

## УСИЛЕНИЕ ВЫСШИХ МОД В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ АКТИВНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Ю. Н. Лукьянов, В. Г. Панькин и Г. И. Сурдатович

Теоретически исследуется усиление света в многомодовых тонкопленочных активных волноводах. Показано, что коэффициенты усиления мод могут превышать величину объемного коэффициента усиления. Предельная величина усиления в волноводе ограничена отношением показателей преломления волновода и подложки. При определенных условиях коэффициенты усиления возрастают с ростом номера моды. Результаты работы применимы также и в случае поглощения в волноводе.

1. Теории распространения электромагнитных волн в тонкопленочных волноводах посвящено большое количество работ [1-3], в которых рассматриваются главным образом пассивные волноводы. Исключением являются работы [4-6]. В [4, 5] коэффициенты усиления (КУ) волноводных мод определялись методами теории возмущений, что вряд ли целесообразно, так как задача может быть решена точно. В работе [6] получены формулы для КУ при усилении как в волноводе, так и в подложке. Однако качественный их анализ отсутствует, а численные расчеты [6] справедливы для частного случая, когда КУ и поглощения граничащих сред близки по порядку величины или даже равны. В литературе отсутствует анализ оптимальной по величине КУ волноводной структуры. Для структур, рассчитанных в работах [4-6], величина КУ не превышает объемного значения, т. е. КУ плоской волны, распространяющейся в безграничной усиливающей среде.

Интерпретируя волноводную моду как плоскую волну, претерпевающую многократное полное внутреннее отражение (ПВО) от стенок волновода, можно показать, что при усилении в волноводе ПВО нарушается, энергетический коэффициент отражения становится меньше единицы, и в стационарном режиме усиление должно компенсировать эти потери. Величина этих потерь уменьшается с ростом угла падения волны на стенки волновода  $\theta$ . С другой стороны, эффективный путь, проходимый волной, обратно пропорционален  $\sin \theta$ . Угол  $\theta$  уменьшается с ростом номера моды, а для больших номеров мод требуются большие толщины волновода. Поэтому в многомодовых пленочных волноводах можно ожидать некоторого увеличения КУ, даже по сравнению с объемным.

2. Рассмотрим волновод, образованный пленкой с комплексным показателем преломления  $n - ix$ , граничащий со средами с  $n_1 + ix_1$  и  $n_2 + ix_2$  при  $x = d$  и  $x = 0$  соответственно.<sup>1</sup> Для определенности полагаем  $n_2 \geq n_1$ . После ТЕ или ТМ волн представим в виде  $E_y, H_y = U(x) \exp[i(k\beta z - \omega t)]$ , где  $\beta = \beta' - i\beta''$ ,  $k = \omega/c$  — волновое число. Решение волнового уравнения с граничными условиями непрерывности касательных компонент полей при  $x = 0$ ,  $x = d$  дает дисперсионное уравнение

$$kd \sqrt{n^2 - (\beta')^2} = \pi m + \Phi_1 + \Phi_2, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1)$$

<sup>1</sup> Далее мы, как обычно, ограничимся рассмотрением случая  $x/n, x_1/n_1, x_2/n_2 \ll 1$ .

и формулу для безразмерного КУ  $\eta = k\beta^r/\alpha_0$ , где  $\alpha_0$  — объемный КУ,

$$\eta = \frac{d + d_1 K_1 + d_2 K_2}{W \sin \theta}. \quad (2)$$

Здесь  $d_{1,2} = [k \sqrt{(\beta')^2 - n_{1,2}^2}]^{-1}$  — глубина проникновения поля в среды 1 и 2,  $2\varphi_{1,2}$  — фазы коэффициентов отражения от стенок волновода. Эффективная ширина волновода  $W$  и коэффициенты  $K_{1,2}$  зависят от типа поляризации и определяются формулами

$$W = d + \sum_{i=1}^2 d_i \left[ \left( \frac{n}{n_i} \right)^s \cos^2 \varphi_i + \left( \frac{n_i}{n} \right)^s \sin^2 \varphi_i \right], \quad (3)$$

$$K_{1,2} = (1 - s \cos^2 \theta) \left( \frac{n_{1,2}}{n} \right)^s \sin^2 \varphi_{1,2} - \frac{\varkappa_{1,2}}{\varkappa} \left( \frac{n}{n_{1,2}} \right)^{s-1} [1 + s (kd_{1,2} n_{1,2})^{-2}] \cos^2 \varphi_{1,2}. \quad (4)$$

В формулах (3), (4) и ниже  $s=0$  для ТЕ и  $s=2$  для ТМ волн. Из (2)–(4) можно заметить, что поглощение в средах 1, 2 сильнее сказывается на ТМ модах, чем на ТЕ. Кроме того, для волноводов с  $n > n_2 \sqrt{2}$  в области углов  $\theta_{кр} < \theta < \pi/4$  коэффициенты  $K_{1,2}$  становятся отрицательными для ТМ мод даже при отсутствии поглощения в средах 1, 2, в то время как для ТЕ мод они положительны. Это связано с особенностью отражения неоднородных плоских волн от границы раздела сред, имеющей место даже и в случае прозрачных сред [7].

Для дальнейшего анализа введем параметры  $p$ ,  $q$  и угол  $\varphi$ , определяемые соотношениями

$$p^2 = \frac{n^2 - n_2^2}{n^2} = \cos^2 \theta_{кр}, \quad q^2 = \frac{n^2 - n_2^2}{n^2 - n_1^2}, \quad \cos \theta = p \cos \varphi. \quad (5)$$

Параметр  $p$  определяет величину критического угла  $\theta_{кр}$  и, как показано ниже, предельное значение  $\eta$ ;  $q$  характеризует степень несимметричности волновода. Угол  $\varphi$  равен половине фазового сдвига ТЕ волны, отраженной от среды 2. Для волноводных мод при  $n_1 \leq n_2 < \beta' < n$  справедливо неравенство  $p < q \leq 1$ , причем равенство имеет место лишь в симметричном волноводе. В новых переменных дисперсионное уравнение (1) принимает вид

$$kd \sqrt{n^2 - n_2^2} = \frac{\pi m + \varphi_1 + \varphi_2}{\cos \varphi}, \quad (6)$$

$$\varphi_1 = \varphi(p, q, \varphi) = \text{arctg} \left[ \left( \frac{q}{\sqrt{q^2 - p^2}} \right)^s \frac{\sqrt{1 - q^2 \cos^2 \varphi}}{q \cos \varphi} \right], \quad \varphi_2 = \varphi(p, 1, \varphi). \quad (7)$$

В случае ТЕ мод правая часть (6) не содержит параметра  $p$ . Полагая для простоты  $\varkappa_{1,2} = 0$ , формулу (2) запишем в виде, удобном для численных расчетов

$$kd \sqrt{n^2 - n_2^2} = \frac{B(p, q, \varphi) \sin 2\varphi_1 + B(p, 1, \varphi) \sin 2\varphi_2}{2 \cos \varphi (1 - \eta \sqrt{1 - p^2 \cos^2 \varphi})}, \quad (8)$$

$$B(p, q, \varphi) = 2p^2 \cos^2 \varphi - 1 + \eta \frac{\sqrt{1 - p^2 \cos^2 \varphi}}{1 - q^2 \cos^2 \varphi}. \quad (9)$$

Задавая величину  $\eta$ , можно, пользуясь полученными формулами, построить кривую равного усиления в тех же переменных, что и дисперсионные кривые, определяемые уравнением (6).

Можно показать, что при  $\eta > 1$  правая часть (8) положительна при  $0 < \varphi < \arccos(\sqrt{\eta^2 - 1}/\eta p)$ . Отсюда вытекает существование предельного значения  $\eta_{кр} = (1 - p^2)^{-1/2}$ . Для больших номеров мод  $m \gg 1$  справедлива оценка  $m \sim (\eta_{кр} - \eta_{\max})^{-1}$ , где  $\eta_{\max}$  — максимальное значение  $\eta$  для  $m$ -й моды.

Кривые равного усиления при  $\eta \leq 1$  пересекаются со всеми дисперсионными кривыми (4). С увеличением  $\eta$  от единицы область возможных значений  $\varphi$  (и  $\theta$ ) сужается, а номера мод возрастают. С увеличением  $n/n_2$  область  $\eta > 1$  становится достижимой для меньших толщин  $d$ . В области

$\eta < 1$  моды с меньшими номерами имеют большие значения КУ, а в области  $\eta > 1$  существует решение с обратной зависимостью при фиксированном  $d$ .

Результаты расчетов иллюстрируются рис. 1, на котором построены дисперсионные кривые первых пяти мод и кривые равного усиления.

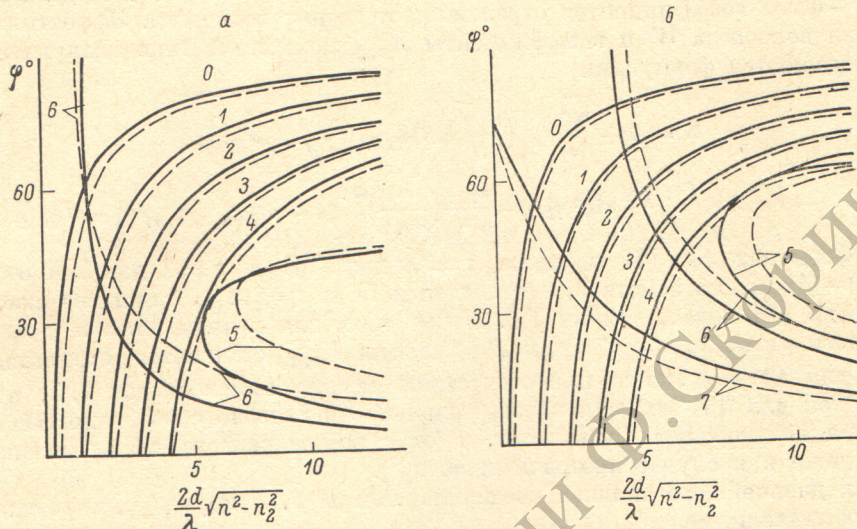


Рис. 1. Дисперсионные кривые 0—4 и кривые равного усиления 5—7. Сплошные линии — ТЕ моды, штрихи — ТМ. а —  $p=0.661$ ,  $q=0.764$ , 5 —  $\eta=1.1$ , 6 —  $\eta=1.0$ ; б —  $p=0.395$ ,  $q=0.507$ , 5 —  $\eta=1.04$ , 6 —  $\eta=1.0$ , 7 —  $\eta=0.95$ .

Для построения этих кривых волновод задавался парой параметров  $p, q$ . Если принять, что  $n_1=1$ , то рис. 1, а, б соответствуют волноводу с  $n=2.0$  и  $n_2=1.5$ , рис. 1, б — волноводу из фосфатного стекла с неодимом на подложке из плавленого кварца, показатели преломления для  $\lambda=1.06$  мкм взяты из работы [8]. Из рис. 2 видно существование максимального значения  $\eta_{\max} > 1$  для каждой моды. Учет поглощения в подложке, в частности, для ТЕ мод дает в правой части (8) дополнительный член

$$\Delta = \frac{\kappa_2}{\kappa} \frac{\sqrt{1-p^2 \cos^2 \varphi}}{\sin \varphi (1 - \eta \sqrt{1-p^2 \cos^2 \varphi})},$$

поведение которого в зависимости от угла  $\varphi$  аналогично поведению основных членов

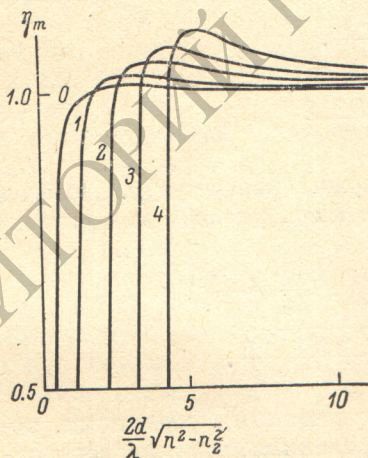


Рис. 2. Усиление первых пяти ТЕ мод как функция толщины волновода;  $p=0.661$ ,  $q=0.764$ .

в (8). С учетом этого члена кривые равного усиления на рис. 1 сдвигаются вправо на величину порядка  $\kappa_2/\kappa$ .

3. Кратко резюмируем основные выводы работы.

а. Введение вместо  $n, n_1, n_2$  и  $\theta$  переменной  $\varphi$  и параметров  $p, q$ , характеризующих «градиентность» показателей преломления волноводной структуры и степень ее асимметрии, упрощает совместный анализ дисперсионного уравнения и формулы для КУ.

б. В многомодовых волноводах возможна ситуация, когда КУ высших мод больше, чем низших. При этом КУ некоторых мод может превысить объемное значение. Максимальные значения КУ возрастают с ростом

номера моды, стремясь к предельному значению  $\eta_{mp}$ . Для получения больших значений КУ необходимо увеличивать отношение  $n/n_2$ .

в. Полученные результаты можно распространить и на случай поглощения в волноводе. Тогда  $\eta$  — безразмерный коэффициент поглощения волны накачки при волноводном ее распространении. Так как длина волны накачки меньше длины волны, усиливаемой в волноводе, то коэффициент поглощения накачки достигает объемного значения при меньших значениях  $d$ . Следовательно, целесообразно осуществлять волноводную накачку на высших модах.

#### Литература

- [1] H. F. Taylor, A. Yariv. Proc. IEEE, 62, 1044, 1974.
- [2] Е. М. Золотов, В. А. Киселев, В. А. Сычугов. Усп. физ. наук, 112, 231, 1974.
- [3] Г. Когельник. Усп. физ. наук, 121, 695, 1976.
- [4] K. O. Hill, A. Watanabe, J. G. Chambers. Appl. Opt., 11, 1952, 1972.
- [5] K. O. Hill, R. J. MacDonald, A. Watanabe. J. Opt. Soc. Am., 64, 263, 1974.
- [6] Н. И. Авдеева, А. М. Гончаренко. ДАН БССР, 18, 875, 1974.
- [7] Б. Б. Бойко, В. Т. Лещенко, Н. С. Петров. Ж. прикл. спектр., 22, 103, 1975.
- [8] Л. И. Авакянц, И. М. Бужинский, Е. И. Корчагина, В. Ф. Суркова. Квант. электрон., 5, 725, 1978.

Поступило в Редакцию 1 ноября 1978 г.