

ОРДЕНА ДРУЖБЫ НАРОДОВ УНИВЕРСИТЕТ ДРУЖБЫ НАРОДОВ
имени ПАТРИСА ЛУМУМБЫ

МАТЕРИАЛЫ X КОНФЕРЕНЦИИ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

№ 9151-387

УДК 621.372.8.027.7

П.М. ЖИТКОВ, А.С. СМАЛЬ
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВОДОВ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ СЛОЯМИ
МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

В настоящей работе исследуется характер изменения эллипсометрических параметров при возбуждении поверхностных волноводных волн в диэлектрическом оптическом волноводе с призмным элементом ввода. Рассматриваемая система изображена на рис. I. Она состоит из полуцилиндрической призмы I, на

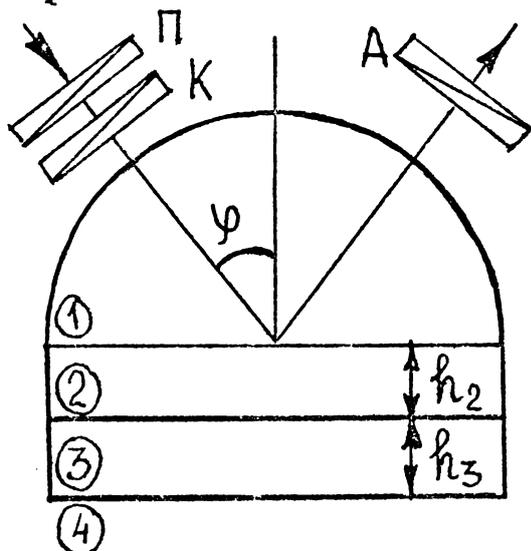


Рис. I

основание которой нанесена пленка 2 толщиной h_2 , выполняющая роль слоя связи; пленка 3 толщиной h_3 , нанесенная на пленку 2, является волноводной, т.е. выполняются условия:

$$\epsilon_1 \gg \epsilon_3 > \epsilon_2, \epsilon_4,$$

где ϵ_i — диэлектрическая проницаемость i -ой среды

В общем случае любая из сред 2, 3, 4 может быть поглощающей.

Известно [1], что при падении излучения из среды I в такой системе возможно возбуждение поверхностных волноводных волн в пленке 3 (считаем, что толщина h_3 волноводной пленки достаточно велика, так что в ней могут существовать поверхностные оптические волноводные моды). С помощью поляриза-

тора П, компенсатора К, анализатора А производится измерение эллипсометрических параметров ψ и Δ .

Основное уравнение эллипсометрии имеет вид [2]:

$$\operatorname{tg} \psi e^{j\Delta} = \frac{r_p}{r_s} = \frac{|r_p|}{|r_s|} e^{j(\delta_p - \delta_s)} \quad (1)$$

Это уравнение связывает измеряемые на эллипсометре величины ψ и Δ с модулями и фазами френелевских коэффициентов отражения от исследуемой системы. Получим приближенные соотношения связывающие поляризационные углы ψ и Δ с характеристиками волноводных мод: коэффициентом фазового замедления γ и коэффициентом затухания α . Для системы, изображенной на рис. 1, коэффициенты отражения Френеля записываются в виде [2]:

$$r_{14s,p} = \frac{r_{12s,p} + r_{24s,p} e^{2jk_2 h_2}}{1 + r_{12s,p} r_{24s,p} e^{2jk_2 h_2}}, \quad (2)$$

где

$$r_{ijs} = \frac{k_i - k_j}{k_i + k_j}; \quad r_{ijp} = \frac{k_i \epsilon_j - k_j \epsilon_i}{k_i \epsilon_j + k_j \epsilon_i};$$

$$k_i = k_0 \sqrt{\epsilon_i - \gamma^2}; \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0};$$

λ_0 - длина волны излучения в вакууме,

$\gamma = \frac{c}{v_p} = \sqrt{\epsilon_1} \sin \varphi$ - коэффициент фазового замедления.

Рассмотрим случай возбуждения ТЕ-моды. Мы проводим измерения в режиме полного внутреннего отражения, поэтому $|r_{14s,p}| \approx 1$ кроме области резонанса, где для ТЕ-мод $|r_{14s,p}| \ll 1$. Следовательно, в области резонанса величина $r_{14p} \sim e^{j\delta_p}$, где δ_p - действительное число. Условием существования поверхностных волноводных ТЕ-мод в системе является равенство нулю знаменателя выражения (2):

$$1 + r_{12s} r_{24s} e^{2jk_2 h_2} = 0 \quad (3)$$

Практически интересен случай, когда связь призмы с волноводом слабая, т.е. $|e^{2jk_2 h_2}| \ll 1$. Для выполнения равенства (3) необходимо, чтобы либо $r_{12s} \rightarrow \infty$, либо $r_{24s} \rightarrow \infty$. Можно показать, что $r_{12s} \approx e^{j\beta}$, т.е. $|r_{12s}| \approx 1$, где β - действительное число. Следовательно, выражение (3) справедливо только при $r_{24s} \rightarrow \infty$, то есть

$$\dot{r}_{24s} = \frac{\dot{r}_{23s} + \dot{r}_{34s} e^{2jk_3 h_3}}{1 + \dot{r}_{23s} \dot{r}_{34s} e^{2jk_3 h_3}} \rightarrow \infty, \quad (4)$$

что выполняется при

$$1 + \dot{r}_{23s} \dot{r}_{34s} e^{2jk_3 h_3} = 0. \quad (5)$$

Решением уравнения (5) является комплексный коэффициент фазового замедления поверхностной волны

$$\dot{\gamma}_{\text{рез}} = \gamma_0 + j\alpha_0 \quad (6)$$

волновода без призмы I (рис. I), т.е. системы полубескренечная среда 2, пленка 3, обрамляющая среда 4. Действительная часть выражения (6) является коэффициентом фазового замедления поверхностной волны в волновоме без призмы, а мнимая часть описывает потери поверхностной волны, обусловленные поглощением в средах. Точка $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_{\text{рез}}$ является полюсом I-го порядка функции $\dot{r}_{24s}(\dot{\gamma})$ (4). Разлагая (4) в окрестности полюса в ряд Лорана, в первом приближении получаем [3]:

$$\dot{r}_{24s} = \frac{C_{-1}}{\dot{\gamma} - \dot{\gamma}_{\text{рез}}}, \quad (7)$$

где $C_{-1} = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow \dot{\gamma}_{\text{рез}}} (\dot{\gamma} - \dot{\gamma}_{\text{рез}}) \dot{r}_{24s}$ — вычет функции $\dot{r}_{24s}(\dot{\gamma})$ в точке $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_{\text{рез}}$. Подставляя (7) в (2), а затем значение \dot{r}_{14s} в (1), после преобразований получаем:

$$\text{tg} \psi e^{j\Delta} = e^{j\Delta_m} \frac{(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1) - j(\alpha_0 + \alpha_1)}{(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1) - j(\alpha_0 - \alpha_1)}, \quad (8)$$

где $\gamma = \sqrt{\epsilon_1} \sin \varphi$ — текущее значение замедления;

$\Delta_m = \beta + \delta \rho$ — фиксированное значение параметра Δ ;

γ_1 — добавка к действительной части замедления поверхностной волны, обусловленная наличием призмы;

α_1 — добавочный коэффициент потерь, возникающих за счет излучения в призму.

Разделяя действительную и мнимую части в выражении (8), получаем:

$$\text{tg}^2 \psi = \frac{(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1)^2 + (\alpha_0 + \alpha_1)^2}{(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1)^2 + (\alpha_0 - \alpha_1)^2} \quad (9)$$

и

$$\text{tg}(\Delta - \Delta_m) = - \frac{2\alpha_1 (\gamma - \gamma_0 - \gamma_1)}{(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1)^2 + \alpha_0^2 - \alpha_1^2}. \quad (10)$$

Исследуя на экстремум функцию (9), находим, что она имеет максимум в точке $\gamma_{\max\psi} = \gamma_0 + \gamma_1$, т.е.

$$(\operatorname{tg}^2\psi)_{\max} = \left(\frac{\alpha_0 + \alpha_1}{\alpha_0 - \alpha_1}\right)^2 \quad (\text{II})$$

Полуширина функции $\operatorname{tg}^2\psi$ по уровню 0,5 равна:

$$(\delta\gamma)_{0,5} = |\alpha_0 - \alpha_1| \quad (\text{I2})$$

и представляет собой разность потерь на поглощение в волноводе α_0 и потерь на излучение в призму α_1 . Взяв производную от функции (10) по γ и приравняв ее нулю, получаем два экстермальных значения:

$$\gamma_3 = \gamma_0 + \gamma_1 - \sqrt{\alpha_0^2 - \alpha_1^2}; \quad \gamma_4 = \gamma_0 + \gamma_1 + \sqrt{\alpha_0^2 - \alpha_1^2}. \quad (\text{I3})$$

При $\alpha_0 < \alpha_1$, т.е. когда потери на излучение в призму больше потерь на поглощение в волноводе, величины γ_3 и γ_4 являются комплексными. Поскольку $\gamma = n_1 \sin\psi$ (рис. 1), а $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ — действительная величина, то такая ситуация физически невозможна. Следовательно, в этом случае функция (10) изменяется монотонно, экстремумов не имеет, а $\Delta = \Delta_m + \frac{\pi}{2}$ в точках γ_3 и γ_4 соответственно (рис. 2а). При $\alpha_0 > \alpha_1$, т.е. когда потери на излучение меньше потерь на поглощение в волноводе, функция (10) имеет минимум в точке γ_3 и максимум в точке γ_4 (рис. 2б).

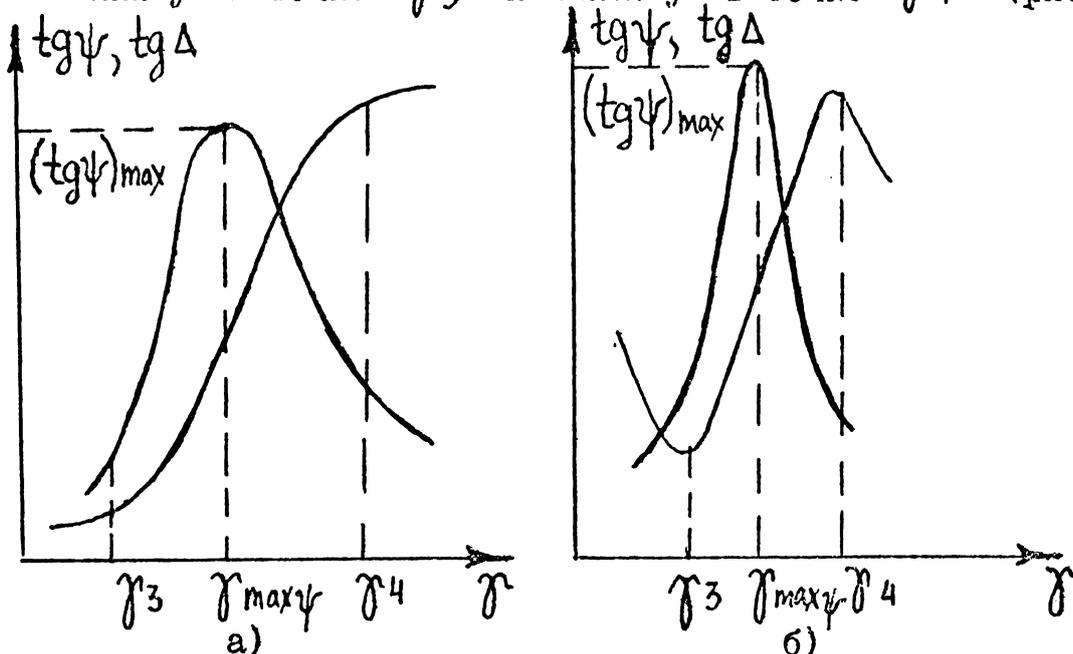


Рис. 2

Из выражений (II), (I2) видно, что амплитудные измерения (поляризационный угол ψ) не позволяют разделить потери на поглощение в волноводе (коэффициент α_0) и потери на излучение в призму (коэффициент α_1) для данной поверхностной волны. Если же одновременно с амплитудными измерениями проводить фазовые измерения (поляризационный угол Δ), то становится возможным отдельно измерить собственные потери в волноводе и потери, обусловленные инструментом измерения — призмой.

Случай возбуждения ТМ-волны рассматривается аналогичным образом. Кривая зависимости $\operatorname{tg}\psi(\gamma)$ в случае ТМ волны имеет в области резонанса минимум, а функция $\operatorname{tg}(\Delta-\Delta_m)(\gamma)$ по мере возрастания γ имеет сначала максимум, а затем минимум (в случае, когда $\alpha_0 > \alpha_1$). Для ТМ-волн зависимости $\operatorname{tg}^2\psi(\gamma)$ и $\operatorname{tg}(\Delta-\Delta_m)(\gamma)$ имеют следующий вид:

$$\operatorname{tg}^2\psi = \frac{(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1)^2 + (\alpha_0 - \alpha_1)^2}{(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1)^2 + (\alpha_0 + \alpha_1)^2}; \quad (\operatorname{tg}^2\psi)_{\min} = \left(\frac{\alpha_0 - \alpha_1}{\alpha_0 + \alpha_1} \right)^2; \quad (\text{I4})$$

$$\operatorname{tg}(\Delta - \Delta_m) = \frac{2\alpha_1(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1)}{(\gamma - \gamma_0 - \gamma_1)^2 + (\alpha_0 + \alpha_1)^2}; \quad (\delta\gamma)_{0,5} = \alpha_0 + \alpha_1; \quad (\text{I5})$$

т.е. в случае ТМ-волн полуширина функции (I4) по уровню 0,5 равна сумме потерь на поглощение в волноводе α_0 и потерь на излучение в призму α_1 .

Экспериментально в работе исследовалась система (рис. I), состоящая из кварцевой полуцилиндрической призмы I, пленки алюминия 2, пленки двуокиси кремния 3. Измерения проводились в воздухе (среда 4) на эллипсометре ЛЭФ-3М с рабочей длиной волны $\lambda_0 = 0,6328$ мкм. На рис. 3 приведена экспериментальная зависимость поляризационного угла ψ от угла падения излучения φ , а на рис. 4 представлена экспериментальная кривая зависимости $\Delta(\varphi)$. В эксперименте наблюдалось возбуждение шести мод: TE_0 , TM_0 , TE_1 , TM_1 , TE_2 , TM_2 , но эффективность возбуждения моды TE_0 была мала (малая высота пика на зависимости $\psi(\varphi)$), поэтому на рис. 3 и рис. 4 мода TE_0 не показана. В таблице I приведены значения величин α_0 и α_1 для мод TM_0 , TM_1 , TE_1 , TE_2 , рассчитанные по формулам (8)-(I5) с использованием экспериментальных данных (рис. 3,4).

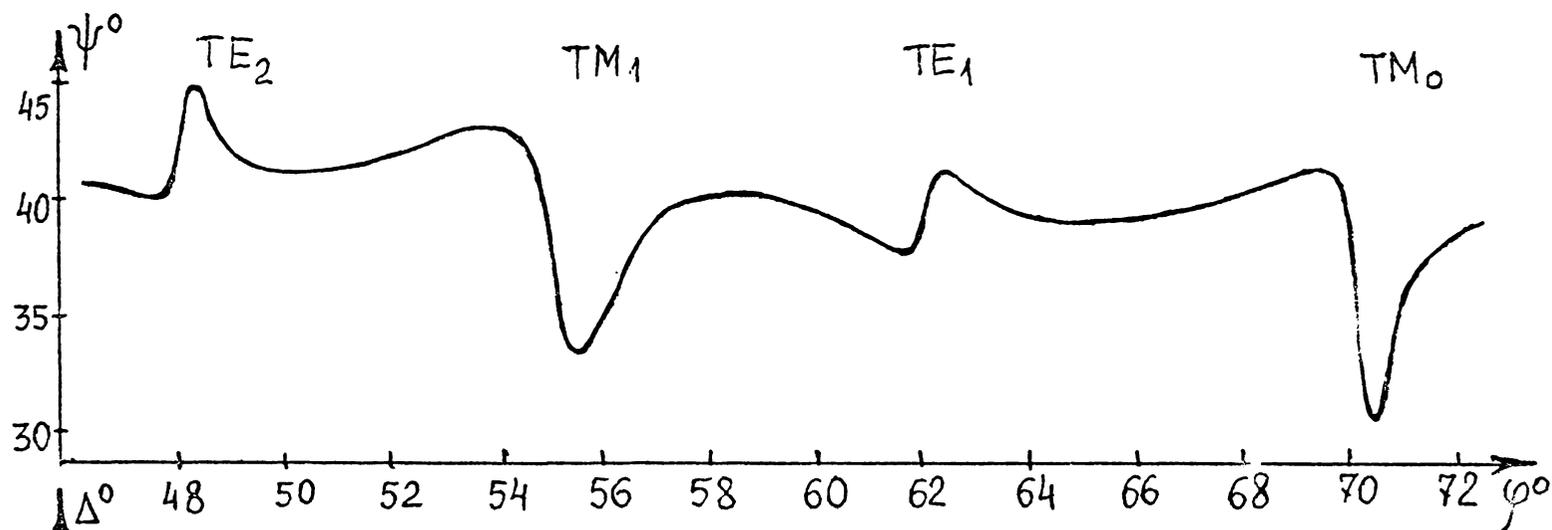


Рис. 3

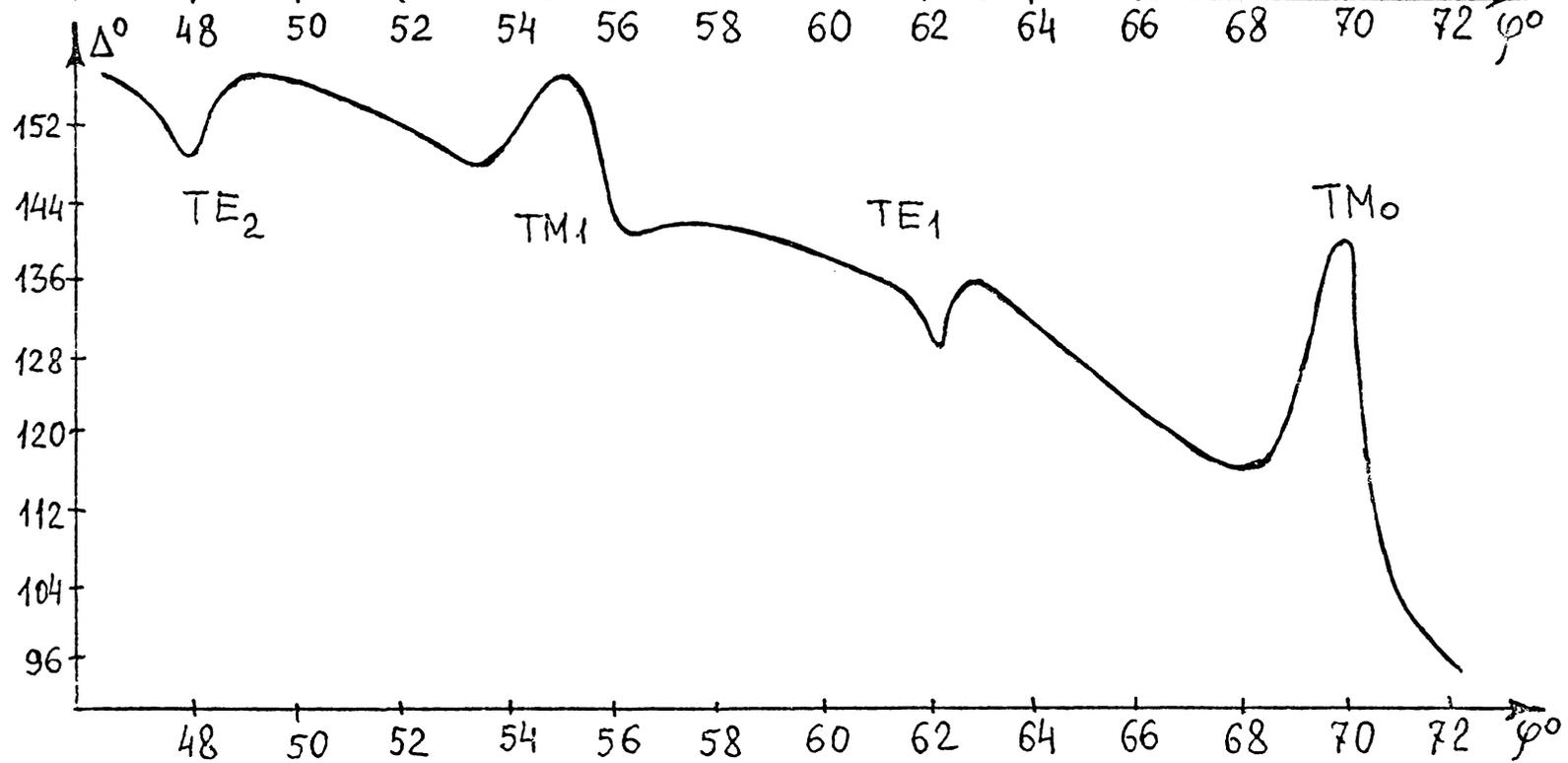


Рис. 4

Таблица I

МодА	α_0	$K_0 \alpha_0$ (дБ/см)	α_1	$K_0 \alpha_1$ (дБ/см)
TM ₀	0,00375	3200	0,00112	900
TM _I	0,00611	5200	0,00118	1000
TE _I	0,00147	1300	< 0,0005	< 300
TE ₂	0,00280	2400	< 0,0005	< 300

Развитая теория справедлива для волноводных волн, длина пробега которых больше длины волны излучения λ_0 , т.е. при $4\pi \alpha_0 < 1$, что дает верхний предел измеряемых потерь $\alpha_0 \leq 0,008$ или $(K_0 \alpha_0)_{\max} < 7000$ дБ/см. Нижний предел измеряемых потерь обусловлен точностью измерения величин ψ, Δ, φ и составляет ~ 250 дБ/см для эллипсометра ЛЭФ-3М.

Таким образом в работе теоретически и экспериментально показано, что с помощью эллипсометрических измерений можно определять коэффициенты затухания мод волноводов с поглощающими слоями. Установлено, что за счет измерения фазы коэффициента отражения света становится возможным в принципе отдельно измерить собственные потери, обусловленные поглощением в слоях волновода, и потери на излучение в призму.

Литература

1. Дерюгин Л.Н., Марчук А.Н., Сотин В.Е. Резонансное возбуждение плоского диэлектрического волновода через закритический слой плоской волной. Известия вузов-Радиоэлектроника, 1970, т. 13, № 8, с. 973 - 980.
2. Ржанов А.В. Основы эллипсометрии. Новосибирск, Наука, 1979, 432с
3. Шабат Б.В. Введение в комплексный анализ. М., Наука, 1985, 236с