

- [4] Гинзбург Н.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 5. С. 440-444.
- [5] Ильинский Ю.А., Маслова Н.С. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 171-174.
- [6] Гинзбург Н.С., Зотова И.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 4. С. 83-87.
- [7] Вайнштейн Л.А., Клеев А.И. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. 8 школа-семинар инженеров. Кн. 1, Саратов: СГУ, 1989. С. 25.
- [8] Кобелев Ю.А., Островский Л.А., Соустова И.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 24. № 9. С. 1129-1135.
- [9] Бендицкая Л.М., Кобелев Ю.А., Островский Л.А., Соустова И.А. // Акустический журнал. 1988. Т. 34. № 4. С. 593-597.

Поступило в Редакцию
1 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

07; 12

© 1990

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ В ПЛАНАРНЫХ
ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ С ВЫСОКИМ
КОЭФФИЦИЕНТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ
МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

П.М. Ж и т к о в, А.С. С м а л ь

Оптические волноводы с поглощающими слоями служат основой для создания ряда устройств интегральной оптики (ИО), в частности, планарных поляризаторов [1], при разработке которых требуется определять коэффициенты затухания волноводных мод, составляющие величину 10^2-10^3 дБ/см. Традиционные методы определения потерь в волноводах, такие, как метод двух призм, фотометрирование трека, метод скальвания [2] позволяют уверенно определять потери в диапазоне от 10^{-1} до 10^2 дБ/см. В работе [3] для определения потерь предложено измерять угловую ширину резонансного провала в коэффициенте отражения при возбуждении волноводной моды с помощью призмы, однако при этом необходимо знать толщину слоя связи. В настоящей работе показано, что если в последнем способе при возбуждении моды проводить эллипсометрические измерения, то можно определять потери, превышающие 10^2 дБ/см, при этом толщину слоя связи определять не требуется.

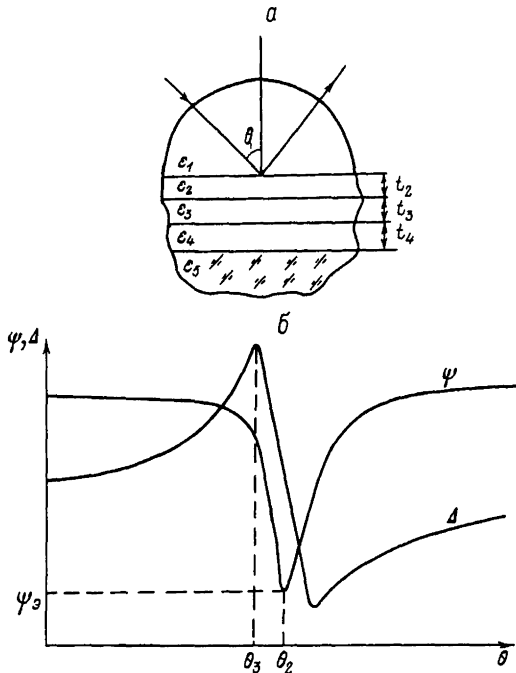


Рис. 1. Четырехслойный пленочный металлизированный волновод с призмённым элементом связи (а) и характер изменения ψ и Δ при резонансном возбуждении моды ТМ поляризации в этой системе (б).

Рассмотрим тонкопленочную систему, состоящую из трех пленок с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_2, \epsilon_3, \epsilon_4$ и толщинами t_2, t_3, t_4 , нанесенных на основание полуцилиндрической призмы с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Пленки граничат с полубесконечной средой ϵ_5 (рис. 1, а). В общем случае любая из сред 2-5 может быть поглощающей. Однако в большинстве практических случаев, включая волноводные поляризаторы на основе рассматриваемой системы, необходимо, чтобы пленки обладали малыми потерями, а в качестве среды 5 использовался металл и выполнялось соотношение $\epsilon_3 > \epsilon_2, \epsilon_4$ [4]. Кроме того, для возбуждения волноводной моды должно выполняться условие $\epsilon_1 > \epsilon_2$.

При эллипсометрических измерениях определяются поляризационные углы ψ и Δ , характеризующие изменение поляризации света при отражении от исследуемой системы. Основное уравнение эллипсометрии имеет вид [5]:

$$\operatorname{tg} \psi e^{j\Delta} = \frac{r^P}{r^S} = \frac{|r^P|}{|r^S|} \cdot e^{j(\delta_P - \delta_S)}. \quad (1)$$

Величины ψ и Δ характеризуют относительное изменение соответственно модулей и разности фаз комплексных коэффициентов отражения ТМ (р) и ТЕ (S) поляризованных компонент световой волны. Найдем связь между ψ , Δ и характеристиками волноводной моды, возбуждаемой в рассматриваемой системе, а именно с постоянной распространения β_0 и коэффициентом затухания α_0 . Последние являются соответственно действительной и мнимой частями комплексной постоянной распространения моды невозмущенного волновода без призмы. Коэффициенты отражения света для системы, показанной на рис. 1, а, имеют вид [6]:

$$r_{1,5}^{P,S} = \frac{r_{1,2}^{P,S} + r_{2,5}^{P,S} e^{-2k_2 t_2}}{1 + r_{1,2}^{P,S} \cdot r_{2,5}^{P,S} \cdot e^{-2k_2 t_2}}, \quad (2)$$

где

$$r_{i,5}^{P,S} = \frac{r_{i,i+1}^{P,S} + r_{i+1,5}^{P,S} e^{-2k_{i+1} t_{i+1}}}{1 + r_{i,i+1}^{P,S} r_{i+1,5}^{P,S} e^{-2k_{i+1} t_{i+1}}}, \quad i = 2, 3,$$

$$r_{n,n+1}^S = \frac{K_n - K_{n+1}}{K_n + K_{n+1}}, \quad r_{n,n+1}^P = \frac{\epsilon_{n+1} K_n - \epsilon_n K_{n+1}}{\epsilon_{n+1} K_n + \epsilon_n K_{n+1}}, \quad n = 1, 2, \dots, 4,$$

$$K_m = k_0 \sqrt{\beta^2 - \epsilon_m}, \quad \beta = k_0 \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad m = 1, 2, \dots, 5,$$

λ_0 - длина волны света, θ - угол падения излучения на систему. Практически интересен случай, когда связь призмы с волноводом слабая, т.е. t_2 достаточно велика, так что $e^{-2k_2 t_2} \ll 1$. Разлагая (2) в ряд вблизи резонанса ($\beta \approx \beta_0$) и подставляя в (1), получаем

$$\operatorname{tg} \psi e^{j\Delta} = e^{j\Delta_3} \frac{(\beta - \beta_0 - \beta_1) - j(\alpha_0 \pm \alpha_1)}{(\beta - \beta_0 - \beta_1) - j(\alpha_0 \mp \alpha_1)}, \quad (3)$$

где Δ_3 - фиксированное значение параметра Δ , которое будет определено ниже; β_1 - добавка к действительной части постоянной распространения, вносимая призмой связи; α_1 - добавочный коэффициент потерь за счет переизлучения волноводной моды в призму. Здесь и в дальнейшем верхний знак в формулах относится к случаю возбуждения ТЕ-мод, нижний - ТМ-мод. Разделим действительную и мнимую части в (3):

$$\operatorname{tg}^2 \psi = \frac{(\beta - \beta_0 - \beta_1)^2 + (\alpha_0 \pm \alpha_1)^2}{(\beta - \beta_0 - \beta_1)^2 + (\alpha_0 \mp \alpha_1)^2}, \quad (4)$$

$$\operatorname{tg}(\Delta - \Delta_3) = \mp \frac{2\alpha_1 (\beta - \beta_0 - \beta_1)}{(\beta - \beta_0 - \beta_1)^2 + \alpha_0^2 - \alpha_1^2}. \quad (5)$$

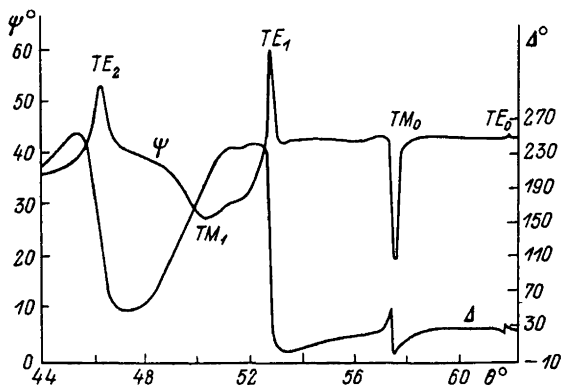


Рис. 2. Экспериментальные зависимости поляризационных углов ψ и Δ от угла падения излучения θ на систему призма из стекла ГФ-5 - пленка SiO_2 - пленка Ta_2O_5 - пленка SiO_2 - алюминий.

Анализ полученных выражений показывает, что функция (4) в точке $\beta_2 = \beta_0 + \beta_1$ имеет экстремум (ТЕ-моды - максимум, ТМ-моды - минимум):

$$\operatorname{tg}^2 \psi_3 = \left(\frac{\alpha_0 \pm \alpha_1}{\alpha_0 \mp \alpha_1} \right)^2. \quad (6)$$

Полуширина функции (4) по уровню 0.5 равна $\delta\beta = |\alpha_0 \mp \alpha_1|$. Функция (5) при $\alpha_0 < \alpha_1$ изменяется монотонно и экстремумов не имеет, а в точках

$$\beta_3 = \beta_2 - \sqrt{|\alpha_0^2 - \alpha_1^2|}, \quad \beta_4 = \beta_2 + \sqrt{|\alpha_0^2 - \alpha_1^2|} \quad (7)$$

угол Δ имеет значения $\Delta_3 \mp \frac{\pi}{2}$ и $\Delta_3 \pm \frac{\pi}{2}$ соответственно.

Значение функции (5) в точке экстремума функции (4) равна нулю, при этом $\Delta = \Delta_3$. При $\alpha_0 > \alpha_1$ функция (5) имеет экстремумы в точках β_3 (ТЕ-моды - минимум, ТМ-моды - максимум) и β_4 (ТЕ-моды - максимум, ТМ-моды - минимум). Из рассмотрения (4) и (5) также следует, что если при измерениях возбуждается одна мода, то проведение только амплитудных измерений (угол ψ) не позволяет разделить потери α_0 на поглощение в волноводе и потери α_1 , связанные с излучением в призму. Если одновременно с амплитудными проводить фазовые измерения (угол Δ), то становится возможным определить величины α_0 и α_1 , по отдельности. Их значения определим, решая систему из уравнения (6) и, например, первого из уравнений (7):

$$\alpha_0 = \frac{(\beta_2 - \beta_3)(1 + \operatorname{tg} \psi_3)}{2\sqrt{\operatorname{tg} \psi_3}}, \quad \alpha_1 = \frac{(\beta_2 - \beta_3)(\mp 1 \pm \operatorname{tg} \psi_3)}{2\sqrt{\operatorname{tg} \psi_3}}. \quad (8)$$

Для определения потерь по (8) в случае, например, возбуждения ТМ-моды при $\alpha_0 > \alpha_1$ (см. рис. 1, б), необходимо определить угол θ_2 ($\beta_2 = k_0 \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_2$), при котором зависимость $\psi(\theta)$ имеет минимум, значение этой функции в точке минимума $\psi_3 = \psi(\theta_2)$ и величину угла θ_3 , при котором функция $\Delta(\theta)$ максимальна. Когда функция $\Delta(\theta)$ не имеет экстремумов в области резонанса (т.е. при $\alpha_0 < \alpha_1$), угол θ_3 находим из условия $\Delta(\theta_3) = \Delta_3 - \frac{\pi}{2}$. В случае возбуждения ТЕ-моды потери определяются аналогичным образом.

Развитая теория справедлива для волноводных мод, длина пробега которых больше длины волны излучения, что дает для $\lambda_0 = 633$ нм верхний предел измеряемых потерь $\alpha_0 \leq 7 \cdot 10^4$ дБ/см. Минимальное значение потерь, которое можно определить данным методом, ограничивается точностью измерения величин ψ , Δ , θ и при приборной точности в 1' оценивается величиной ~ 300 дБ/см.

Экспериментально исследовалась система, состоящая из призмы 1 (стекло ТФ-5), пленки 2 (SiO_2) толщиной 510 нм, пленки 3 (Ta_2O_5) толщиной 52 нм, пленки 4 (SiO_2) толщиной 720 нм. Пленки напылялись методом реактивного ВЧ распыления. В качестве металлического покрытия использовался Al , который наносился методом ВЧ магнетронного распыления. Измерения проводились на эллипсомере ЛЭФ-3М на длине волны 633 нм. Для компенсации расходимости светового пучка, падающего на основание призмы, на плечи эллипсометра устанавливались отрицательные линзы. На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости $\psi(\theta)$ и $\Delta(\theta)$. В системе возбуждались 5 низших мод. Коэффициент потерь α_0 моды TM_0 , определенный по (8) из экспериментальных кривых, составил величину 1900 дБ/см. Потери моды TE_0 , распространяющейся в данной системе с затуханием ~ 2 дБ/см, были измерены методом фотометрирования трека. Из проведенных измерений видно, что исследованная тонкопленочная структура может служить эффективным ИО поляризатором.

Таким образом, в работе предложен и экспериментально продемонстрирован метод определения коэффициентов затухания мод волноводов с поглощением с помощью эллипсометрии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А д а м с М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
- [2] Х а н с п е р д ж е р Р. Интегральная оптика. Теория и технология. М.: Мир, 1987. 380 с.
- [3] Д е р ю г и н Л.Н., М а р ч у к А.Н., С о т и н В.Е. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1970. Т. 13. № 8. С. 973-980.

- [4] Yamamoto Y., Kamiya T., Yanai H.//
IEEE J. of Quant. Electron. 1975. V. QE-11.
№9. P. 729-736.
- [5] Ржанов А.В. Основы эллипсометрии. Новосибирск: Наука, 1979. 422 с.
- [6] Эллипсометрия - метод исследования поверхности. / Под ред.
Ржанова А.В. Новосибирск: Наука, 1983. 180 с.

Поступило в Редакцию
18 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20 26 октября 1990 г.

03

© 1990

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНТАЛЬПИИ ЖИДКОСТИ ПО ДАННЫМ
ФАЗОВОГО РАВНОВЕСИЯ И КОЭФФИЦИЕНТУ
КОНДЕНСАЦИИ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

Л.С. Котоусов

Энтальпия простых веществ, отсчитанная от 0, найдена из температурной зависимости объема насыщенного пара при его ожижении путем детандирования с непрерывным отделением конденсата от пара.

В литературе [1] приводят значения энтальпии, которые отсчитаны от относительно произвольного начала. Однако в совместных процессах диффузии и теплопроводности [2] и при переносе тепла вместе с веществом в открытых системах необходимо знать энтальпию веществ, отсчитанную от 0. Такие данные получают, если известны экспериментальные теплоемкость, теплота фазовых переходов и термические параметры вещества как функции температуры и давления от нуля до заданных условий, например [3].

Новую возможность экспрессной оценки энтальпии жидкости, равновесной с ее паром, отсчитанной от абсолютного нуля, дает предлагаемая ниже методика расчета объема несконденсировавшегося пара при ожижении исходного насыщенного влажного пара в теоретических условиях квазистатического адиабатного расширения. Рассматриваются два способа мысленного проведения конденсации.

В первом случае жидкость отделяют от пара через конечные, но достаточно малые интервалы понижения температуры по сравнению с полным изменением температуры при расширении. Закон сохранения внутри каждого интервала температуры имеет вид