

06;07;11;12

Волноводный метод измерения параметров тонких пленок

© А.В. Хомченко, А.Б. Сотский, А.А. Романенко, Е.В. Глазунов, А.В. Шульга

Институт прикладной оптики НАН Белоруссии,
212793 Могилев, Белоруссия
e-mail: avkh@mogilev.by

(Поступило в Редакцию 27 июля 2004 г.)

Предложен волноводный метод определения коэффициента поглощения, показателя преломления и толщины тонких пленок, основанный на регистрации угловой зависимости энергетического коэффициента отражения светового пучка в схеме призмного устройства связи. Рассмотрено применение метода для исследования характеристик тонкопленочных волноводов, диэлектрических покрытий и металлических пленок.

Введение

Развитие оптики и электроники стимулирует совершенствование существующих и разработку новых методов измерения параметров тонких пленок. Определенные перспективы в области таких измерений имеют интегрально-оптические методы, основанные на регистрации угловой зависимости энергетического коэффициента отражения светового пучка $R(\gamma)$ в схеме призмного возбуждения мод исследуемой тонкопленочной структуры [1–5]. Учет информации о положении минимума функции $R(\gamma)$ позволило измерить вещественную часть комплексной постоянной распространения возбуждаемой волноводной моды [1–3]. Последующая подстановка найденных значений $\text{Re } h$ (h — комплексная постоянная распространения) в известные дисперсионные уравнения позволяли определить показатель преломления и толщину волноводной пленки. Подобная

техника измерения была разработана и для контроля параметров пленок, направляющих неволноводные (вытекающие) моды [4]. Подход, предложенный в [5] и также основанный на обработке зависимостей $R(\gamma)$, позволяет определить как вещественную, так и мнимую части постоянных распространения мод и на этой основе оценить показатели преломления, коэффициенты поглощения и толщины пленок, направляющих моды различных типов. В настоящей статье представлено обоснование данного метода и рассмотрены особенности его применения при исследовании характеристик тонкопленочных волноводов, диэлектрических покрытий и металлических пленок.

Теория метода

При возбуждении волноводных мод посредством призмы связи (рис. 1) в отраженном свете можно наблюдать

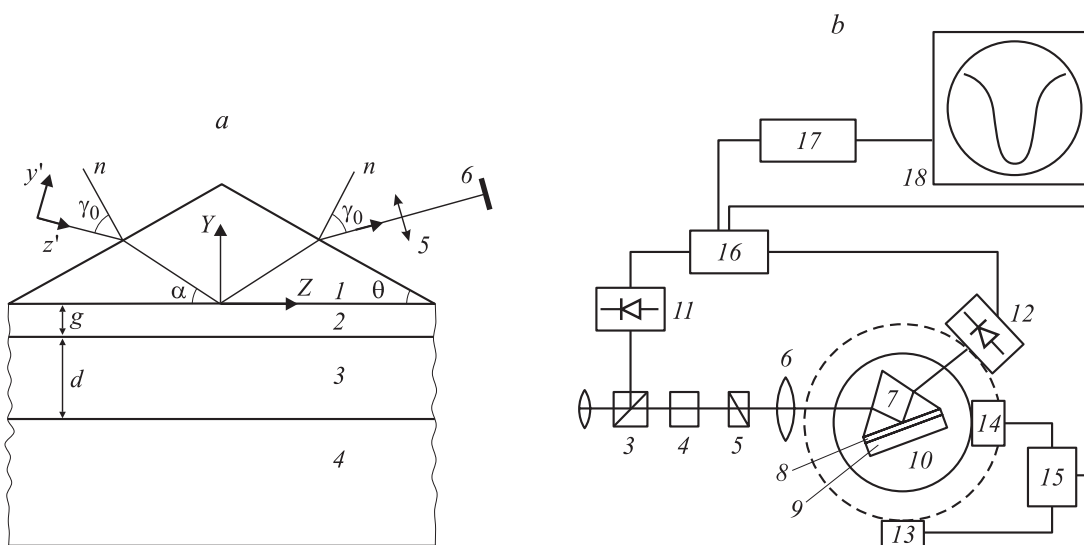


Рис. 1. Призмное устройство связи (а) и схема установки для измерения угловой зависимости коэффициента отражения светового пучка (б): 1 — лазерный источник излучения, 2 — коллиматор, 3 — делитель пучка, 4 — аттенюатор, 5 — поляризатор, 6 — линза, 7 — призма, 8 — зазор, 9 — тонкопленочная структура, 10 — поворотный столик, 11 и 12 — фотоприемники, 13 и 14 — шаговые двигатели, 15 — блок синхронного управления шаговыми двигателями, 16 — блок сравнения каналов, 17 — аналого-цифровой преобразователь, 18 — персональный компьютер.

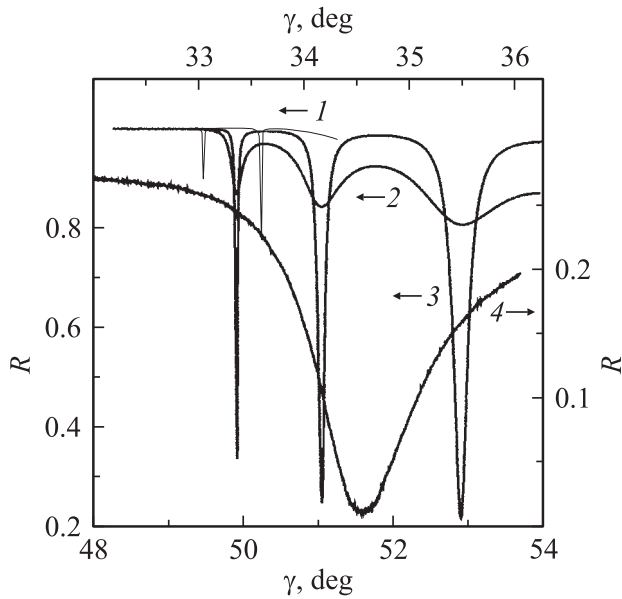


Рис. 2. Угловая зависимость коэффициента отражения светового пучка для волноводной структуры SiO_x–кварцевое стекло (1), пленки SiO_x на подложке из стекла К8 (2) и кремния (3), для границы раздела Al–воздух (4), w₀ = 490 μm.

серию так называемых темных *m*-линий [1]. Типичная структура соответствующей угловой зависимости коэффициента отражения $R(\gamma)$ светового пучка при резонансном возбуждении волноводных мод представлена на рис. 2 (кривая 1). Подобное распределение регистрируется и при возбуждении вытекающих мод в неволноводной структуре, где пленка имеет более низкий по сравнению с окружающими средами показатель преломления (рис. 2, кривые 2 и 3), а также плазмонных мод (кривая 4), направляемых металлической пленкой.

Для анализа зависимостей $R(\gamma)$ предположим, что пленка толщиной d с комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ_w , направляющая моды оптического диапазона, расположена на подложке с комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ_s и приведена в контакт с равнобедренной призмой, как показано на рис. 1. Призма с углом θ при основании, окружающая призму среда и буферный слой толщины g имеют известные диэлектрические проницаемости ϵ_p, ϵ_a и ϵ_g соответственно (величины ϵ_p и ϵ_a ($\epsilon_p > \epsilon_a$) считаются вещественными). Структура возбуждается когерентным пучком света, ось которого составляет угол γ с нормалью к боковой грани призмы.

Воспользуемся результатами работы [6], где получено решение векторной электродинамической задачи о расчете плотности мощности отраженного светового пучка при призмном возбуждении планарного оптического волновода. Интегрирование соотношений (9) и (10) указанной работы позволяет записать

$$R(j) = S_r(j)S_i^{-1}, \quad (1)$$

$$S_i = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq_0 dq_1 z_0 (q_0^2 + q_1^2)^{-1} \times [|q_0 \widehat{E}_x + q_1 \widehat{E}_y|^2 + \epsilon_a z_0^{-2} |q_1 \widehat{E}_x - q_0 \widehat{E}_y|^2], \quad (2)$$

$$S_i(\gamma) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq_0 dq_1 z_a^2 [z_0 (q_1^2 + \beta^2)^2 (q_1^2 + q_2^2)^3]^{-1} \times (|\varphi_r|^2 + \epsilon_a |\psi_r|^2),$$

$$\varphi_r = (1 - z_a z_p^{-1})^{-1} \left\{ \varphi_i (r_p \epsilon_p q_1^2 \sin^2 \theta - r_s s^2) (1 + z_p z_a^{-1})^{-1} - \psi_i \epsilon_a q_1 a (r_s + r_p) [z_a (1 + z_p \epsilon_a z_a^{-1} \epsilon_p^{-1})]^{-1} \sin \theta \right\},$$

$$\psi_r = (1 + z_a \epsilon_p z_p^{-1} \epsilon_a^{-1})^{-1} \times \left\{ \varphi_i \epsilon_p \epsilon_a^{-1} q_1 s (r_s + r_p) (1 + z_p z_a^{-1})^{-1} \sin \theta + \psi_i (\epsilon_p a^2 r_s \sin^2 \theta - s^2 r_p) [z_a (1 + z_p \epsilon_a z_a^{-1} \epsilon_p)]^{-1} \right\},$$

$$\varphi_i = (q_1^2 \sin^2 \gamma - q_2 z_0) z_a^{-1} \widehat{E}_x - q_1 \widehat{E}_y,$$

$$\psi_i = q_1 (z_0 - q_2 \sin \gamma) z_a^{-1} \widehat{E}_x - q_2 \widehat{E}_y,$$

$$s = q_1^2 \cos \theta - q_2 \beta, \quad \beta = z_p \sin \theta - q_2 \cos \theta.$$

$$q_2 = z_0 \sin \gamma - q_0 \cos \gamma,$$

$$z_0 = \sqrt{\epsilon_a - q_0^2 - q_1^2}, \quad z_{a,p} = \sqrt{\epsilon_{a,p} - q_1^2 - q_2^2},$$

$$\widehat{E}_{x,y} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy E_{x,y} \Big|_{z=0} \exp(i q_0 k_0 y + i q_1 k_0 x). \quad (3)$$

Здесь E_x и E_y — компоненты электрического поля возбуждающего пучка; $k_0 = 2\pi\lambda_0^{-1}$ — волновое число вакуума; под r_s и r_p понимаются коэффициента отражения от основания призмы плоских волн *s*- и *p*-поляризации соответственно при угле падения, равном $\theta_i = \arctg \sqrt{(q_1^2 + q_2^2)(\epsilon_p - q_1^2 - a^2)^{-1}}$. Пределы интегрирования в (2) и (3) распространены до бесконечности в предположении, что функции $\widehat{E}_x(q_0, q_1)$ и $\widehat{E}_y(q_0, q_1)$ принимают пренебрежимо малые значения вне области $q_0^2 + q_1^2 \leq \epsilon_a$.

Ввиду сложности выражения (1)–(3) малоприспособны для решения обратной задачи о восстановлении комплексной постоянной распространения возбуждаемой моды. Для их упрощения предположим, что волновод возбуждается поляризованным пучком, т.е. что возможна запись

$$E_x \Big|_{z=0} = (1 - \chi)\psi(x, y), \quad E_y \Big|_{z=0} = \chi\psi(x, y),$$

где x принимает значение 0, либо 1, описывает поперечное распределение поля пучка.

Пусть функция $\psi(x, y)$ обладает свойством четности $\psi(x, y) = \psi(-x, y)$, а характерный масштаб ее изменения $w_0(|\nabla\psi| \sim |\psi|w_0^{-1})$ удовлетворяет условию $k_0w_0 \gg 1$. Поскольку при этом фурье-образ функции $\psi(x, y)$

$$\widehat{\psi}(q_0, q_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \psi(x, y) \exp(i q_0 k_0 y + i q_1 k_0 x) \quad (4)$$

существенно отличается от нуля в диапазоне $q_0^2 + q_1^2 \leq (k_0w_0)^{-2}$ [7], то в (2) и (3) можно пренебречь величинами порядка q_0^2, q_1^2 и q_0, q_1 .

В результате выражение (1) преобразуется к виду

$$R(\gamma) = 16k^2(1+k)^{-4}\bar{R}(\gamma), \quad (5)$$

где

$$k = (\varepsilon_p \varepsilon_a^{-1})^x (\varepsilon_p \varepsilon_a^{-1} - \sin \gamma)^{-0.5} \cos \gamma,$$

$$\bar{R}(\gamma) = \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq_0 dq_1 |\widehat{\psi}|^2 \right)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dq_0 dq_1 |r_\chi|^2 |\widehat{\psi}|^2, \quad (6)$$

а $r_\chi = (1 - \chi)r_s + \chi r_p$ вычисляется при $q_1 = 0$. Воспользовавшись в (6) резонансным приближением для $|r_\chi|^2$ [6], получим

$$\bar{R}(\gamma) = \frac{|(1 - \delta)(1 + \delta)^{-1}|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau dq_1 |\widehat{\psi}|^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau dq_1 \frac{|\widehat{\psi}|^2 [(p_1 + 2|p_2| \cos \sigma)^2 + (\tau\sqrt{2} - p_4 + 2|p_2| \sin \sigma)^2]}{p_1^2 + (\tau\sqrt{2} - p_4)^2}. \quad (7)$$

Здесь

$$p_1 = w \operatorname{Im} \bar{h}, \quad |p_2| \exp(i\sigma) = -2i w \Delta h \delta (1 - \delta)^2, \quad (8)$$

$$p_4 = k_0 \sqrt{\varepsilon_a} w_0 (\gamma - \bar{\gamma}).$$

$$\delta = -i (\varepsilon_p \varepsilon_a^{-1})^x \sqrt{(k_0^{-2} h^2 - \varepsilon_g) (\varepsilon_p - k_0^{-2} h^2)^{-1}}, \quad (9)$$

$$w = \frac{w_0 (\sqrt{1 - \alpha^2} \cos \theta + \alpha \sin \theta)}{\sqrt{(1 - \alpha^2) [1 - \varepsilon_p \varepsilon_a^{-1} (\sqrt{1 - \alpha^2} \sin \theta - \alpha \cos \theta)^2]}}, \quad (10)$$

$\tau = q_0 k_0 w_0 (\sqrt{2})^{-1}$, $\alpha = k_0^{-2} (\operatorname{Re} h)^2 \varepsilon_p^{-1}$, $\Delta h = \bar{h} - h$, \bar{h} — постоянная распространения вытекающей моды пленочной структуры в присутствии призмы связи, $\bar{\gamma}$ — корень уравнения $\beta(\bar{\gamma}) = k_0^{-1} \operatorname{Re} \bar{h}$, где $\beta(\gamma) = \sin \theta \sqrt{\varepsilon_p - \varepsilon_a \sin^2 \gamma} - \sin \gamma \cos \theta \sqrt{\varepsilon_p}$.

Выражение (7) справедливо при призмном возбуждении произвольного планарного волновода. В нем свойства конкретного волновода учитываются коэффициентом Δh . Явное выражение для Δh приведено в [6]. Там, в

частности, показано, что σ является малым параметром, учет которого может играть существенную роль только при исследовании вытекающих либо плазмонных мод.

Дальнейший анализ выражения (7) предполагает конретизацию функции $\widehat{\psi}(q_0, q_1)$. Рассмотрим возбуждение моды пленки гауссовым пучком, описывающим поле излучения одномодового газового лазера. Полагая в (4) $\psi \sim \exp[-(xw_0^{-1})^2 - (yw_0^{-1})^2]$ и пренебрегая в (7) величинами порядка σ^2 , получаем

$$\bar{R}(\gamma) = \left| \frac{1 - \delta}{1 + \delta} \right|^2 \left\{ 1 - 4 \sqrt{\frac{2}{\pi}} |p_2| \times \left[\left(\frac{|p_2|}{p_1} + 1 \right) \operatorname{Re} G(\xi) - \sigma \operatorname{Im} G(\xi) \right] \right\}, \quad (11)$$

где $\xi = -p_1 + ip_4$,

$$G(\xi) = i(\sqrt{2})^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\tau^2) (i\xi - \tau\sqrt{2})^{-1} d\tau.$$

Для восстановления комплексной постоянной распространения моды h предположим, что зависимость $\bar{R}(\gamma)$ измерена в некотором диапазоне углов $|\gamma - \gamma_0| \leq a$, где γ_0 — угол, при котором достигается минимальное значение величины $\bar{R}(\gamma)$, равное \bar{R}_0 . Согласно (11), минимум функции $\bar{R}(\gamma)$ реализуется при $p_4 = p_4^{(0)}$, где

$$p_4^{(0)} = \sigma N_0,$$

$$N_0 = [p_1 G(-p_1) + \sqrt{0.5\pi}] (1 + |p_2| p_1^{-1})^{-1} \times [p_1 \sqrt{0.5\pi} + (1 + p_1^2) G(-p_1)]^{-1}. \quad (12)$$

При этом

$$\bar{R}_0 = \left| (1 - \delta)(1 + \delta)^{-1} \right|^2 \times \left[1 - 4|p_2| \sqrt{2\pi^{-1}} (|p_2| p_1^{-1} + 1) G(-p_1) \right]. \quad (13)$$

Из (8) и (13) получаем

$$h = k_0 \beta(\gamma_0) + w^{-1} \left\{ p_4^{(0)} + i [p_1 - p_2 (1 - \delta)^2 (2\delta)^{-1}] \right\}, \quad (14)$$

где $p_2 = |p_2| \exp(i\sigma)$,

$$|p_2| = 0.5 \left[-p_1 + (-1)^p \times \sqrt{p_1^2 + \sqrt{0.5\pi} p_1 (1 - \bar{R}_0 | (1 + \delta)(1 - \delta)^{-1} |^2) [G(-p)]^{-1}} \right], \quad (15)$$

ρ принимает значение 0 либо 1.

Выражения (12)–(15) содержат неизвестные параметры p_1 и σ . С целью их определения заметим, что вещественная и мнимая части функции $G(\xi)$ являются четной и нечетной функциями параметра p_4 соответственно.



В результате, проинтегрировав соотношение (11), находим

$$\sigma = k_0 \sqrt{\varepsilon_a} w_0 \left| (1 + \delta)(1 - \delta)^{-1} \right|^2 \times N_1^{-1} \left(\int_{\gamma_0}^{\gamma_0+a} \bar{R}(\gamma) d\gamma - \int_{\gamma_0-a}^{\gamma_0} \bar{R}(\gamma) d\gamma \right). \quad (16)$$

$$N_1 = 8\sqrt{2\pi^{-1}} |p_2| \left\{ \operatorname{Im} \int_0^{\bar{a}} G d p_4 - (|p_2| p_1^{-1} + 1) \times [\operatorname{Re} G(-p_1 + i\bar{a}) - G(-p_1)] N_0 \right\},$$

$$\frac{1}{G(-p_1)} \operatorname{Re} \int_0^{\bar{a}} G d p_4 = \frac{0.5 k_0 \sqrt{\varepsilon_a} w_0}{1 - \bar{R}_0 \left| (1 + \delta)(1 - \delta)^{-1} \right|^2} \times \left[2a - \left| (1 + \delta)(1 - \delta)^{-1} \right|^2 \int_{\gamma_0-a}^{\gamma_0+a} \bar{R}(\gamma) d\gamma \right], \quad (17)$$

где $\bar{a} = k_0 \sqrt{\varepsilon_a} w_0 a$.

Выражения (12), (14)–(17) дают решение обратной задачи о восстановлении комплексной постоянной распространения моды h по распределению $\bar{R}(\gamma)$ при условии априорного задания величин w_0 , ε_a , ε_p , ε_g , k_0 . Ключевым элементом соответствующих вычислений является решение трансцендентного уравнения (17) относительно параметра p_1 (можно показать, что это уравнение всегда имеет единственный отрицательный корень). Последующий расчет h на основании (12), (14)–(16) сводится к прямым вычислениям. Следует отметить, что величины δ и w_0 в (12)–(17) зависят от h (см. (9), (10)). Ввиду малости параметра $(k_0 w)^{-1}$ в (14) эти величины могут быть рассчитаны при $h = k_0 \beta(\gamma_0)$ и при необходимости уточнены итерациями.

Полученное решение обратной задачи справедливо при использовании мод приповерхностного волноводного слоя с произвольным профилем показателя преломления. Оно содержит только операции интегрирования экспериментально определяемой функции $\bar{R}(\gamma)$, что приводит к статистической устойчивости результатов. Кроме того, в выражениях (12), (14)–(17) отсутствует трудно контролируемый параметр g , отвечающий за возмущающее влияние призмы связи на результаты измерений. Однако ценой выполненной фильтрации влияния призмы является двузначность в выборе значения ρ в (15). При выполнении равенства $|p_2| = -0.5 p_1$ связь призмы с волноводом (либо толщина g) такова, что достигается минимальное из возможных значений \bar{R}_0 , равное $\bar{R}_{0 \min} = \left| (1 - \delta^2)(1 + \delta^2)^{-1} \right|^2 \left[1 + \sqrt{2/\pi} p_1 G(-p_1) \right]$. Соответственно при $\rho = 0$ в (15) связь призмы с волноводом сильнее, а при $\rho = 1$ — слабее указанной. На практике это означает, что приходится выбирать одно значение постоянной распространения из двух,

полученных в результате обработки экспериментальных данных, причем любое из этих значений нельзя исключить заранее, ибо оно может оказаться истинным. В такой ситуации следует измерить зависимости $\bar{R}(\gamma)$ при нескольких значениях g , получаемых путем изменения прижима призмы к волноводу. Величина h , соответствующая корректному значению ρ , будет устойчивой, в то время как другая будет изменяться. Этот прием использован в описанных ниже экспериментах.

Для определения комплексной диэлектрической проницаемости ε_w и толщины d пленки восстановленные значения h для двух мод подставляются в известные дисперсионные уравнения. Полученная система двух комплексных нелинейных уравнений решается методом контурного интегрирования по схеме, описанной в [8].

При выводе соотношений (11)–(17) был сделан ряд приближений. Для проверки их корректности мы протестировали точность полученных решений обратных задач в вычислительных экспериментах. При этом в качестве „экспериментальных“ использовались распределения $\bar{R}(\gamma)$, рассчитанные на основании выражений (1)–(3) при различных w_0 . Характерный пример соответствующих расчетов для волноводной пленки с $\varepsilon_w = 2.295225 - i 3.03 \cdot 10^{-5}$ и $d = 3.164 \mu\text{m}$, расположенной на подложке с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_s = 2.25 - i 3.0 \cdot 10^{-6}$, представлен в табл. 1. Расчеты выполнены для $\lambda_0 = 0.6326 \mu\text{m}$. Пленка с указанными параметрами поддерживает две моды TE - и две моды TM -поляризации. Точные значения постоянных распространения моды равны $h_{TE_0} = 1.512635657 - i 9.8187 \cdot 10^{-6}$ и $h_{TM_0} = 1.512560485 - i 9.80548 \cdot 10^{-6}$. Как следует из приведенных данных, наиболее точное восстановление постоянных распространения мод и параметров пленки наблюдается в плосковолновом ($w_0 \rightarrow \infty$) пределе. При уменьшении w_0 погрешность определения параметров пленки возрастает, поскольку при этом существенное значение приобретает векторный характер проблемы отражения пучка, который в приближении (5) не учитывается. Тем не менее представленные данные свидетельствуют о применимости предлагаемого подхода для измерения параметров тонких пленок.

Техника эксперимента

Для измерения распределения $R(\gamma)$ была создана автоматизированная установка, принципиальная схема которой приведена на рис. 1. В ней гауссов пучок He–Ne лазера с длиной волн $\lambda_0 = 633 \mu\text{m}$ и радиусом в поперечном сечении $w_0 = 490 \mu\text{m}$ падает на призмное устройство 7, установленное на поворотном столике 10. Угол падения пучка на призму изменялся с помощью шагового двигателя 15. Шаг дискретизации угла поворота составлял 20 угловых секунд. Призма была изготовлена из оптического стекла ТФ12 с показателем преломления 1.77905 ($\lambda_0 = 633 \mu\text{m}$). Измерения можно проводить, используя излучение различной поляризации и длины



Таблица 1. Результаты восстановления постоянных распространения мод и параметров пленки при численном моделировании

$w_0, \mu\text{m}$	Тип моды	$\text{Re}(hk_0^{-1})$	$\text{Im}(hk_0^{-1})$	$\text{Re}\epsilon$	$\text{Im}\epsilon$	$d, \mu\text{m}$
∞	TE_0	1.5126356	$-9.8182 \cdot 10^{-6}$	2.295226	$-3.0298 \cdot 10^{-5}$	3.1636
	TM_0	1.5125604	$-9.8036 \cdot 10^{-6}$			
500	TE_0	1.5126356	$-9.8196 \cdot 10^{-6}$	2.295221	$-3.0313 \cdot 10^{-5}$	3.1651
	TM_0	1.5125605	$-9.8099 \cdot 10^{-6}$			
250	TE_0	1.5126356	$-9.8184 \cdot 10^{-6}$	2.295221	$-3.0298 \cdot 10^{-5}$	3.1651
	TM_0	1.5125605	$-9.8074 \cdot 10^{-6}$			
100	TE_0	1.5126359	$-9.8144 \cdot 10^{-6}$	2.295227	$-3.0287 \cdot 10^{-5}$	3.1635
	TM_0	1.5125607	$-9.8003 \cdot 10^{-6}$			
50	TE_0	1.5126354	$-9.4941 \cdot 10^{-6}$	2.295223	$-2.9296 \cdot 10^{-5}$	3.1652
	TM_0	1.5125613	$-9.2525 \cdot 10^{-6}$			

волны, а, изменяя оптическую схему, можно варьировать и радиус светового пучка в пределах от 70 до 500 μm , который измерялся по уровню интенсивности $I = I_0/e$, где I_0 — интенсивность в центре пучка. Тестируемый образец 9 прижимается к измерительной призме таким образом, чтобы были обеспечены оптимальные условия возбуждения в нем мод оптического диапазона. Зависимость $R(\gamma)$ регистрировалась с помощью фотоприемника 12, синхронно перемещаемого вторым шаговым двигателем 14, путем измерения мощности светового пучка, отраженного от призмного устройства связи, и мощности падающего пучка, которая контролировалась фотоприемником 11 (блок управления двигателями 16 синхронизирован с блоком сравнения каналов 17). После цифровой обработки сигнал поступал в оперативную память компьютера.

Можно отметить следующие основные этапы в ходе проведения измерений угловой зависимости коэффициента отражения светового пучка при возбуждении мод тонкопленочной структуры. В качестве начала отсчета углов выбрано угловое положение фотоприемника 12 в момент регистрации прямо прошедшего светового пучка (в этом случае призма выдвигается из зоны пучка). Далее, определив угловое положение нормали к одной из граней призмы с учетом геометрии призмного элемента связи и оптических параметров подложки и материала призмы, процессор предварительно находит диапазон измеряемых углов и подготавливает систему к проведению измерений. При заданном количестве выборок и числе измерений в каждой из них затем происходит набор статистических данных, их усреднение и запись зарегистрированного распределения коэффициента отражения в память компьютера. Компьютерная программа, основанная на изложенном выше алгоритме, позволяет обрабатывать зарегистрированное распределение коэффициента отражения и находить действительную и мнимую части постоянной распространения моды. При определении коэффициента поглощения материала пленки предполагается, что ослабление света, вызванное рассеянием излучения, значительно меньше его поглощения.

Определение параметров пленок, направляющих волноводные моды

При измерении параметров тонких волноводных пленок были исследованы структуры, полученные высокочастотным (ВЧ) распылением кварцевого стекла марки КВ в атмосфере аргона и кислорода (4:1) на подложку из этого же стекла [8]. Результаты измерения параметров такого волновода, поддерживающего две моды TE -поляризации приведены в табл. 2. При этом случайная погрешность определения действительной части постоянной распространения составила $2 \cdot 10^{-5}$, мнимой части — $0.015 \cdot 10^{-5}$. Для проверки корректности полученных данных параметры пленок были определены другими известными методами. Оптические потери, измеренные для второй моды путем сканирования волокна вдоль волновода [9] (погрешность измерений 0.1 dB/cm), были равны 5.5 dB/cm. Толщина пленки, измеренная профилографом с точностью 0.02 μm , составляла 2.51 μm . Как видим, полученные значения удовлетворительно согласуются с данными табл. 2.

К особенностям определения параметров тонких пленок при регистрации угловой зависимости коэффициента отражения следует отнести выбор размера зондирующего светового пучка. Достаточно корректные резуль-

Таблица 2. Параметры тонкой волноводной пленки, определенные различными методами

Параметры	Спектроскопия волноводных мод		Регистрация угловой зависимости коэффициента отражения	
	$m = 0$	$m = 1$	$m = 0$	$m = 1$
$h'k_0^{-1}$	1.46755	1.45814	1.46748	1.45810
$h''k_0^{-1}$	$9.98 \cdot 10^{-6}$	$6.51 \cdot 10^{-6}$	$1.02 \cdot 10^{-5}$	$6.71 \cdot 10^{-6}$ *
n	1.47104		1.47099	
k	$1.03 \cdot 10^{-5}$		$1.08 \cdot 10^{-5}$	
$d, \mu\text{m}$	2.49		2.53	

* Значение соответствует оптическим потерям 5.5 dB/cm.



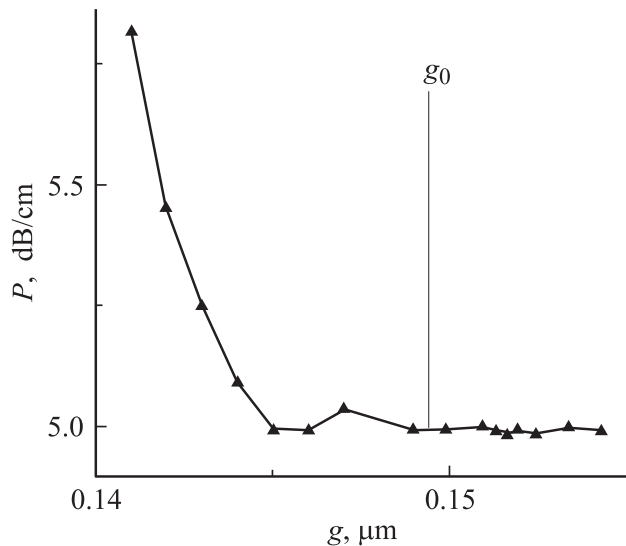


Рис. 3. Зависимость измеренной величины оптических потерь от степени прижима тонкопленочной структуры к призмному устройству связи.

таты можно получить лишь при использовании широких световых пучков. Так, выполненные измерения распределения коэффициента отражения при возбуждении тонкопленочного волновода гауссовыми пучками, имеющими радиусы 90, 145 и 490 μm , показали, что результаты измерений оптических параметров пленки наилучшим образом согласуются с данными других методов измерений для пучка с $w_0 = 490 \mu\text{m}$. Возможная причина этого указана в предыдущем разделе (табл. 1). Следует отметить также, что при измерении малых оптических потерь ($k < 10^{-5}$) возникает проблема „утечки“ энергии из-под призмного устройства связи. Это связано с тем, что при данном способе измерения определяется полное ослабление излучения в пленке. При малых оптических потерях излучение выходит за пределы измерительной призмы и тем самым „завышает“ измеряемую величину коэффициента поглощения. В общем случае определение таких потерь возможно при предотвращении „утечки“ энергии световой волны за пределы призмы, например, путем уменьшения величины зазора между призмой и пленкой. Как следует из анализа данных, представленных на рис. 3, при толщине буферного слоя меньше некоторой величины g_0 измеряемые значения потерь стабилизируются. К сожалению, возникающее при этом нарушение параллельности зазора между основанием призмного элемента связи и поверхностью тестируемого образца приводит к возникновению дополнительной погрешности при определении оптических потерь в волноводе, составляющей нередко $\sim 20\%$. Таким образом, при измерении малого поглощения необходимо выполнять определенные условия проведения эксперимента для получения достоверных результатов. При более высоких значениях коэффициента поглощения таких осложнений обычно не возникает.

Определение параметров тонкопленочных покрытий

При исследовании свойств тонкопленочных структур, не обладающих волноводными свойствами, были использованы тонкие пленки, полученные ВЧ распылением кварцевого стекла на подложки, имеющие более высокий показатель преломления. Подложки были изготовлены из оптического стекла К8 и монокристаллического кремния. Показатель преломления стекла равен 1.5146, кремния — 3.515 на длине волны 633 μm . В таких структурах могут распространяться только вытекающие моды. Тонкопленочные структуры были получены одновременно в ходе одного технологического цикла совместно со структурой, рассмотренной в предыдущем разделе, и поэтому они должны иметь достаточно близкие оптические параметры и равную толщину. Методика регистрации угловой зависимости $R(\gamma)$ и алгоритм ее обработки аналогичен случаю направляемых мод. Здесь, как и в предыдущем случае, при описании свойств отраженного светового пучка учитывается влияние призмного устройства связи на измеряемые параметры волноводных мод. Как известно, при измерении параметров пленки с использованием техники призмного элемента туннельного возбуждения точность результатов измерений зависит от степени связи призмы и волноводящей структуры (т.е. от величины зазора между пленкой и основанием призмы) [10]. Угловая зависимость коэффициента отражения пучка при этом также различна (рис. 4), но применение предложенного метода обеспечивает независимость результатов измерений от условий эксперимента [5]. При выполнении измерений при различной величине прижима образца к призмному устройству связи, как уже отмечалось выше, истинное значение h остается устойчивым, в то

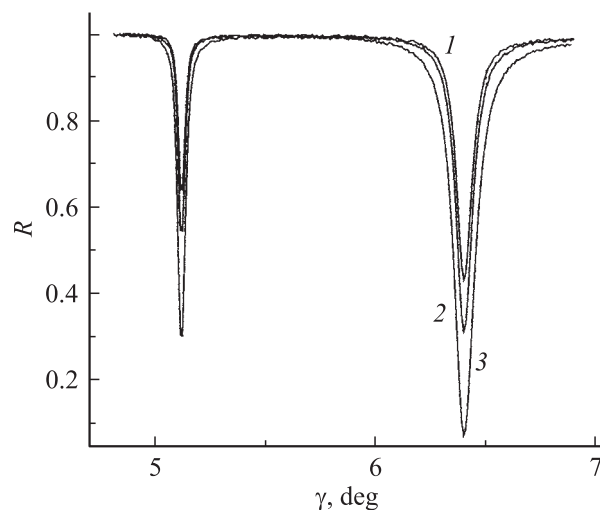


Рис. 4. Угловая зависимость коэффициента отражения пучка для пленки SiO_x на подложке из стекла К8 при различном прижиме образца к призме (меньшему значению g соответствует больший номер кривой).



Таблица 3. Результаты обработки угловых зависимостей коэффициента отражения, представленных на рис. 4

Кривая	h'/k_0		h''/k_0	
	1	1.46512	1.46483	$1.77 \cdot 10^{-3}$
2	1.46512	1.46493	$1.76 \cdot 10^{-3}$	$7.97 \cdot 10^{-5}$
3	1.46512	1.46492	$1.76 \cdot 10^{-3}$	$3.39 \cdot 10^{-5}$

* Данные приведены для моды с $m = 1$.

Таблица 4. Параметры пленки SiO_x на различных подложках

	n	$k, \cdot 10^{-5}$	$d, \mu\text{m}$
$\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$	1.47095	3.39	2.51
SiO_x/Si	1.47091	3.34	2.53
$\text{SiO}_x/\text{K8}$	1.47024	2.5	2.69

время как другое изменяется. Особенно наглядно это проявляется на значениях мнимой части постоянной распространения (табл. 3). Параметры пленки, осажденной на различные подложки, полученные на основе обработки угловых зависимостей коэффициента отражения (рис. 2), приведены в табл. 4.

Значительное отличие параметров пленки на подложке из стекла К8 от остальных структур, вероятно, можно объяснить тем, что в данном случае небольшое различие показателей преломления пленки и подложки ($\Delta n = n - n_s$) обуславливает слабую локализацию вытекающей моды в пленке. Большое поглощение, связанное с вытеканием энергии моды в подложку, создает тот фон, на котором сложно определить малый коэффициент поглощения материала пленки. Подтверждением этому могут служить результаты измерения параметров пленок SiO_x приблизительно одинаковой толщины ($\sim 2.5 \mu\text{m}$), осажденных на различные подложки. В данном случае при значениях показателя преломления подложки, равных $\sim 1.9 \dots 2.0$, коэффициент поглощения пленки с точностью до 3% совпадает со значениями, измеренными другим методом. Очевидно, что локализация поля моды в пленке, а следовательно, и достоверность определения ее параметров будут зависеть от толщины осажденной пленки. Зависимость относительной погрешности определения коэффициента поглощения от толщины пленки приведена на рис. 5. Все пленки были осаждены при одинаковых условиях и имели приблизительно одинаковые параметры $n = 1.4701$ и $k = 3 \cdot 10^{-5}$. При этом погрешность определения толщины и показателя преломления уменьшалась от 6 до 1% и от $5 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^{-5}$ соответственно.

Применение данного метода для измерения параметров неволноводных слабопоглощающих тонкопленочных покрытий имеют свои ограничения. В качестве примера рассмотрим результаты исследования пленок SiO_x на кремниевой подложке. Пленки имели приблизительно

одинаковую толщину ($\sim 2.5 \mu\text{m}$), однако они были получены ВЧ распылением при различном содержании кислорода в рабочей атмосфере, поэтому ввиду различной стехиометрии состава имели разные значения коэффициента поглощения. На рис. 6 приведены значения погрешности определения коэффициента поглощения пленки для различных таких структур. При значениях $k < 10^{-5}$ погрешность определения коэффициента поглощения составляла более 30%. Это, вероятно, связано с тем, что при таких k ($< 10^{-5}$) погрешности измерения $h''k_0^{-1}$ становятся сравнимы и даже превышают величину k .

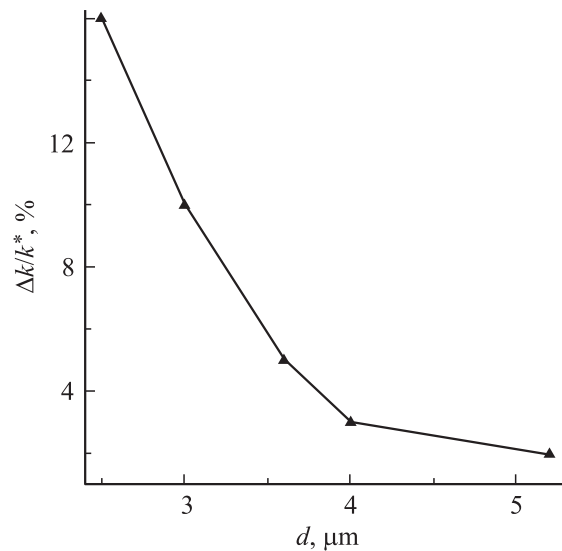


Рис. 5. Зависимость погрешности определения коэффициента поглощения пленки SiO_x от ее толщины (подложка из стекла К8).

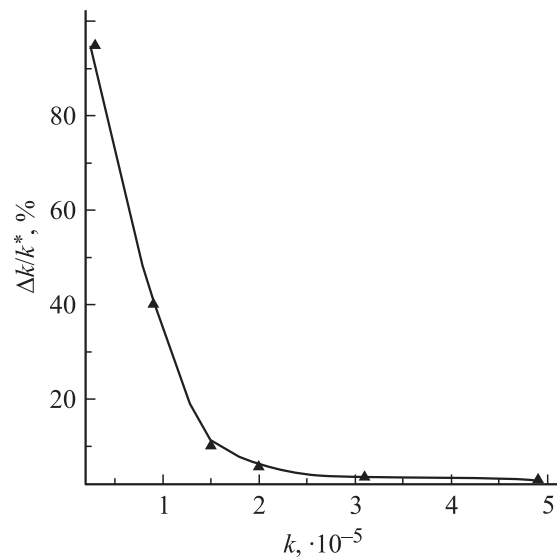


Рис. 6. Влияние величины коэффициента поглощения пленки на погрешность его определения для пленки SiO_x на кремниевой подложке; величина k измерена при возбуждении волноводных мод в структурах-спутниках $\text{SiO}_x - \text{SiO}_2$.



В такой ситуации определение поглощения в пленке становится сложной задачей. Погрешность же определения показателя преломления не превышает $5 \cdot 10^{-5}$, а толщины — 2...3%.

Таким образом, применение данного метода для определения параметров тонкопленочных покрытий оправдано при достаточно большой разности показателей преломления используемой подложки и осаждаемой пленки (по крайней мере $\Delta n > 0.5$). В случае малых Δn использование такого подхода дает корректные результаты при $d \geq 5 \mu\text{m}$. Если задача измерения поглощения в пленке не ставится, то данная методика также применима для определения показателя преломления и толщины пленки с точностью $\sim 10^{-5}$ и $0.01 \mu\text{m}$ соответственно и в случае незначительных различий показателя преломления пленки и подложки.

Определение параметров металлических пленок при возбуждении плазмонных мод

Рассмотренный выше подход измерения комплексной постоянной распространения на основе регистрации угловой зависимости коэффициента отражения применим и в случае плазмонных мод, распространяющихся вдоль поверхности металлических пленок, находящихся в окружении диэлектрических сред. Однако для измерения толщины металлических пленок необходимо возбуждать плазмонные моды на ее обеих границах [11]. Очевидно, что из-за большого поглощения излучения видимого диапазона в металле возбуждение плазмонной моды на внешней границе (относительно призматического устройства связи) возможно только при толщинах пленки порядка 300–500 Å. В связи с этим рассматриваемый метод позволяет определить коэффициент поглощения, показатель преломления и толщину очень тонких металлических пленок. При этом последовательность действий аналогична описанной в предыдущих разделах.

При толщине пленки более 800 Å на параметры плазмонной моды, возбуждаемой на одной границе металлической пленки, не оказывает влияния вторая граница раздела. В этом случае на основе зарегистрированного распределения интенсивности отраженного светового пучка можно определить только оптические параметры толстой пленки или приповерхностной области объемных металлов. Так как постоянная распространения плазмонной моды связана с диэлектрической проницаемостью металлической пленки (приповерхностной области металла) $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ и окружающей среды ε_a соотношением $h^2 = (h' + ih'') = k_0^2 \varepsilon_a \varepsilon / (\varepsilon_a + \varepsilon)$, то [11]

$$\varepsilon' = [(h'^2 - h''^2) \cdot k_0^2 \varepsilon_a - (h'^2 - h''^2)^2] \cdot z^{-1},$$

$$\varepsilon'' = 2k_0^2 h' h'' \varepsilon_a / z,$$

$$\text{где } z = (\varepsilon_a k_0^2 - h'^2 + h''^2)^2 + (2h' h'')^2.$$

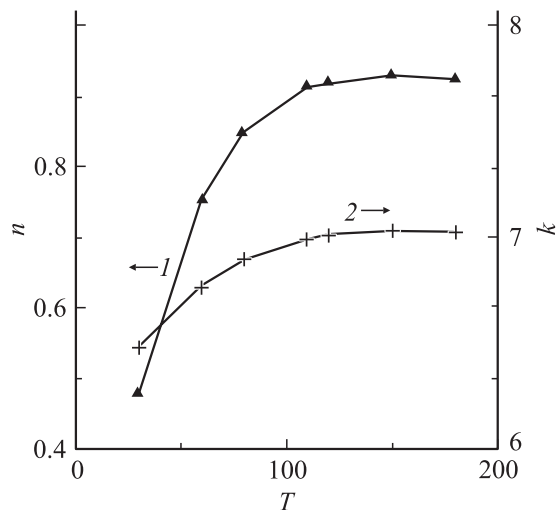


Рис. 7. Зависимость показателя преломления n (1) и коэффициента поглощения k (2) от температуры подложки T для пленок алюминия на подложке из кварцевого стекла.

Измерив комплексную величину h , можно определить диэлектрическую проницаемость металла, следовательно его показатель преломления и коэффициент поглощения. В качестве примера приведены результаты измерения оптических параметров пленок алюминия, нанесенных на подложку из кварцевого стекла. Пленки алюминия получены катодным распылением при различных температурах подложки T в процессе осаждения. Известно, что при температуре подложки больше $T_0 = 120 \text{ K}$ формируются пленки высокого качества с хорошей адгезией к подложке [12,13]. Из данных, приведенных на рис. 7, следует, что в интервале температур $T > T_0$ пленка имеет высокий показатель преломления, что обычно свидетельствует о ее плотной упаковке. Следовательно, метод позволяет контролировать параметры металлических покрытий и приповерхностной области металлов и судить об их качестве.

Заключение

Дано теоретическое обоснование и рассмотрены особенности и пределы применимости метода измерения коэффициента поглощения, толщины и показателя преломления тонких пленок, основанного на регистрации угловой зависимости коэффициента отражения светового пучка в схеме призматического возбуждения волноводных, вытекающих либо плазмонных мод. При исследовании пленок, поддерживающих вытекающие моды, возможность корректного определения их параметров связана со степенью локализации полей мод в пленке, которая зависит от величины $\Delta n = n - n_s$ и толщины пленки d . В случае $\Delta n \geq 0.5$ измеренные значения k ($\delta k/k = 0.03$) совпадали с данными, полученными для аналогичной волноводной пленки. При $\Delta n < 0.5$ величина относительной погрешности $\delta k/k$ зависела от



толщины пленки, при $d \geq 3.5 \mu\text{m}$ она не превышала 0.05 для пленки SiO_x на подложке из оптического стекла К8. Наименьшее значение k , которое можно определить данным методом при приемлемой точности измерений, также обусловлено величиной потерь на вытекание. Так, для SiO_x пленки, осажденной на Si подложку, при $k = 10^{-5}$ и толщине пленки $2.5 \mu\text{m}$ относительная погрешность $\delta k/k = 0.1$, а при $k = 3 \cdot 10^{-5}$ величина $\delta k/k$ была равна 0.03. Точность определения показателя преломления и толщины пленки во всех случаях была не хуже $5 \cdot 10^{-5}$ и 3% соответственно. Следовательно, применение данного метода для определения поглощения тонких пленок, поддерживающих только вытекающие моды, целесообразно при достаточно большой разности показателей преломления подложки и осаждаемой пленки (по крайней мере при $\Delta n > 0.5$). В случае малых Δn использование метода оправдано при толщине пленки $d \geq 5 \mu\text{m}$. Использование рассматриваемого подхода позволяет также контролировать параметры металлических покрытий и приповерхностной области металлов и судить об их качестве.

Таким образом, метод исследования оптических свойств тонких пленок, основанный на регистрации угловой зависимости коэффициента отражения светового пучка при возбуждении мод оптического диапазона, может быть использован для контроля и измерения параметров различных тонкопленочных структур, используемых в оптике и микроэлектронике.

Список литературы

- [1] Tien P.R., Ulrich R., Martin R.J. // Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 14. N 9. P. 291–294.
- [2] Lukosz W., Pliska P. // Opt. Commun. 1995. Vol. 17. P. 1–7.
- [3] Ulrich R., Torge R. // Appl. Opt. 1973. Vol. 12. N 12. P. 2901–2908.
- [4] Hou T.W., Mogab C.J. // Appl. Optics. 1981. Vol. 20. N 18. P. 3184–3188.
- [5] Хомченко А.В., Сотский А.Б., Романенко А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 11. С. 51–57.
- [6] Сотский А.Б., Романенко А.А., Хомченко А.В., Примак И.У. // РИЭ. 19997 Т. 44. № 6. С. 687–695.
- [7] Морс Ф.М., Фейсбах Г. Методы теоретической физики. М.: ИЛ, 1995. Т. 1. 930 с.
- [8] Романенко А.А., Сотский А.Б. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4. С. 88–95.
- [9] Петровский Г.Т., Редько В.П., Хомченко А.В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 10. С. 2045–2047.
- [10] Kersten R.Th. // Vakuum-Technik. 1973. Vol. 23. N 1. P. 16–19.
- [11] Monneret S., Huguet-Chantome P., Flory F. // J. Opt. A. 2000. P. 188–195.
- [12] Chiang H.-P., Wang Y.-C., Leung P.T. // Thin Solid Films. 2003. Vol. 425. P. 135–138.
- [13] Технология тонких пленок. Справочник / Под ред. Майсела. Т. 1.

