

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. С. Беланов, Е. М. Дианов, К распространению собственных волн в многослойных оптических волноводах. III. Волноводы с отрицательной волноводной дисперсией и сильной фильтрацией высших мод,
Квантовая электроника, 1977, том 4, номер 5, 1042–1049

<https://www.mathnet.ru/qs12565>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.88

20 мая 2025 г., 17:03:27



А. С. Беланов, Е. М. Дианов

К РАСПРОСТРАНЕНИЮ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ. III ВОЛНОВОДЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ВОЛНОВОДНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ И СИЛЬНОЙ ФИЛЬТРАЦИЕЙ ВЫСШИХ МОД*

Проведено исследование пяти типов круглых трехслойных диэлектрических волноводов оптического диапазона. Показано, что за счет применения дополнительной (второй) оболочки можно создать одномодовые волноводы с большими поперечными размерами, сильной фильтрацией высших паразитных волн благодаря специально вызванным потерям на тепло или на излучение и отрицательной волноводной дисперсией, позволяющей частично компенсировать положительную дисперсию материала волновода. Оценены искажения сигнала в одномодовом и многомодовом режимах работы волновода.

В данной работе исследуются характеристики пяти типов трехслойных круглых диэлектрических волноводов (ДВ), которые обеспечивают сильную фильтрацию высших мод и отрицательную волноводную дисперсию как в одномодовом, так и в многомодовом режиме при больших поперечных размерах и апертурах ДВ. Геометрия таких ДВ и распределение показателя преломления по сечению показаны на рис. 1. Характерным для этих

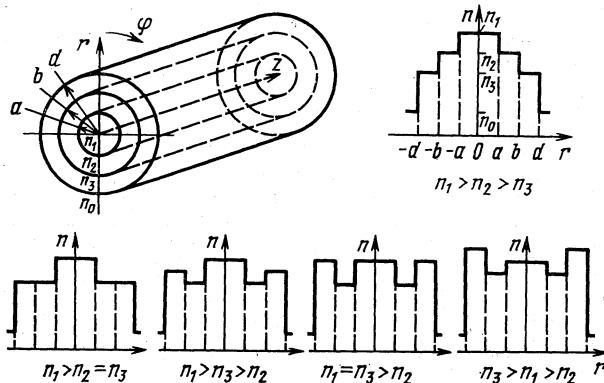


Рис. 1. Трехслойный диэлектрический волновод и различные случаи распределения показателя преломления по сечению его.

волноводов является то, что сердцевина окружена оптически менее плотной первой оболочкой толщиной $b - a$. Показатель преломления второй оболочки произволен, а толщина ее $d - b$ выбирается достаточно большой, чтобы окружающая волновод внешняя среда (показатель преломления n_0) практически не оказывала влияния на характеристики собственных волн.

В отличие от предыдущих работ [1—8], где рассматривались аналогичные ДВ, в данной работе проводится более подробный анализ дисперсионных характеристик, явления фильтрации высших мод и искажения им-

*) Данная статья является продолжением работ [1, 2].

пульса за счет волноводной дисперсии в одномодовом и многомодовом режимах.

В данной статье используются обозначения, принятые в работах [1, 2]. Для удобства чтения некоторые из них приведем еще раз:

$$x_1^2 = b^2 (k_2^2 \varepsilon_1 - \gamma^2), \quad x_2^2 = b^2 (\gamma^2 - k_2^2), \quad x_3^2 = b^2 (\gamma^2 - k_2^2 \varepsilon_3) \quad (1)$$

— безразмерные волновые числа в слоях ДВ; $\varepsilon_1 = n_1^2/n_2^2$; $\varepsilon_2 = 1$; $\varepsilon_3 = n_3^2/n_2^2$; $n_{1,2,3}$ — показатели преломления сердцевины, первой и второй оболочек соответственно; $k_2 = 2\pi/\lambda_2$ — волновое число во второй неограниченной среде; $\lambda_2 = \lambda/n_2$ — длина волны во второй неограниченной среде; $U = \gamma/k_2$ — коэффициент фазового замедления собственных волн; γ — постоянная продольного распространения.

Поперечные размеры волновода могут быть выражены через безразмерные волновые числа:

$$2a' = 2a/\lambda_2 = c [(x_1^2 + x_2^2)/(\varepsilon_1 - 1)]^{1/2}, \quad c = a/b. \quad (2)$$

Важной характеристикой волновода является нормированная частота

$$R = 2\pi a \lambda_2^{-1} (\varepsilon_1 - 1)^{-1/2}, \quad (3)$$

которая может быть выражена с учетом (1) и (2) через поперечные волновые числа:

$$R = c (x_1^2 + x_2^2)^{1/2}. \quad (4)$$

Характеристическое уравнение

Составляющие поля в анализируемых здесь трехслойных ДВ приведены как в строгой, так и в приближенной форме в работах [1, 6]. Там же проведен анализ характеристического уравнения. В [1] показано, что при характерной для оптических ДВ малой разности показателей преломления слоев, образующих волновод, выражение для характеристического уравнения может быть существенно упрощено и записано в следующем виде:

$$B = ADEC^{-1}, \quad (5)$$

где

$$A = \frac{J_{n\pm 1}(cx_1)}{cx_1 J_n(cx_1)} \mp \frac{I_{n\pm 1}(cx_2)}{cx_2 I_n(cx_2)}; \quad B = \frac{J_{n\pm 1}(cx_1)}{cx_1 J_n(cx_1)} \pm \frac{K_{n\pm 1}(cx_2)}{cx_2 K_n(cx_2)};$$

$$C = \pm \frac{I_{n\pm 1}(x_2)}{x_2 I_n(x_2)} \pm \frac{K_{n\pm 1}(x_3)}{x_3 K_n(x_3)}; \quad D = \mp \frac{K_{n\pm 1}(x_2)}{x_2 K_n(x_2)} \pm \frac{K_{n\pm 1}(x_3)}{x_3 K_n(x_3)};$$

$$E = I_n(cx_2) K_n(x_2) [I_n(x_2) K_n(cx_2)]^{-1}; \quad (6)$$

верхние знаки справедливы для волн типа H_{0m} , E_{0m} , EH_{nm} , а нижние — для HE_{nm} . Кроме того, волновые числа в соответствии с (1) связаны следующим соотношением:

$$x_3 = \sqrt{[(1 - \varepsilon_3) x_1^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_3) x_2^2]/(\varepsilon_1 - 1)}. \quad (7)$$

Для обычного круглого ДВ характеристическое уравнение имеет вид

$$B(x_{10}, x_{20}) = 0, \quad (8)$$

где

$$x_{10} = a (k_2^2 \varepsilon_1 - \gamma_0^2)^{1/2}, \quad x_{20} = a (\gamma_0^2 - k_2^2)^{1/2} \quad (9)$$

— безразмерные волновые числа; γ_0 — постоянная продольного распространения обычного круглого ДВ.

На рис. 2 приведены результаты решения строгого характеристического уравнения в виде зависимостей волнового числа для сердцевин cx_1 от $2a'$ для ряда низших волн в ДВ с $n_1 > n_3 \geq n_2$ и $n_1 > n_2 > n_3$. Волновые числа x_2 и x_3 находятся из этих графиков с помощью соотношений (4) и (7).

Из рис. 2 следует, что волновые числа для ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$ практически не отличаются от волновых чисел для ДВ с $n_1 > n_2 = n_3$ и на графиках нанесены лишь стрелки, обозначающие величины критических диаметров $2a'_{кр}$, соответствующие началу кривых cx_1 ($2a'$) для ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$.

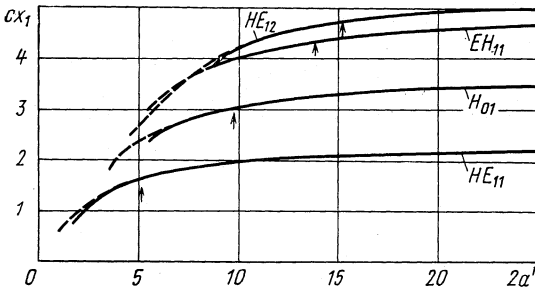


Рис. 2. Безразмерное волновое число группы волн низших типов в зависимости от относительного диаметра сердцевин волновода с $\epsilon_1 = 1,02$, $c = 1/2$ при $\epsilon_3 = 1$ (сплошные линии), $\epsilon_3 = 1/1,01$ (штриховые линии).

Стрелками показаны значения $2a'$, соответствующие появлению волн HE_{11} , H_{01} , EH_{11} , HE_{12} при $\epsilon_3 = 1,01$.

Для ДВ с $n_3 \geq n_1 > n_2$, а при $2a' < 2a'_{кр}$ и для ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$ волновые числа будут комплексными. Строгое решение характеристического уравнения (5) в комплексной плоскости показало, что при $c \leq 1/1,1$ и $R > R_{кр}$, где $R_{кр}$ — критическое значение нормированной частоты для обычного волновода (см. (4) при $x_2 \rightarrow 0$), вещественная часть волновых чисел практически не отличается от волновых чисел обычного волновода, а мнимая часть мала.

Все это дает основание считать, что в трехслойных ДВ, у которых сердцевина окружена оптически менее плотной первой оболочкой при относительно больших величинах $2a'$ (или при $R > R_{кр}$) и достаточно толстой первой оболочке ($c \leq 1/1,1$), вторая оболочка с произвольным показателем преломления оказывает слабое возмущающее действие на поле волновода и поэтому волновые числа трехслойных ДВ мало отличаются от волновых чисел обычных волноводов, имеющих такие же параметры сердцевин и оболочек, как и трехслойный волновод, т. е.

$$cx_1 = x_{10} + \Delta x_1, \quad cx_2 = x_{20} + \Delta x_2. \quad (10)$$

Подставляя (10) в левую часть (5) и учитывая, что согласно (4) $x_1 \Delta x_1 = -x_2 \Delta x_2$, находим

$$\Delta x_1 = A_0 D_0 E_0 \left\{ \pm x_{10} C_0 \left(\frac{1}{x_{10}^2} + \frac{1}{x_{20}^2} \right) \left[1 \pm (2n \pm 1) \frac{K_{n \pm 1}(x_{20})}{x_{20} K_n(x_{20})} \right] \right\}^{-1}, \quad (11)$$

где A_0 , C_0 , D_0 , E_0 в отличие от A , C , D , E , определяемых с помощью (6), являются функциями x_{10} , x_{20} .

Анализ (11) показывает, что $\Delta x_1 = 0$ для ДВ с $n_1 > n_2 = n_3$, поскольку согласно (7) $x_{20} = cx_3$ и $D_0 = 0$; Δx_1 будет всегда вещественно для ДВ с $n_1 > n_2 > n_3$, а при $(\epsilon_1 - \epsilon_3)x_{20}^2 > (\epsilon_3 - 1)x_{10}^2$ и для ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$; Δx_1 будет всегда комплексно для ДВ с $n_3 \geq n_1 > n_2$. Появление мнимой части в Δx_1 обусловлено мнимостью волнового числа x_3 (см. (7)) и благодаря этому мнимостью вторых слагаемых в C_0 и D_0 , определяемых с помощью (6). При мнимой величине x_3 можно избежать перехода в C_0 и D_0 от функций Макдональда $K_n(x_3)$ к функциям Ханкеля второго рода $H_n^{(2)}(-i|x_3|)$, поскольку

ку эти функции входят в C_0 и D_0 в виде отношения, и поэтому

$$\frac{H_{n\pm 1}^{(2)}(-i|x_3|)}{|x_3| H_n^{(2)}(-i|x_3|)} = \mp \frac{K_{n\pm 1}(|x_3|)}{i|x_3| K_n(|x_3|)}. \quad (12)$$

Дисперсионные характеристики

Будем характеризовать степень замедления фазовой скорости собственных волн по отношению к скорости однородной плоской волны во второй среде ДВ $v_2=c_0/n_2$ ($c_0=3 \cdot 10^8$ м/с) коэффициентом фазового замедления

$$U = v_2/v_\phi = \gamma/k_2, \quad (13)$$

а степень замедления групповой скорости $v_{гр}$ — коэффициентом группового замедления

$$U_{гр} = v_2/v_{гр}.$$

Известно, что коэффициент $U_{гр}$ может быть выражен через U в виде

$$U_{гр} = U + 2a' dU/d(2a'). \quad (14)$$

Используя результаты решения характеристического уравнения и расчеты коэффициента фазового замедления [1, 6, 7], можно найти коэффициенты группового замедления, которые приведены на рис. 3. Для достаточно больших $2a'$ зависимости $U_{гр}(2a')$ для ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$ совпадают с соответствующими зависимостями для обычного ДВ с $n_1 > n_2 = n_3$. Это совпадение наблюдается и для ДВ с $n_1 > n_2 > n_3$ и $n_3 \geq n_1 > n_2$, если сердцевина и первая оболочка их имеют такие же показатели преломления, что и сердцевина и оболочка обычного ДВ. При $2a' \gg 1$ $dU_{гр}/df < 0$ (f — частота; очевидно, что $2a' \sim f$), т. е. имеет место отрицательная волноводная дисперсия, что позволяет частично компенсировать положительную дисперсию материалов ДВ и тем самым существенно уменьшать искажение сигнала. Для ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$ отрицательная волноводная дисперсия наблюдается уже в области $2a' = 7,5-9,8$, соответствующей одномодовому режиму.

Для трехслойных ДВ коэффициент группового замедления может быть выражен с помощью следующей асимптотической формулы:

$$U_{гр} = \sqrt{\varepsilon_1} + x_{1n}^2 (\varepsilon_1 - 1) (1 - 2/R) (2 \sqrt{\varepsilon_1} R^2)^{-1} \exp(-2/R), \quad (15)$$

где $x_{1n} = 2,405; 3,832; 5,135; 5,520$ для волн $HE_{11}; H_{01}, E_{01}, HE_{21}; EH_{11}, HE_{31}; HE_{12}$ соответственно, т. е. волновые числа являются корнями уравнения $J_{n\pm 1}(x_1) = 0$, где верхний знак справедлив для волн типа H_{0m}, E_{0m} и EH_{nm} , а нижний — для HE_{nm} . Эта формула дает ошибку не более 2% при $c \leq 1/1,1$ и $R > (1,5-2,0) R_{кр}$, которая быстро убывает с ростом R и уменьшением c .

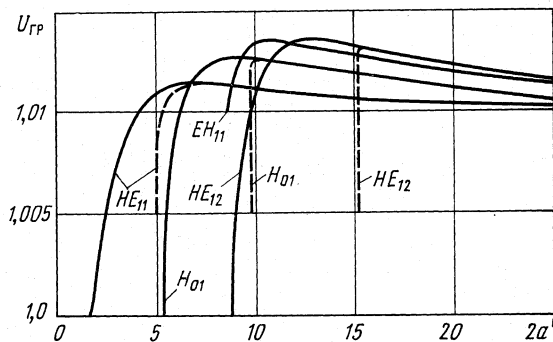


Рис. 3. Коэффициент группового замедления в зависимости от относительного диаметра сердцевины волновода с $\varepsilon_1=1,02$, $c=1/2$ при $\varepsilon_3=1$ (сплошные линии), 1,01 (штриховые линии).

Фильтрация мод высших типов

При исследовании распределения потока энергии по слоям ДВ, проведенном в работах [2, 6], было установлено, что нормированные мощности волн в слоях ДВ, удовлетворяющие равенству $P_1 + P_2 + P_3 = 1$, ведут себя следующим образом. Вблизи значений критического диаметра сердцевин $2a_{кр}$ подавляющая часть энергии распространяется во второй оболочке, т. е. $P_3 \rightarrow 1$, а доля энергии, распространяющейся в сердцевине (P_1) и в первой оболочке (P_2), мала. С ростом $2a'$ происходит перераспределение энергии по слоям ДВ: доля энергии в сердцевине растет, достигая в пределе значения $P_1 = 1$; P_2 сначала растет, достигая максимума, тем больше, чем меньше c , а затем монотонно стремится к нулю; P_3 монотонно спадает от единицы до нуля.

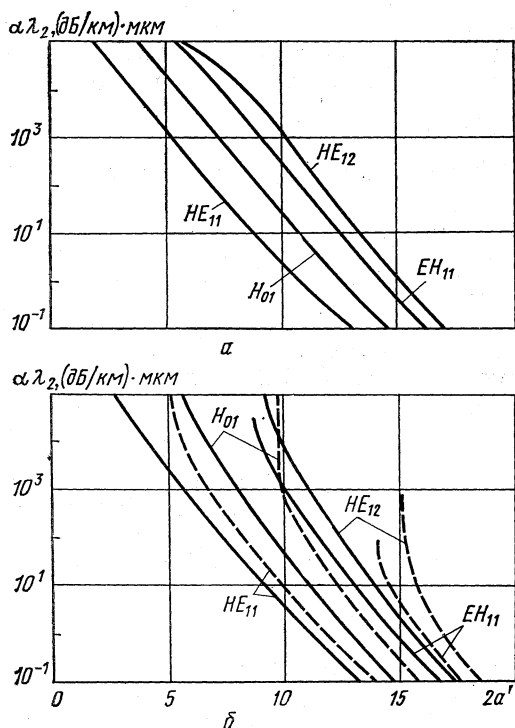


Рис. 4. Дополнительное затухание собственных волн за счет тепловых потерь во второй оболочке волновода с $\epsilon_1 = 1,02$, $c = 1/2$, $\text{tg } \delta_3 = 10^{-5}$ при $\epsilon_3 = 1/1,01$ (а), $\epsilon_3 = 1$ (б, сплошные линии) и $\epsilon_3 = 1,01$ (б, штриховые линии).

Для фиксированного значения $2a'$, допускающего распространение нескольких собственных волн, доля энергии, распространяющейся во второй оболочке, растет с увеличением номера волны. Это свойство, как было отмечено ранее (см. [5], стр. 39; [6], стр. 228), можно использовать для создания ДВ с сильной фильтрацией высших паразитных волн.

Известно, что коэффициент затухания за счет тепловых потерь α_T связан с переносимой мощностью P и мощностью тепловых потерь в единице длины волновода Q соотношением

$$\alpha_T = Q/2P. \quad (16)$$

Можно показать [2, 5, 6], что при характерной для оптических ДВ малой разности показателей преломления слоев для α_T (в дБ/км) справедливо выражение

$$\alpha_T = 27,3 \cdot 10^9 \lambda_2^{-1} (P_1 \text{tg } \delta_1 + P_2 \text{tg } \delta_2 + P_3 \text{tg } \delta_3), \quad (17)$$

где $\lambda_2 = \lambda/n_2$ выражена в мкм; $P_{1,2,3}$ — нормированные мощности волны в слоях ДВ; $\text{tg } \delta_{1,2,3}$ — тангенсы угла потерь материалов сердцевин, первой и второй оболочек соответственно.

Поскольку для ДВ с $n_1 > n_2 \geq n_3$ и $n_1 > n_3 > n_2$ при $2a' \gg 1$ доля мощности низшей волны HE_{11} , распространяющейся во второй оболочке, $P_3 \rightarrow 0$, в то время как для высших волн P_3 достаточно велико, значительное повышение $\text{tg } \delta_3$ приведет к небольшому увеличению затухания низшей волны и вызовет сильное затухание высших волн.

На рис. 4 приведены зависимости дополнительного затухания $\alpha \lambda_2 = 27,3 \cdot 10^9 P_3 \text{tg } \delta_3$, измеренного в (дБ/км)·мкм, от относительного диа-

метра сердцевины $2a'$ для волн HE_{11} , H_{01} (E_{01} , HE_{21}), EH_{11} (HE_{31}), HE_{12} при $\epsilon_1=1,02$, $c=1/2$, $\text{tg } \delta_3=10^{-5}$. Величине $\alpha\lambda_2=10$ (дБ/км)·мкм, отмеченной на графике, соответствует $\alpha=23$ дБ/км при $\lambda=0,6328$ мкм и $n_2=1,452$. Такое затухание будет испытывать ближайшая высшая волна H_{01} (E_{01} , HE_{21}) при $2a'=10,7$; 11,1; 12,3 для ДВ с $\epsilon_3=1/1,01$; 1; 1,01 соответственно. Низшая волна HE_{11} при этих величинах $2a'$ будет иметь дополнительное затухание 2,2; 2,1 и 1,3 дБ/км, а волна EH_{11} (HE_{31}) — 230, 356 и $8,2 \cdot 10^4$ дБ/км соответственно.

Следовательно, такие ДВ обладают сильно выраженной фильтрацией высших волн. Поэтому эти ДВ, работающие в маломодовом режиме, при соответствующем выборе величины $2a'$ ведут себя как одномодовые ДВ, обладая при этом рядом важных свойств, как, например, существенно большими поперечными размерами сердцевин и отрицательной волноводной дисперсией.

Действительно, условием одномодового режима для обычного ДВ, является $2a' < 0,765(\epsilon_1 - 1)^{-1/2}$ или $2a' < 5,4$ при $\epsilon_1=1,02$, что приблизительно в два раза меньше, чем в случае рассмотренного выше трехслойного ДВ. Увеличение поперечных размеров трехслойных ДВ при сохранении хороших дисперсионных характеристик и сильной фильтрации высших волн может быть получено в десятки раз по сравнению с обычным волноводом за счет увеличения как $c=a/b$ от 1/2 до 1/1,1, так и $\text{tg } \delta_3$.

Обычный волновод в одномодовом режиме имеет большую по величине и положительную волноводную дисперсию (см. рис. 3 для волны HE_{11} при $\epsilon_3=1$ и $2a' < 5,4$), которая, складываясь с положительной дисперсией материала ДВ, существенно искажает форму передаваемого сигнала. Рассматриваемые здесь трехслойные ДВ обладают малой по величине и отрицательной волноводной дисперсией (см. рис. 3 для волны HE_{11} при $2a' = 10,7-12,3$), позволяющей частично компенсировать положительную дисперсию материалов ДВ.

В волноводах с $n_3 \geq n_1 > n_2$ при любых величинах $2a'$, а также в ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$ при $2a' < 2a'_{\text{кр}}$ всегда существуют потери на излучение. Величину этих потерь можно оценить, используя также метод возмущения. Из первого равенства (1) следует, что

$$cx_1 \Delta x_1 = -a^2 \gamma \Delta \gamma = -(2\pi a')^2 U \Delta U. \quad (18)$$

Подставляя в (18) вместо Δx_1 полученное ранее выражение (11), находим ΔU . За счет мнимости x_3 (см. (7)) ΔU будет комплексно, т. е. $\Delta U = \Delta U' - i \Delta U''$ и волна, зависимость от продольной координаты которой $\exp(-i\gamma z) = \exp[-i(2\pi/\lambda_2)(U_0 + \Delta U' - i \Delta U'')]$, будет испытывать затухание. Коэффициент затухания, обусловленного потерями на излучение (в дБ/км),

$$\alpha = 54,6 \cdot 10^9 \lambda_2^{-1} \Delta U'',$$

где λ_2 взято в мкм;

$$\begin{aligned} \Delta U'' = A_0 E_0 (D_0 - C_0) \eta \left\{ U_0 (2\pi a')^2 \left(\frac{1}{x_{10}^2} + \frac{1}{x_{20}^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 \pm 2(n \pm 1) \frac{1}{x_{20}} \right] |C_0^2|^{-1}; \right. \\ \left. \eta = K_{n \pm 1}(x_3) [x_3 K_n(x_3)]^{-1}. \right. \end{aligned} \quad (19)$$

На рис. 5 приведены зависимости $\alpha\lambda_2$ от $2a'$ для ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$ и $n_3 \geq n_1 > n_2$ для $\epsilon_1=1,02$ и $c=1/2$.

При $2a' < 2a'_{\text{кр}}$ затухание ДВ с $n_1 > n_3 > n_2$ велико, с ростом $2a'$ оно резко уменьшается и при $2a' > 2a'_{\text{кр}}$ затухание за счет потерь на излучение

отсутствует. Эта особенность зависимости $\alpha\lambda_2(2a')$ позволяет использовать такие ДВ в качестве модуляторов света. Величины $2a'=5-9,8$, соответствующие области прозрачности волны HE_{11} , в этих ДВ больше, чем в обычных ДВ, для которых при $\epsilon_1=1,02$ $2a'=0-5,4$, но все-таки еще недостаточно велики, чтобы их реально использовать в качестве направляющих трактов в оптических линиях связи. Поэтому для данного ДВ предпочтительнее применение второй оболочки с повышенными потерями (см. рис.

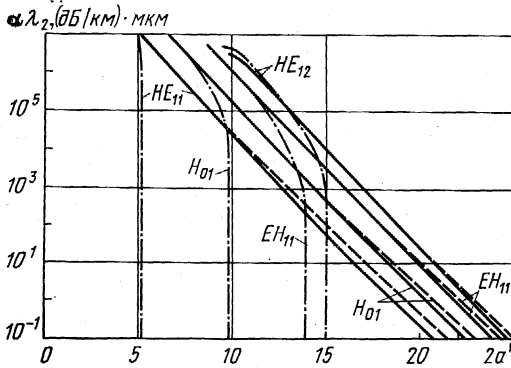


Рис. 5. Дополнительное затухание собственных волн за счет потерь на излучение в волноводе с $\epsilon_1=1,02$, $c=1/2$ при $\epsilon_3=1,02$ (сплошные линии), 1,03 (штриховые линии), 1,01 (штрихпунктирные линии).

4, а), что позволяет реализовать одномодовый режим при существенно больших диаметрах сердцевин.

Для ДВ с $n_3 \geq n_1 > n_2$ удается получить сильное затухание высших волн при наибольших величинах $2a'$. Так, например, значению $\alpha\lambda_2=10$ (дБ/км)·мкм соответствует затухание 23 дБ/км при $\lambda=0,6328$ мкм и $n_2=1,452$. Такое затухание имеет волна H_{01} (E_{01} , HE_{21}) при $2a'=18,3$ и 18,6 для ДВ с $\epsilon_3=1,02$ и 1,03 соответственно. Волна HE_{11} получает при этом дополнительное затухание 3,6 и 4,8 дБ/км, а волна EH_{11} (HE_{31}) 145 и 115 дБ/км соответственно. Увеличивая как c от 1/2 до 1/1,1, так и ϵ_3 , можно получить волноводы с диаметрами сердцевин, превышающими в десятки раз диаметр сердцевин обычных ДВ при сохранении хороших дисперсионных характеристик и сильной фильтрации высших волн.

Уширение импульса при одномодовом и многомодовом режимах работы волновода

Из (15) следует, что волноводная дисперсия

$$\frac{dU_{гр}}{dR} = -x_{1n}^2 (\epsilon_1 - 1) \left(1 - \frac{2}{R}\right) (\sqrt{\epsilon_1} R^3)^{-1} \left(1 - \frac{4}{R} + \frac{2}{R^2}\right) \exp\left(-\frac{2}{R}\right). \quad (20)$$

Вызванное ею уширение импульса с шириной полосы Δf в одномодовом режиме работы на расстоянии l

$$\tau_{гр} = \frac{n_2 l R}{c_0} \frac{\Delta f}{f} \frac{dU_{гр}}{dR}, \quad (21)$$

При $2a'=12,3$; $\epsilon_1=1,02$; $\epsilon_3=1,01$; $c=1,2$; $\text{tg } \delta_3=10^{-5}$ и $2a'=18,6$; $\epsilon_1=1,02$; $\epsilon_3=1,03$; $c=1/2$ (что в обоих случаях соответствует практически одномодовому режиму) $\tau_{гр}/n_2=1,88 \cdot 10^{-9} \Delta f/f$ и $1,82 \cdot 10^{-9} \Delta f/f$ с/км. Если источник света имеет частоту $f=4,71 \cdot 10^{14}$ Гц ($\lambda=0,6328$ мкм) и испускает импульсы длительностью 10^{-12} с (т. е. $\Delta f \approx 10^{12}$ Гц), то уширение импульса $\tau_{гр}/n_2=4 \cdot 10^{-12}$ и $3,9 \cdot 10^{-12}$ с/км соответственно. Дисперсия материала ограничивает ширину полосы передаваемого сигнала в одномодовом режиме, и ее необходимо компенсировать за счет волноводной дисперсии.

В случае многомодового режима работы уширение импульса происходит за счет разных групповых скоростей различных волн и на длине вол-

новода, равной l , согласно (15) оно будет равно

$$\tau_{\text{ГР}} = n_2 l (\varepsilon_1 - 1) (1 - 2/R) (x_{1m}^2 - x_{1n}^2) (2c_0 \sqrt{\varepsilon_1} R^2)^{-1} \exp(-2/R), \quad (22)$$

где x_{1m} и x_{1n} — волновые числа m - и n -й волн ($m > n$). В наихудшем случае $n=1$ и $x_{1n}=2,405$.

Из рис. 5 видно, что при $2a' = 20,9$, $\varepsilon_1 = 1,02$, $\varepsilon_3 = 1,03$, $c = 1/2$, когда подавленной оказывается волна HE_{12} и распространяются только волны HE_{11} , H_{01} (E_{01} , HE_{21}) и EH_{11} (HE_{31}), $\tau_{\text{ГР}}/n_2 = 5 \cdot 10^{-9}$ с/км, что примерно на три порядка больше, чем в случае одномодового режима. Но это уширение будет почти на два порядка меньше, чем при использовании обычного волновода в многомодовом режиме, для которого уширение (в с/км)

$$\tau_{\text{ГР}} \approx 3,3 \cdot 10^{-6} (n_1 - n_2).$$

Заключение

Проведенное исследование трехслойных круглых диэлектрических волноводов показывает, что при достаточно больших поперечных размерах они могут обеспечить передачу максимально широкополосных сигналов в практически одномодовом режиме, обладают отрицательной волновой дисперсией, позволяющей частично компенсировать дисперсию материала, и имеют сильную фильтрацию высших волн.

При работе в многомодовом режиме трехслойные волноводы благодаря сильной фильтрации высших волн обеспечивают передачу сигнала с шириной полосы на два порядка большей, чем при использовании обычного многомодового диэлектрического волновода.

1. А. С. Беланов, Е. М. Дианов, Г. И. Ежов, А. М. Прохоров. «Квантовая электроника», 3, 81 (1976).
2. А. С. Беланов, Е. М. Дианов, Г. И. Ежов, А. М. Прохоров. «Квантовая электроника», 3, 1689 (1976).
3. A. S. Belanov, E. M. Dianov, G. I. Ezhov, A. M. Prokhorov. First European Conf. Optical Fibre Comm., London, IEE, Sept., 1975. Conf. Publ., No 132, p. 11.
4. А. С. Беланов, Е. М. Дианов, А. М. Прохоров. Доклад на Первой Всес. конф. «Волоконно-оптические линии связи», Москва, апрель 1976 г.
5. А. С. Беланов, Г. И. Ежов. В сб. «Радиоэлектроника оптического диапазона». М., 1970, с. 18.
6. А. С. Беланов, Г. И. Ежов. В сб. «Взаимодействие излучения с веществом». М., 1972, с. 205.
7. A. S. Belanov, G. I. Ezhov, W. W. Tschernij. Arch. Electron. Ubertragungstechn., 27, 494 (1973).
8. А. С. Беланов. Доклад на конф. «Современные элементы оптоэлектроники для передачи, приема и хранения информации», Симферополь, сентябрь 1974 г.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
21 июля 1976 г.

A. S. Belanov, E. M. Dianov. On the Propagation of Natural Waves in Multilayer Optical Waveguides. III. Waveguides With Negative Waveguide Dispersion and Strong Higher-Order Modes Filtering.

A study was made of five types of circular three-layer optical-band dielectric waveguides. It is shown that due to the use of an additional (second) shell single-mode waveguides may be produced which feature large transverse size, strong filtering of higher-order stray waves owing to specially caused thermal or radiation losses, negative (by sign) waveguide dispersion which makes it possible to compensate for the positive (by sign) dispersion of the waveguide material. Signal distortion is estimated under single-mode and multimode waveguide operating conditions.