Московский государственный университет приборостроения и информатики, Россия, 107996 Москва, ул. Стрмынка, 20; e-mail: it3@mgu.ru

Е.М.Дианов, А.А.Сысолятин. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: alexs@fo.gpi.ru

Поступила в редакцию 17 июня 2008 г., после доработки – 20 ноября 2008 г.

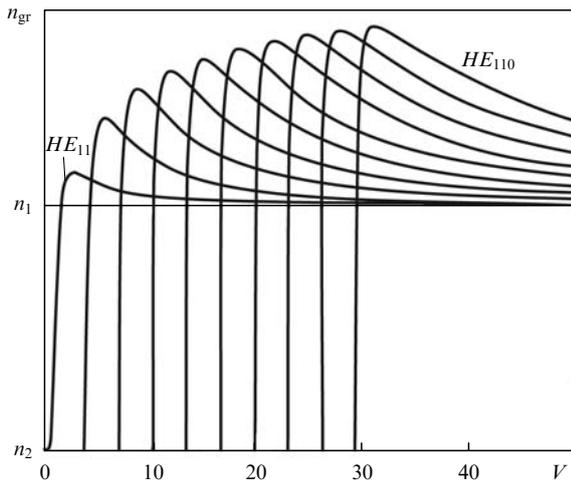


Рис.2. Групповое замедление  $HE_{1m}$ -мод ( $m = 1 - 10$ ).

жиме отсечки моды), до значения, равного  $n_1$  (в режиме, далеко от отсечки). Коэффициент группового замедления  $n_{gr} = c/v_{gr} = n_{eff} - \lambda dn_{eff}/d\lambda = n_{eff} + V dn_{eff}/dV$  каждой  $HE_{1m}$ -моды изменяется от  $n_2$  (в режиме отсечки моды) до максимума, тем большего, чем выше радиальный порядок  $m$  моды, и стремится к  $n_1$  (в режиме, далеко от отсечки). Особенности поведения  $n_{eff}$  и  $n_{gr}$  при изменении  $V$  важны для нахождения параметров световодов, в которых реализуется нулевая хроматическая дисперсия [6].

В расчетах волноводной дисперсии (см. далее) используется также величина нормированного фазового замедления  $B_{eff} = (n_{eff}^2 - n_2^2)/(n_1^2 - n_2^2)$ , которая для каждой моды изменяется от 0 до 1 при изменении  $V$  от его значения при отсечке моды до бесконечности. Значения  $B$  практически не зависят от разности  $\Delta n = n_1 - n_2$  при условии, что  $\Delta n < 0.1$ .

### 3. Хроматическая дисперсия $HE_{1m}$ -мод

Вычисленный по строгой формуле [7] коэффициент хроматической дисперсии

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

зависит от длины волны и параметров световода – диаметра  $2a$  сердцевинки и показателей преломления сердцевинки и оболочки. Таким образом,  $S = S[2a, \lambda, n_1(\lambda), n_2(\lambda)]$  является функцией многих переменных.

Поиск параметров световода и длины волны  $\lambda_0$ , соответствующих нулевой хроматической дисперсии ( $S = 0$ ), с помощью формулы (1) затруднен, а иногда и невозможен. Поэтому удобнее сначала воспользоваться приближенной формулой для расчета  $S$ , а затем, после определения областей  $V$  и  $\lambda$ , где возможна нулевая хроматическая дисперсия, найти точные значения параметров световода и  $\lambda_0$  по строгой формуле (1).

Известно [8], что для световодов с относительно малой разностью показателей преломления ( $\Delta n < 0.1$ ) коэффициент хроматической дисперсии можно приближенно рассмотреть как сумму коэффициентов материальной ( $S_m$ ) и волноводной ( $S_w$ ) составляющих:

$$S \approx -\frac{1}{\lambda c} (S_m + S_w) = -\frac{1}{\lambda c} \left[ \lambda^2 \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} + \Delta n V \frac{d^2(VB)}{dV^2} \right]. \quad (2)$$

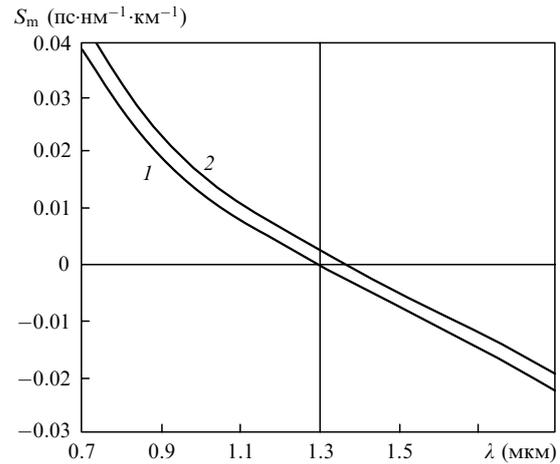


Рис.3. Зависимости коэффициента материальной дисперсии от длины волны для световодов 1 и 2.

Коэффициент материальной дисперсии  $S_m$  (далее материальная дисперсия) зависит от материала световода и длины волны, а коэффициент волноводной дисперсии  $S_w$  (далее волноводная дисперсия) – только от  $\Delta n$  и  $2a$ . При  $\lambda < 1.3$  мкм материальная дисперсия положительна, а при  $\lambda > 1.3$  мкм – отрицательна (рис. 3). Волноводная дисперсия имеет также положительные и отрицательные области (рис. 4). При правильно подобранных параметрах световода волноводная дисперсия может компенсировать материальную.

На рис.4 приведены зависимости  $V d^2(VB)/dV^2$  от  $V$  для первых десяти  $HE_{1m}$ -мод, которые при заданных  $\Delta n$  позволяют найти волноводную дисперсию  $S_w$ . Из графиков видно, что для каждой  $HE_{1m}$ -моды значение  $V d^2(VB)/dV^2$  с увеличением  $V$  растет от нуля до максимума (тем большего, чем выше порядок  $m$  моды  $HE_{1m}$ ), затем уменьшается, достигая минимальных отрицательных значений (см. вставку на рис.4), и далее стремится к нулю при  $V \rightarrow \infty$ .

Следует отметить, что для всех  $HE_{1m}$ -мод существуют такие значения  $V$  (или  $2a$ ), при которых на рабочей длине волны  $\lambda_0$  за счет взаимной компенсации материальной и волноводной дисперсий коэффициент  $S \approx 0$ . С увеличением  $m$  возрастает возможность такой компенсации как в отрицательной, так и в положительной области материальной дисперсии. Приближенные расчеты, основанные на данном подходе, показали, что в одномодовом режиме работы МДВС при достаточно больших разностях показателей преломления сердцевинки и оболочки световода ( $\Delta n \approx 0.05$ ) и высоких порядках ( $m \geq 6$ )  $HE_{1m}$ -мод можно получать  $S \approx 0$  на длинах волн вплоть до 0.7–0.8 мкм. При  $\lambda > 1.3$  мкм условие  $S \approx 0$  может выполняться даже при малых  $\Delta n$  ( $\Delta n < 0.01$ ).

Таким образом, поиск оптимальных параметров световода, при которых  $S = 0$ , лучше начинать с приближенного расчета по формуле (2), а затем уточнять эти параметры с использованием строгой формулы (1).

Как видно из рис.5, на высших  $HE_{1m}$ -модах ( $m \geq 2$ ) имеются два нулевых значения коэффициента  $S$ , второе из которых лежит на длине волны, меньшей  $\lambda_0$ . Кроме того, для световода 1 существует возможность получения малых значений хроматической дисперсии для высших  $HE_{1m}$ -мод в диапазоне длин волн, находящемся между нулевыми значениями  $S$  и простирающемся как в область  $\lambda_0 > 1.3$  мкм, так и в область  $\lambda_0 < 1.3$  мкм. Лучше

всего эта возможность проявляется для мод  $HE_{12} - HE_{14}$ , у которых  $|S| < 10 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-1}\cdot\text{км}^{-1}$ .

Для работы с МДВС на более коротких длинах волн в режиме нулевой хроматической дисперсии требуются большие разности  $\Delta n$ . Так, для световода 2 при  $\lambda_0 = 1.06 \text{ мкм}$   $\Delta n$  равно  $\sim 0.03$  (рис.5,б), но даже при этом условии  $S = 0$  удалось выполнить только для мод  $HE_{1m}$  ( $m \geq 3$ ).

#### 4. Результаты расчета диаметров сердцевин МДВС для обеспечения нулевой хроматической дисперсии для $HE_{1m}$ -мод

В табл.1 приведены результаты расчета значений диаметра сердцевин МДВС  $2a$  для первых десяти  $HE_{1m}$ -мод для световодов 1 и 2 (прочерк означает невозможность получения нулевой хроматической дисперсии для

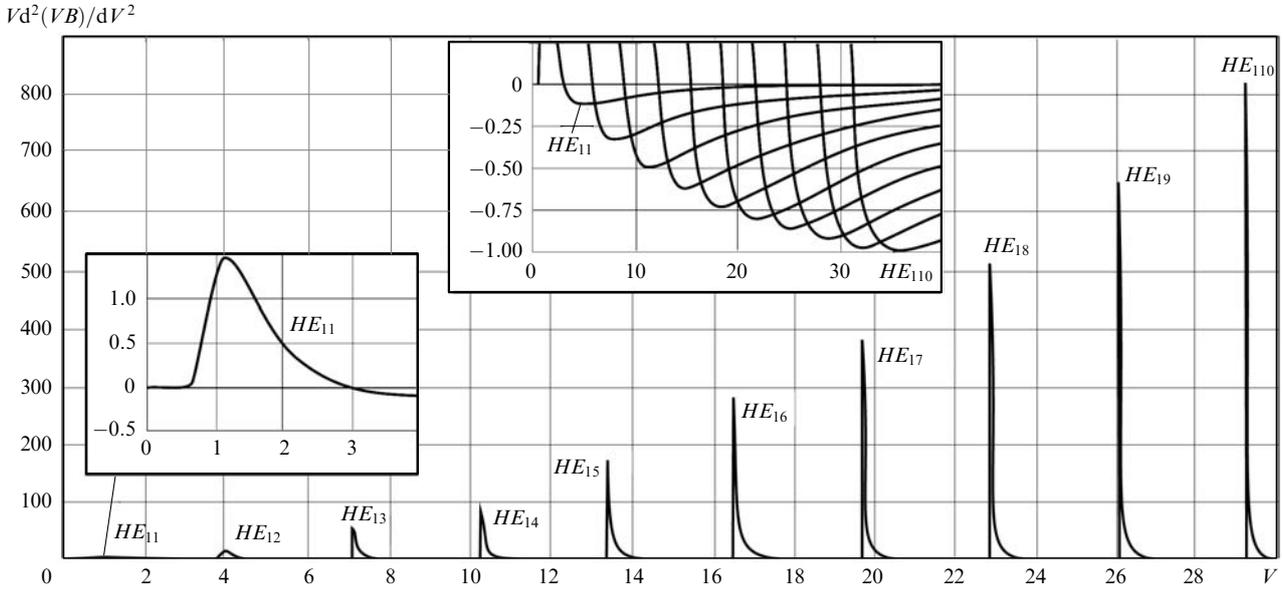


Рис.4. Зависимости коэффициента нормированного множителя волноводной дисперсии  $Vd^2(VB)/dV^2$  для  $HE_{1m}$ -мод от  $V$ .

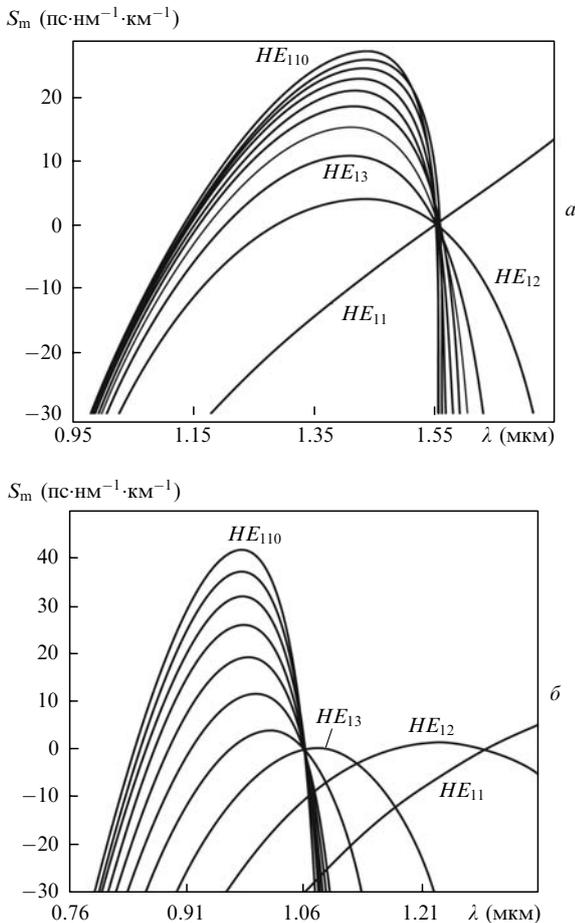


Рис.5. Зависимости коэффициента хроматической дисперсии  $HE_{1m}$ -мод от длины волны для световодов 1 (а) и 2 (б).

данной моды световода). Из таблицы следует, что использование высших мод позволяет существенно увеличить площадь сердцевин световода и эффективную площадь моды, благодаря чему увеличить передаваемые мощности без возникновения существенных нелинейных искажений. Расчеты показали, что с ростом  $\Delta n$  расчетный диаметр  $2a$  сердцевин, при котором  $S = 0$  на заданной длине волны, уменьшается.

В табл.1 приведены также результаты расчета доли мощности  $P_1$ , распространяющейся в сердцевине световода [9]. В оболочке доля мощности  $P_2 = 1 - P_1$ . В области малых значений  $V$ , близких к режиму отсечки моды, основная доля мощности распространяется в оболочке световода ( $P_1 \approx 0$ ), а в области, далекой от отсечки, почти вся мощность распространяется в сердцевине ( $P_1 \approx 1$ ). Из табл.1 следует, что основная доля мощности распространяется в сердцевине световода только на высших модах ( $m \geq 2$ ), причем на  $\lambda_0 = 1.06 \text{ мкм}$  доля этой мощности больше, чем на  $1.55 \text{ мкм}$ , и она растет с увеличением радиального порядка моды, достигая 90 %.

В табл.1 приведены также значения эффективных площадей  $A_{\text{eff}}$  мод  $HE_{1m}$ , рассчитанные по формуле [10]

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[ \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E(r, \varphi)|^2 r dr d\varphi \right]^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E(r, \varphi)|^4 r dr d\varphi}, \quad (3)$$

где  $E(r, \varphi)$  – строгое распределение электрического поля  $HE_{1m}$ -моды в поперечном сечении световода. Расчеты  $A_{\text{eff}}$  для световода 1 показали, что для моды  $HE_{12}$  она составляет  $111 \text{ мкм}^2$ , т. е. примерно в 10 раз больше, чем

Табл.1. Значения  $2a$ ,  $P_1$  и  $A_{\text{эф}}$  при  $S = 0$  на  $\lambda_0 = 1.55$  мкм для световода 1 и на  $\lambda_0 = 1.06$  мкм для световода 2.

Мода	Световод 1			Световод 2		
	$2a$ (мкм)	$P_1$	$A_{\text{эф}}$ (мкм <sup>2</sup> )	$2a$ (мкм)	$P_1$	$A_{\text{эф}}$ (мкм <sup>2</sup> )
$HE_{11}$	4.248	0.386	11.983	–	–	–
$HE_{12}$	15.936	0.708	110.713	–	–	–
$HE_{13}$	26.756	0.774	287.503	11.336	0.913	46.796
$HE_{14}$	37.496	0.811	543.411	14.578	0.906	76.757
$HE_{15}$	48.198	0.835	877.571	18.080	0.908	117.155
$HE_{16}$	58.878	0.852	1289.373	21.656	0.912	167.004
$HE_{17}$	69.542	0.865	1778.341	25.262	0.917	226.082
$HE_{18}$	80.192	0.876	2343.842	28.882	0.921	294.257
$HE_{19}$	90.834	0.884	2983.411	32.510	0.925	371.485
$HE_{110}$	101.468	0.892	3683.228	36.142	0.928	457.716

для фундаментальной моды  $HE_{11}$ , а для десятой моды  $HE_{110}$   $A_{\text{эф}}$  достигает 3683 мкм<sup>2</sup>. Для световода 2 значения  $A_{\text{эф}}$   $HE_{1m}$ -мод оказались в 6–8 раз меньше.

## 5. Заключение

Проведено исследование дисперсионных и энергетических характеристик  $HE_{1m}$ -мод двухслойного многомодового световода со ступенчатым профилем показателя преломления, в котором реализован одномодовый режим работы на одной из  $HE_{1m}$ -мод ( $m \geq 2$ ). Показано, что использование многомодовых световодов с такой рабочей модой позволяет получить нулевую хроматическую дисперсию в диапазоне длин волн как меньше, так и больше 1.3 мкм, а также малый коэффициент хроматической дисперсии ( $\sim 4$  пс·нм<sup>-1</sup>·км<sup>-1</sup>) в достаточно широком интервале длин волн ( $\Delta\lambda = 0.3 - 0.4$  мкм). Большие диаметры сердцевины таких световодов позволяют пере-

давать по ним сигналы с большими мощностями без возникновения существенных нелинейных искажений.

1. Ramachandran S., Yan M.F., Jasapara J., Wisk P., Ghalmi S., Monberg E., Dimarcello F.V. *Proc. 31 Europ. Conf. Opt. Commun.* (Glasgo, 2005, We3.4.6).
2. Furuya K., Suematsu Y., Nayer U., Ishikawa S., Tagami F. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 456 (1975).
3. Ramachandran S. et al. *Opt. Lett.*, **27**, 698 (2002).
4. Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г., Божков А.С., Курков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **35** (12), 1085 (2005).
5. Fleming J.W. *Appl. Opt.*, **23** (24), 4486 (1984).
6. Беланов А.С., Ежов Г.И., Черный В.В. А.с. № 556401 от 04.01.1974. *БИ* № 16 (1977).
7. Беланов А.С. *Докт. дисс.* (М., ФИАН, 1980).
8. Gloge D. *Appl. Opt.*, **10**, 2442 (1971).
9. Беланов А.С., Взятыхшев В.Ф. *Вопросы технической физики* (М.: ВЗМИ, 1969).
10. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Acad. Press, 2001).