

Отражение ТЕ поляризованного гауссова пучка от слоистой структуры в условиях резонансного возбуждения волноводных мод

В.И.Соколов, Н.В.Марусин, С.И.Молчанова, А.Г.Савельев, Е.В.Хайдуков, В.Я.Панченко

Рассмотрена задача об отражении ТЕ поляризованного гауссова светового пучка от слоистой структуры в условиях резонансного возбуждения волноводных мод с использованием призмы полного внутреннего отражения. На основе спектрального подхода получены аналитические выражения для длин пробега мод, ширины и глубины m -линий (резких и узких минимумов в угловой зависимости коэффициента зеркального отражения) в зависимости от параметров структуры. Показано, что в случае слабой связи, когда длины пробега волноводных мод l_m определяются, в основном, коэффициентом экстинкции в пленке, глубина m -линий растет с номером моды m . В случае сильной связи, когда l_m определяются, главным образом, излучением мод в призму, глубина m -линий уменьшается с ростом m . Исследовано изменение формы отраженного от слоистой структуры гауссова пучка, обусловленное перекачкой энергии из падающего пучка в волноводную моду, которая распространяется вдоль структуры на расстояние l_m , излучается в направлении зеркального отражения и интерферирует с частью пучка, отраженного от рабочей грани призмы. Показано, что эта интерференция может приводить к возникновению осциллирующей интенсивности поля вблизи m -линий. Дан анализ различных методик определения параметров тонкопленочных структур, включая измерение модовых углов θ_m и формы отраженного пучка. В основе методик лежит одновременное возбуждение нескольких волноводных мод в пленке сильно сфокусированным монохроматическим гауссовым пучком, поперечная ширина которого в перетяжке много меньше длины пробега мод. В качестве примера использования этих методик определены показатель преломления и толщина пленки монооксида кремния на кварцевой подложке на длине волны 633 нм.

Ключевые слова: гауссов пучок, слоистые волноводные структуры, тонкие пленки, измерение показателя преломления, резонансное возбуждение волноводных мод.

1. Введение

Метод резонансного возбуждения волноводных мод в пленке в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) широко используется при исследовании свойств тонкопленочных структур [1–9]. Суть метода состоит в том, что исследуемая пленка приводится в оптический контакт с рабочей гранью измерительной призмы, имеющей высокий показатель преломления N_p , и освещается со стороны призмы монохроматическим световым пучком. Для лучей, падающих на границу призмы с пленкой под углами θ_m , для которых выполняется условие синхронизма $N_p \sin \theta_m = \beta_m$, где $m = 0, 1, 2, \dots$; β_m – эффективный показатель преломления моды с номером m , условие полного внутреннего отражения нарушается, и свет может проникать в пленку, возбуждая в ней соответствующую волноводную моду. При этом в угловой зависимости коэффициента зеркального отражения $R(\theta)$ светового пучка от рабочей грани призмы наблюдаются резкие и узкие минимумы, так называемые темные m -линии. Если известны два модовых угла θ_m , то, зная N_p , можно рассчитать β_m и, решив систему дисперсионных

уравнений для волноводных мод, определить два неизвестных параметра – показатель преломления n_f и толщину пленки H_f . В последнее время появились работы, существенно расширяющие область применимости данного метода. Так, показана возможность определения коэффициента экстинкции тонких пленок из экспериментально измеренной ширины m -линий [10, 11].

Практическая реализация метода резонансного возбуждения волноводных мод осуществляется, как правило, путем изменения угла падения коллимированного лазерного пучка на рабочую грань призмы НПВО. Именно на этом принципе работают приборы, производимые Metricon Corp. и Sairon Technology Inc. [12]. Однако такой подход требует использования прецизионных угломерных устройств и не позволяет измерять коэффициент экстинкции в слабо поглощающих пленках, когда ширина m -линий меньше угловой расходимости лазерного пучка.

В настоящей работе рассмотрены методики измерения толщины H_f , показателя преломления n_f и коэффициента поглощения m_f тонких пленок в широком диапазоне длин волн (от 400 до 1100 нм), свободные от указанных выше недостатков. Они основаны на одновременном возбуждении нескольких волноводных мод в пленке сильно сфокусированным монохроматическим световым пучком, поперечный размер которого в перетяжке много меньше длины пробега мод. Значения H_f , n_f и m_f находят путем измерения модовых углов θ_m и анализа формы отраженного от слоистой структуры пучка. Методики не предусматривают проведения углового сканирования и применимы для большого класса тонкопленочных структур.

В.И.Соколов, Н.В.Марусин, С.И.Молчанова, А.Г.Савельев, Е.В.Хайдуков, В.Я.Панченко. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, ул. Святоозерская, 1; e-mail: a.g.savelyev@gmail.com

Поступила в редакцию 23 июля 2014 г., после доработки – 26 сентября 2014 г.

Дифракция пространственно-ограниченного светового пучка на слоистой волноводной структуре рассматривалась ранее в [2, 8, 13, 14]. Однако представленных в этих работах результатов недостаточно для анализа изменения формы отраженного от структуры пучка. Поэтому ниже мы приводим строгое теоретическое рассмотрение задачи об отражении ТЕ поляризованного гауссова светового пучка от слоистой структуры в условиях резонансного возбуждения волноводных мод.

2. Отражение ТЕ поляризованного гауссова пучка от слоистой волноводной структуры

Пусть монохроматический гауссов пучок с длиной волны λ падает под углом θ_0 на слоистую структуру со стороны измерительной призмы, имеющей показатель преломления N_p (рис.1). В дальнейшем мы полагаем, что поглощение в материале призмы отсутствует, при этом диэлектрическая проницаемость призмы задается выражением $\varepsilon_p = N_p^2$. Пленка толщиной H_f с показателем преломления n_f находится на подложке с показателем преломления n_s . Зазор между пленкой и призмой имеет толщину H_i и может быть заполнен воздухом или иммерсионной жидкостью с показателем преломления n_i . Диэлектрические проницаемости иммерсионного слоя, пленки и подложки определяются выражениями $\varepsilon_i = (n_i + im_i)^2$, $\varepsilon_f = (n_f + im_f)^2$ и $\varepsilon_s = (n_s + im_s)^2$, где m_i , m_f и m_s – коэффициенты поглощения соответствующих сред.

В системе координат (x_i, y_i, z_i) , связанной с падающим пучком, ТЕ поляризованный двумерный гауссов пучок имеет вид [15]

$$e_i(y_i, z_i, t) = e_i(y_i, z_i) \exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

$$e_i(y_i, z_i) = x_i \frac{w_0}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{k_{iy}^2 w_0^2}{4} + ik_{iy} y_i + ik_{iz} z_i\right) dk_{iy},$$

где $2w_0$ – диаметр пучка в перетяжке, расположенной в плоскости $z_i = 0$; k_{iy} и $k_{iz} = \sqrt{k^2 \varepsilon_p - k_{iy}^2}$ – проекции волновых векторов $\mathbf{k}_i = (k_{iy}, k_{iz})$, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ плоских волн из фурье-спектра пучка на оси y_i и z_i соответственно. Пред-

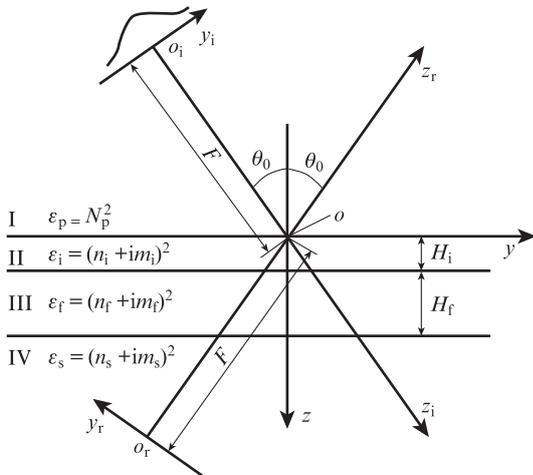


Рис.1. Отражение гауссова светового пучка от слоистой структуры; I – измерительная призма, II – иммерсионная жидкость (или воздух), III – пленка, IV – подложка, o_i и o_r – центры декартовых прямоугольных систем координат, связанных с падающим пучком, слоистой структурой и отраженным пучком соответственно (расстояния от o_i и o_r до o равны F).

ставление (1) суть разложение гауссова пучка по плоским волнам. Перейдя в систему координат (x, y, z) , связанную со слоистой структурой формулами $x_i = x$, $y_i = y \cos \theta_0 - z \sin \theta_0$, $z_i = y \sin \theta_0 + z \cos \theta_0 + F$, и введя обозначения $k_y = k_{iy} \cos \theta_0 + k_{iz} \sin \theta_0$, $k_z = -k_{iy} \sin \theta_0 + k_{iz} \cos \theta_0$, для падающего гауссова пучка (1) получим

$$e_i(y, z) = x \frac{w_0}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{k_{iy}^2 w_0^2}{4} + ik_{iz} F + ik_y y + ik_z z\right) dk_{iy}. \quad (2)$$

Тогда отраженный от слоистой структуры световой пучок можно представить в виде

$$e_r(y, z) = x \frac{w_0}{2\sqrt{\pi}} \times \int_{-\infty}^{+\infty} R_a^s(k_{iy}) \exp\left(-\frac{k_{iy}^2 w_0^2}{4} + ik_{iz} F + ik_y y - ik_z z\right) dk_{iy}, \quad (3)$$

где амплитудный коэффициент отражения $R_a^s(k_{iy})$ плоских ТЕ волн из фурье-спектра падающего пучка задается выражением (см. [11])

$$R_a^s(k_{iy}) = \frac{k_z - iy^{\text{II}}}{k_z + iy^{\text{II}}} \left\{ 1 + \frac{4ik_z \gamma^{\text{II}}}{k^2(\varepsilon_p - \varepsilon_i)} \times \left(\frac{\gamma^{\text{II}} - \gamma^{\text{III}}}{\gamma^{\text{II}} + \gamma^{\text{III}}} + \frac{\gamma^{\text{III}} - \gamma^{\text{IV}}}{\gamma^{\text{III}} + \gamma^{\text{IV}}} \exp(-2\gamma^{\text{III}} H_f) \right) \exp(-2\gamma^{\text{II}} H_i) \times \left[1 + \frac{\gamma^{\text{II}} - \gamma^{\text{III}}}{\gamma^{\text{II}} + \gamma^{\text{III}}} \frac{\gamma^{\text{III}} - \gamma^{\text{IV}}}{\gamma^{\text{III}} + \gamma^{\text{IV}}} \exp(-2\gamma^{\text{III}} H_f) + \frac{k_z - iy^{\text{II}}}{k_z + iy^{\text{II}}} \times \left(\frac{\gamma^{\text{II}} - \gamma^{\text{III}}}{\gamma^{\text{II}} + \gamma^{\text{III}}} + \frac{\gamma^{\text{III}} - \gamma^{\text{IV}}}{\gamma^{\text{III}} + \gamma^{\text{IV}}} \exp(-2\gamma^{\text{III}} H_f) \right) \exp(-2\gamma^{\text{II}} H_i) \right]^{-1} \right\}. \quad (4)$$

Здесь $\gamma^{\text{II}} = (k_y^2 - k^2 \varepsilon_i)^{1/2}$, $\text{Re} \gamma^{\text{II}} \geq 0$, $\text{Im} \gamma^{\text{II}} \leq 0$; $\gamma^{\text{III}} = (k_y^2 - k^2 \varepsilon_f)^{1/2}$, $\text{Re} \gamma^{\text{III}} \geq 0$, $\text{Im} \gamma^{\text{III}} \leq 0$; $\gamma^{\text{IV}} = (k_y^2 - k^2 \varepsilon_s)^{1/2}$, $\text{Re} \gamma^{\text{IV}} \geq 0$, $\text{Im} \gamma^{\text{IV}} \leq 0$. Первый член в фигурных скобках в выражении (4) описывает отражение плоской световой волны от границы призмы, когда образец (пленка на подложке) удален. Оставшиеся члены связаны с возбуждением волноводных мод в пленке и с излучением этих мод в направлении зеркального отражения, когда образец находится в оптическом контакте с призмой.

На рис.2 представлены зависимости коэффициента отражения $R_s(\theta) = |R_a^s(k_{iy})|^2$ от угла падения θ плоской ТЕ волны с вектором $\mathbf{k}_i = (k_{iy}, k_{iz})$ на границу призма – пленка, причем

$$\theta = \arcsin\left(\frac{1}{N_p}\right) \left[\frac{k_{iy}}{k} \cos \theta_0 + \sqrt{N_p^2 - \left(\frac{k_{iy}}{k}\right)^2} \sin \theta_0 \right].$$

Видно, что в зависимости $R_s(\theta)$ наблюдаются узкие минимумы (m -линии), обусловленные резонансным возбуждением ТЕ волноводных мод в пленке. Моде с номером m соответствует угол θ_m , при котором происходит резонансное возбуждение этой моды падающей плоской волной. Ширины m -линий $\delta\theta_m$ определяются коэффициентами затухания мод в волноводе и обычно составляют $0.01^\circ - 0.5^\circ$. Отметим излом на кривой $R_s(\theta)$ при $\theta = 42.5^\circ$ («колено»), возникающий при выполнении условия $N_p \sin \theta = n_s$ и обусловленный туннелированием света в подложку.

Перейдя в систему (x_r, y_r, z_r) , связанную с отраженным пучком, по формулам $x = x_r$, $y = -y_r \cos \theta_0 + (z_r - F) \sin \theta_0$ и

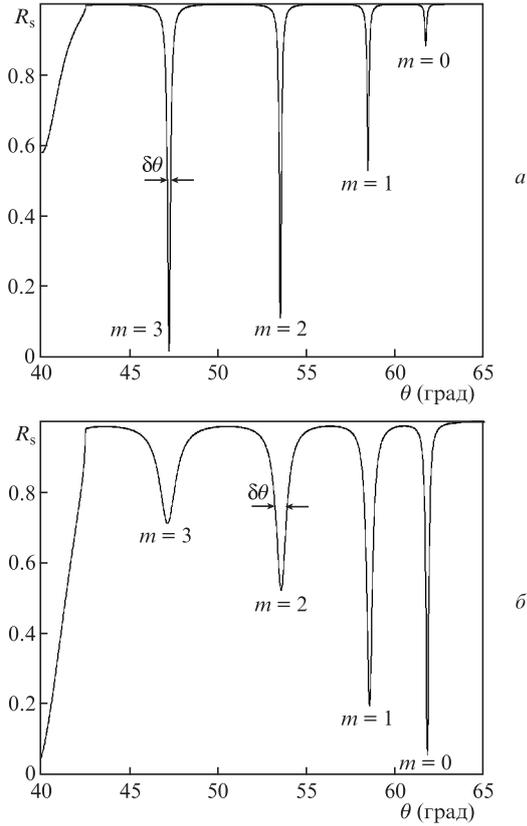


Рис.2. Зависимости коэффициента зеркального отражения $R_s = |R_a^s(k_{iy})|^2$ от угла падения θ при освещении границы призма–пленка плоской ТЕ поляризованной электромагнитной волной с $\lambda = 632.8$ нм при $H_i = 150$ (а) и 60 нм (б). Параметры слоистой структуры: $N_p = 2.15675$, $\epsilon_i = 1$, $\epsilon_f = (1.92 + i0.001)^2$, $H_f = 1000$ нм, $n_s = 1.45705$, $m_s = 0$.

$z = -y_r \sin\theta_0 - (z_r - F)\cos\theta_0$ для отраженного от слоистой структуры пучка получим

$$e_r(y_r, z_r) = x_r \frac{w_0}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} R_a^s(k_{iy}) \times \exp\left(-\frac{k_{iy}^2 w_0^2}{4} - ik_{iy} y_r + ik_{iz} z_r\right) dk_{iy}. \quad (5)$$

Формулы (4), (5) являются точными. Они справедливы при любом соотношении между шириной ТЕ поляризованного гауссова пучка в перетяжке $2w_0$ и длинами пробега волноводных мод l_m .

Положим для простоты $\epsilon_i = \epsilon_s$, при этом $\gamma^{II} = \gamma^{IV}$. Будем также считать, что иммерсионный слой и подложка являются непоглощающими, т.е. $m_i = m_s = 0$. Поглощение присутствует только в пленке, комплексная диэлектрическая проницаемость которой $\epsilon_f = \epsilon_f' + i\epsilon_f''$. Тогда, принимая во внимание малую ширину m -линий (см. рис.2) и разлагая $R_a^s(k_{iy})$ в ряд Тейлора вблизи $k_{iy}^m = kN_p \sin(\theta_m - \theta_0)$ по малому параметру $k_{iy} - k_{iy}^m$, получаем

$$R_a^s(k_{iy}) \approx \frac{k_{mz} - i\gamma_m^{II}}{k_{mz} + i\gamma_m^{II}} \left[1 + \frac{iA_m l_m \cos\theta_0}{(k_{iy} - k_{iy}^m) - i l_m \cos\theta_0} \right], \quad (6)$$

где

$$A_m = \frac{2a_m \exp(-2\gamma_m^{II} H_i)}{b_m \epsilon_f' + a_m \exp(-2\gamma_m^{II} H_i)}; \quad l_m = \frac{c_m}{b_m \epsilon_f' + a_m \exp(-2\gamma_m^{II} H_i)}. \quad (7)$$

Выражения для коэффициентов a_m , b_m и c_m , входящих в формулу (7) и зависящих от параметров слоистой структуры, приведены в Приложении. Первый член в знаменателе выражения для l_m (7) описывает затухание моды за счет поглощения света в пленке, а второй – затухание вследствие излучения моды в призму. Видно, что длина пробега моды уменьшается как с ростом коэффициента поглощения в пленке, так и с уменьшением зазора H_i между пленкой и призмой.

Будем считать, что $z_r \ll w_0(kw_0N_p)^3$, при этом в (5) можно ограничиться разложением $k_{iz} \approx kN_p - k_{iy}^2/(2kN_p)$. Тогда, подставив выражения (6), (7) в (5) и выполнив интегрирование, для отраженного пучка получим

$$e_r(y_r, z_r) = x_r \frac{k_{mz} - i\gamma_m^{II}}{k_{mz} + i\gamma_m^{II}} \frac{w_0}{w(z_r)} \exp\left[ikN_p z_r - \left(\frac{y_r}{w(z_r)}\right)^2\right] \times \left\{ 1 - \sqrt{\pi} A_m \frac{w(z_r)/\cos\theta_0}{2l_m} \times \exp\left[\left(\frac{w(z_r)/\cos\theta_0}{2l_m} (1 - ik_{iy}^m l_m \cos\theta_0) + \frac{y_r}{w(z_r)}\right)^2\right] \times \operatorname{erfc}\left[\frac{w(z_r)/\cos\theta_0}{2l_m} (1 - ik_{iy}^m l_m \cos\theta_0) + \frac{y_r}{w(z_r)}\right] \right\}. \quad (8)$$

Здесь

$$w(z_r) = w_0 \sqrt{1 + \frac{i2z_r}{kN_p w_0^2}}$$

– комплексный радиус гауссова пучка на расстоянии z_r от перетяжки, расположенной в плоскости $z_r = 0$;

$$\operatorname{erfc}z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty \exp(-t^2) dt$$

– интеграл ошибок [16]. Формула (8) описывает форму отраженного от слоистой структуры гауссова пучка в условиях резонансного возбуждения волноводной моды с номером m .

3. Анализ формы пучка, отраженного от слоистой структуры

Рассмотрим различные предельные случаи. Сначала проанализируем случай «широкого» гауссова пучка, когда $2w_0 \gg l_m$. При этом угловая расходимость падающего пучка $\Delta\theta \approx \lambda/(2w_0)$ много меньше угловой ширины $\delta\theta_m$ резонанса, связанного с возбуждением m -й волноводной моды (рис.2). Используя асимптотическое представление $\sqrt{\pi} z \exp(z^2) \operatorname{erfc}z \approx 1$, справедливое при выполнении условия $z \rightarrow \infty$, $0 < \arg z < \pi/2$ [16], с учетом соотношения $k_{iy}^m = kN_p \sin(\theta_m - \theta_0) \approx kN_p(\theta_m - \theta_0)$ из (8) получим

$$|e_r(y_r, z_r)| \approx \left| \frac{k_{mz} - i\gamma_m^{II}}{k_{mz} + i\gamma_m^{II}} \frac{w_0}{w(z_r)} \exp\left[-\left(\frac{y_r}{w(z_r)}\right)^2\right] \right| \times \left| 1 - \frac{A_m}{1 - ikN_p(\theta_m - \theta_0)l_m \cos\theta_0} \right|. \quad (9)$$

Из выражения (9) видно, что широкий гауссов пучок отражается от слоистой структуры без изменения формы. При этом угловая ширина m -линии зависит от длины пробега волноводной моды и определяется соотношением

$$\delta\theta = \frac{2}{kN_p l_m \cos\theta_0}. \quad (10)$$

Увеличение коэффициента поглощения в пленке или уменьшение зазора между пленкой и призмой ведет к сокращению длины пробега волноводной моды l_m (см. (7)) и, согласно (10), к расширению модового резонанса. Если угол падения «широкого» гауссова пучка на слоистую структуру θ_0 равен модовому углу θ_m , из (9) и (7) находим

$$|e_r(y_r, z_r)| = \left| \frac{k_{mz} - i\gamma_m^{\text{II}} w_0}{k_{mz} + i\gamma_m^{\text{II}} w(z_r)} \exp\left[-\left(\frac{y_r}{w(z_r)}\right)^2\right] \right| \times \left| 1 - \frac{2a_m \exp(-2\gamma_m^{\text{II}} H_i)}{b_m \varepsilon_f'' + a_m \exp(-2\gamma_m^{\text{II}} H_i)} \right|, \quad (11)$$

где a_m и b_m определены в Приложении. Рассмотрим случай слабой связи, когда $b_m \varepsilon_f'' \gg a_m \exp(-2\gamma_m^{\text{II}} H_i)$, т.е. длина пробега волноводной моды определяется, в основном, поглощением в пленке. В этом случае из (11) имеем

$$|e_r(y_r, z_r)| = \left| \frac{k_{mz} - i\gamma_m^{\text{II}} w_0}{k_{mz} + i\gamma_m^{\text{II}} w(z_r)} \exp\left[-\left(\frac{y_r}{w(z_r)}\right)^2\right] \right| \times \left| 1 - \frac{2a_m \exp(-2\gamma_m^{\text{II}} H_i)}{b_m \varepsilon_f''} \right|. \quad (12)$$

Из формулы (12) легко видеть, что в случае слабой связи наибольшую глубину имеют m -линии с малыми γ_m^{II} , т.е. моды высокого порядка, которые наименее локализованы в пленке (см. рис.2,а).

В случае сильной связи, когда $b_m \varepsilon_f'' \ll a_m \exp(-2\gamma_m^{\text{II}} H_i)$ и затухание волноводной моды определяется, в основном, излучением в призму, из (11) получим

$$|e_r(y_r, z_r)| = \left| \frac{k_{mz} - i\gamma_m^{\text{II}} w_0}{k_{mz} + i\gamma_m^{\text{II}} w(z_r)} \exp\left[-\left(\frac{y_r}{w(z_r)}\right)^2\right] \right| \times \left| 1 - \frac{2b_m \varepsilon_f'' \exp(2\gamma_m^{\text{II}} H_i)}{a_m} \right|. \quad (13)$$

Из выражения (13) видно, что в случае сильной связи наибольшую глубину имеют m -линии с большими γ_m^{II} , т.е. моды низкого порядка, которые наиболее локализованы в пленке (см. рис.2,б). В общем случае, когда для низших мод реализуется случай слабой связи, а для мод высокого порядка – случай сильной связи, глубина m -линий сначала возрастает, а затем убывает с увеличением номера моды.

Проанализируем теперь случай «узкого» гауссова пучка, диаметр которого в перетяжке много меньше длины пробега волноводной моды, $2w_0 \ll l_m$. В этом случае угловая расходимость падающего пучка много больше угловой ширины m -линии. Тогда с использованием асимптотического представления $\operatorname{erfc} z \approx 2$, справедливого при $z \rightarrow \infty$, $\pi/2 < \arg z < \pi$ [16], из (8) имеем

$$|e_r(y_r, z_r)| \approx \left| \frac{k_{mz} - i\gamma_m^{\text{II}} w_0}{k_{mz} + i\gamma_m^{\text{II}} w(z_r)} \right| \exp\left[-\left(\frac{y_r}{w(z_r)}\right)^2\right] - 2\sqrt{\pi} A_m \frac{w(z_r)/\cos\theta_0}{2l_m} \exp\left[\left\{\frac{w(z_r)/\cos\theta_0}{2l_m} (1 - ik_{iy}^m l_m \cos\theta_0)\right\}^2\right] +$$

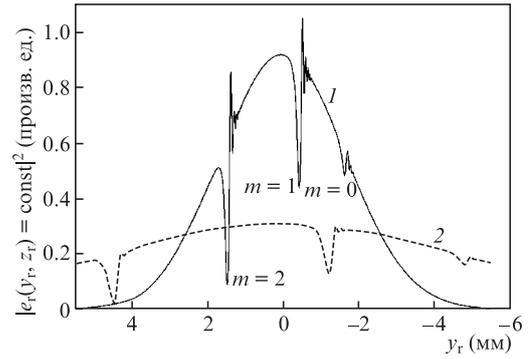


Рис.3. Рассчитанное по формулам (4), (5) распределение интенсивности поля $|e_r(y_r, z_r = \text{const})|^2$ в поперечном сечении отраженного пучка в случае падения гауссова пучка с $\lambda = 632.8$ нм, $2w_0 = 2.83$ мкм, $\theta_0 = 45.62^\circ$ и $F = 0$ на слоистую структуру при $z_r = 5$ (1) и 15 см (2). Параметры призмы и волноводной структуры: $N_p = 2.15675$, $\varepsilon_i = 1$, $H_i = 160$ нм, $\varepsilon_f = (1.6 + i0.001)^2$, $H_f = 1400$ нм, $n_s = 1.45705$, $m_s = 0$.

$$+ \frac{y_r/\cos\theta_0 (1 - ik_{iy}^m l_m \cos\theta_0)}{l_m}. \quad (14)$$

Первый член в правой части (14) описывает гауссов пучок, отраженный от границы призмы, а второй член связан с возбуждением волноводной моды в слоистой структуре. Из выражения (14) следует, что амплитуда волноводной моды затухает и осциллирует по закону

$$\exp\left(\frac{y_r/\cos\theta_0}{l_m}\right) \cos[ky_r N_p \sin(\theta_m - \theta_0)] \text{ при } y_r \rightarrow -\infty.$$

На рис.3 представлено теоретически рассчитанное распределение интенсивности $|e_r(y_r, z_r = \text{const})|^2$ в поперечном сечении отраженного пучка при падении «узкого» гауссова пучка на слоистую структуру в условиях одновременного возбуждения трех волноводных мод с $m = 0, 1, 2$. Расчеты проводились с использованием формул (4), (5).

Как видно из рис.3, в зеркально отраженном пучке имеются три m -линии, соответствующие модовой структуре волновода. Справа от них, в направлении распространения волноводных мод, наблюдаются осцилляции интенсивности поля. Эти осцилляции обусловлены тем, что падающий гауссов пучок возбуждает волноводную моду с номером m , которая распространяется вдоль слоистой структуры на расстояние l_m и излучается в направлении зеркального отражения, где интерферирует с частью пучка, отраженного от рабочей грани призмы. Отметим, что в дальней зоне (при $z_r \rightarrow \infty$) амплитуда осцилляций уменьшается в соответствии с выражением (14). Осцилляции интенсивности поля в поперечном сечении зеркально отраженного от слоистой структуры пучка наблюдались нами экспериментально (рис.4).

4. Измерение параметров тонкопленочных структур

Измерение оптических параметров и толщины тонких пленок методом резонансного возбуждения волноводных мод проводилось на созданном нами спектроскопическом призмном устройстве связи [17]. Оно позволяет определять показатель преломления, коэффициент экстинкции и толщину тонких пленок в широком (400–1100 нм) диапазоне длин волн. Схема устройства представлена на рис.5.

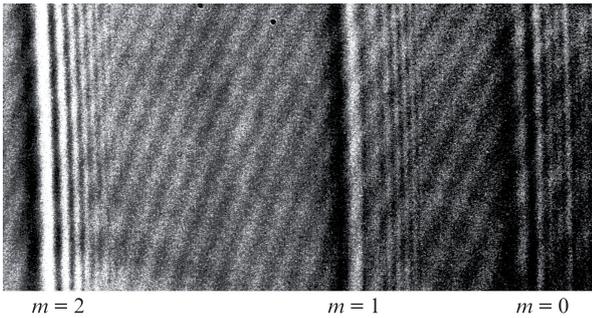


Рис.4. Осцилляции интенсивности поля в поперечном сечении зеркально отраженного пучка вблизи m -линий при освещении пленки Al_2O_3 с $H_f \approx 1.6$ мкм на кварцевой подложке сходящимся световым пучком с длиной волны 589.3 нм.

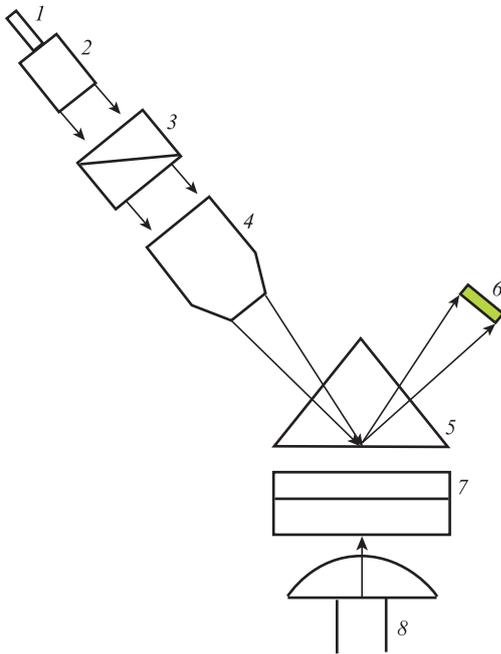


Рис.5. Схема призмного устройства связи для измерения параметров тонких пленок методом резонансного возбуждения волноводных мод:
 1 – волоконно-оптический кабель; 2 – коллиматор; 3 – поляризационная призма Глана; 4 – микроскопический объектив; 5 – измерительная призма; 6 – кремниевая CCD-матрица; 7 – исследуемая пленка на подложке; 8 – пневматический толкатель

С помощью волоконно-оптического кабеля 1, коллиматора 2, поляризационной призмы 3 и микроскопического объектива 4 ТЕ или ТМ поляризованный монохроматический световой пучок с длиной волны λ (например, от монохроматора или спектральной лампы) фокусируется на гипотенузную грань измерительной призмы 5, к которой с помощью пневматического толкателя 8 прижата исследуемая тонкопленочная структура 7. Отраженный от области оптического контакта призмы с пленкой пучок регистрируется кремниевой CCD-матрицей 6 (диапазон чувствительности 400–1100 нм), которая по USB-кабелю передает изображение на монитор ПК (на рис.5 не показан). CCD-матрица измеряет распределение интенсивности в поперечном сечении отраженного пучка $I(N_{\text{pix}})$ в условиях резонансного возбуждения волноводных мод и $I_0(N_{\text{pix}})$, когда образец удален. Здесь N_{pix} – номер пикселя в строке CCD-матрицы, которому соответствует определенное значение координаты y_r (см. рис.1).

После этого вычисляется отношение $I(N_{\text{pix}})/I_0(N_{\text{pix}})$, из которого находят значения N_{pix}^m , соответствующие положению m -линий. Каждому пикселю N_{pix}^m соответствует определенный модовый угол θ_m . Действительно, в дальней зоне отраженного от слоистой структуры пучка, когда $2z_r/(kN_p w_0^2) \gg 1$, с учетом асимптотического представления $\sqrt{\pi} \text{zexp}(z^2) \text{erfc} z \approx 1$ из (8) находим

$$|e_r(y_r, z_r)| \approx \left| \frac{k_{mz} - iy_m^{\text{II}} w_0}{k_{mz} + iy_m^{\text{II}} w(z_r)} \exp\left[-\left(\frac{y_r}{w(z_r)}\right)^2\right] \right| \times \left| 1 - \frac{A_m}{1 - il_m \cos \theta_0 k N_p [\sin(\theta_m - \theta_0) + y_r/z_r]} \right|. \quad (15)$$

Эта формула справедлива при $z \rightarrow \infty$, $0 < \arg z < \pi/2$. Из выражения (15) легко видеть, что минимум m -линии на CCD-матрице достигается при $y_r = z_r \sin(\theta_0 - \theta_m)$. Таким образом, измерив N_{pix}^m , можно определить модовые углы θ_m и рассчитать эффективные показатели преломления волноводных мод $\beta_m = N_p \sin \theta_m$. Связь между N_{pix}^m и θ_m определяется калибровочной кривой и устанавливается при настройке устройства путем измерения тестовых тонкопленочных структур с известным положением m -линий. Если определены по крайней мере два модовых угла θ_m , то из найденных значений β_m , решая систему нелинейных дисперсионных уравнений для мод волновода [18], рассчитывают показатель преломления $n_f(\lambda)$ и толщину H_f пленки.

На рис.6 показано распределение интенсивности света на CCD-матрице, когда пленка монооксида кремния SiO толщиной $H_f \approx 1$ мкм, нанесенная на кварцевую подложку, прижата к измерительной призме и когда пленка удалена.

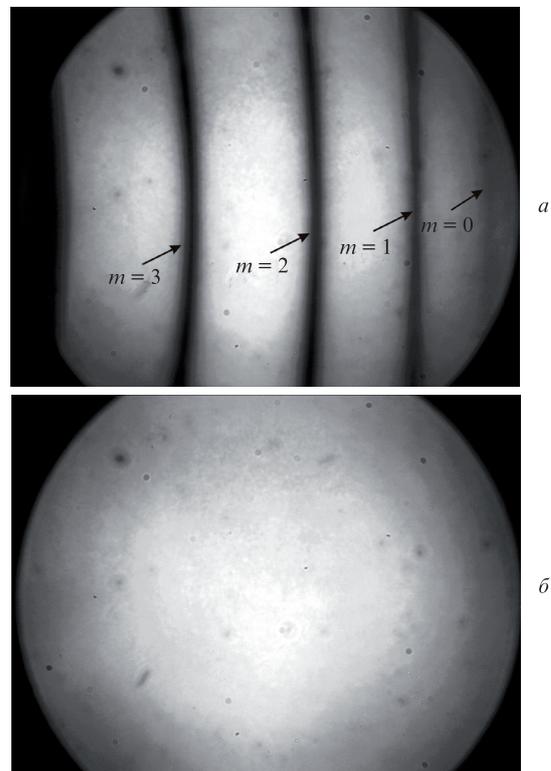


Рис.6. Распределение интенсивности света на CCD-матрице при освещении пленки SiO на кварцевой подложке сходящимся ТЕ поляризованным пучком света с $\lambda = 633$ нм; а – пленка находится в оптическом контакте с призмой, б – пленка удалена.

На рис.7,а приведены измеренные зависимости $I(N_{\text{pix}})$ и $I_0(N_{\text{pix}})$ в центральной строке CCD-матрицы, соответствующие рис.6, а на рис.7,б – отношение $I(N_{\text{pix}})/I_0(N_{\text{pix}})$.

Как следует из рис.6 и 7, в пленке наблюдаются четыре m -линии, соответствующие возбуждению ТЕ волноводных мод с $m = 0, 1, 2, 3$ сфокусированным световым пучком. Из экспериментально измеренного положения m -линий были рассчитаны параметры пленки $n_f(\lambda = 633 \text{ нм}) \approx 1.9298$, $H_f \approx 1.015 \text{ мкм}$. Оценим точность измерений оптических параметров тонкопленочных структур с использованием предложенного метода. Точность измерения показателя преломления n_f и толщины H_f пленки зависит от разрешения CCD-матрицы, а также от точности определения показателя преломления и преломляющих углов измерительной призмы. Например, при использовании матрицы размером 4096×3288 пикселей и объектива с числовой апертурой 0.4, угловой диапазон которого составляет $\sim 20^\circ$, разрешение в один пиксель соответствует $20^\circ/4096 = 18''$. Если показатель преломления призмы определен на гониометре с погрешностью $\pm 5 \times 10^{-5}$, а ее преломляющие углы – с погрешностью ± 5 с, то абсолютная погрешность измерения n_f с использованием призменного устройства связи равна $\pm 2 \times 10^{-4}$. Это соответствует погрешности измерения показателя преломления на рефрактометрах типа рефрактометра Аббе.

Использование более продвинутой методики позволяет одновременно определять показатель преломления n_f , коэффициент поглощения m_f и толщину H_f пленки. Методика заключается в том, что с помощью точных выражений (4), (5) вычисляется отношение $R_{\text{thr}}(N_{\text{pix}}) = I(N_{\text{pix}})/I_0(N_{\text{pix}})$, которое сравнивается с соответствующей экспериментально измеренной зависимостью $R_{\text{exp}}(N_{\text{pix}})$. Путем варьирования n_f , m_f и H_f добиваются наилучшего

согласия между $R_{\text{thr}}(N_{\text{pix}})$ и $R_{\text{exp}}(N_{\text{pix}})$ и, таким образом, определяют искомые параметры пленки. Данная методика является более трудоемкой, т. к. требует значительных расчетных ресурсов. Однако она потенциально пригодна для исследования не только однородных пленок, но и пленок с модулированной по толщине диэлектрической проницаемостью. Использование данной методики для определения параметров тонкопленочных структур будет описано в другой работе.

5. Заключение

Рассмотрена задача об отражении ТЕ поляризованного гауссова светового пучка от слоистой структуры в условиях резонансного возбуждения волноводных мод. Получены выражения для длины пробега волноводной моды в зависимости от коэффициента экстинкции в тонкой пленке и величины зазора между призмой и пленкой. Исследовано изменение формы зеркально отраженного пучка, обусловленное перекачкой энергии из падающего пучка в волноводную моду и из волноводной моды в зеркально отраженный пучок. Проанализированы различные методики измерения параметров тонкопленочных структур, основанные на измерении модовых углов θ_m и анализе формы отраженного пучка. В основе этих методик лежит одновременное возбуждение нескольких волноводных мод в пленке сфокусированным световым пучком, ширина которого много меньше длины пробега волноводных мод. С использованием созданного призменного устройства связи определены оптические постоянные пленки монооксида кремния SiO на длине волны 633 нм. Устройство содержит кремниевую CCD-матрицу, что позволяет проводить измерения на любой длине волны в диапазоне 400–1100 нм. При использовании CCD-матрицы из InGaAs рабочий диапазон призменного устройства связи может быть расширен до 1700 нм.

Рассмотрение отражения гауссова светового пучка от слоистой структуры проведено в данной работе для ТЕ поляризации. Все полученные результаты качественно справедливы и в случае ТМ поляризованного падающего пучка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 14-19-01659. Авторы признательны И.М. Ашарчуку за помощь в проведении экспериментов.

Приложение

Выражения для a_m , b_m и c_m , входящих в формулу (7) и зависящих от параметров слоистой структуры, находятся из (4). Они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 a_m &= \frac{2k_m z \gamma_m^{\text{II}}}{k^2(\epsilon_p - \epsilon_i)}, \\
 b_m &= \frac{[|\gamma_m^{\text{III}}|^2 - (\gamma_m^{\text{II}})^2] \cot(|\gamma_m^{\text{III}}| H_f) + 2\gamma_m^{\text{II}} |\gamma_m^{\text{III}}| \gamma_m^{\text{II}}}{k^2(\epsilon_f' - \epsilon_i)^2} \frac{\gamma_m^{\text{II}}}{|\gamma_m^{\text{III}}|} \\
 &+ \frac{\gamma_m^{\text{II}} H_f}{(\epsilon_f' - \epsilon_i) \sin^2(|\gamma_m^{\text{III}}| H_f)}, \\
 c_m &= \frac{2k_{my}}{k^2(\epsilon_f' - \epsilon_i)} \\
 &\times \left[2 + \cot(|\gamma_m^{\text{III}}| H_f) \left(\frac{|\gamma_m^{\text{III}}|}{\gamma_m^{\text{II}}} - \frac{\gamma_m^{\text{II}}}{|\gamma_m^{\text{III}}|} + \frac{2\gamma_m^{\text{II}} H_f}{\sin(2|\gamma_m^{\text{III}}| H_f)} \right) \right],
 \end{aligned}
 \tag{П1}$$

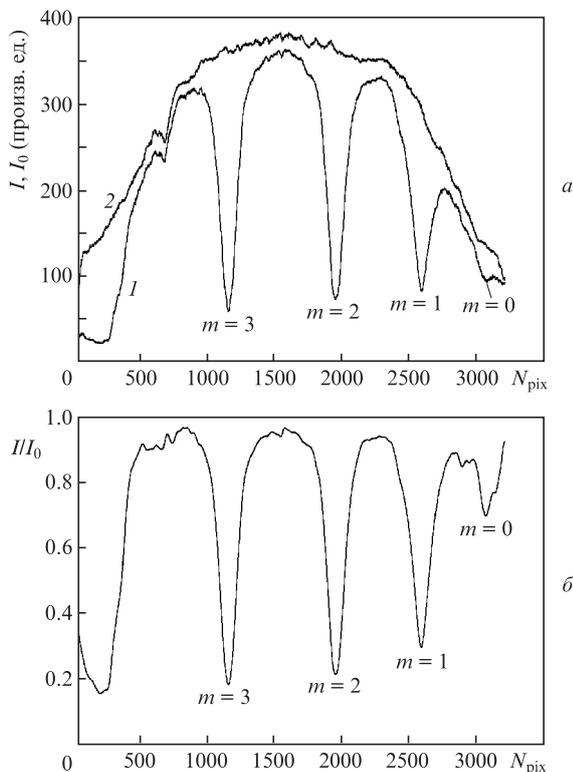


Рис.7. Распределения интенсивностей $I(N_{\text{pix}})$ (1) и $I_0(N_{\text{pix}})$ (2) в центральной строке CCD-матрицы, соответствующие рис.6 (а), и зависимость отношения I/I_0 от N_{pix} (б).

где $k_{my} = kN_p \sin \theta_m$; $\gamma_m^{\text{II}} = (k_{my}^2 - k^2 \epsilon_i)^{1/2}$; $|\gamma_m^{\text{III}}| = |k_{my}^2 - k^2 \epsilon_f|^{1/2}$. Отметим, что a_m , b_m , c_m не зависят от коэффициента поглощения в пленке и величины зазора между пленкой и призмой.

1. Ulrich R. *J. Opt. Soc. Am.*, **60** (10), 1337 (1970).
2. Ulrich R., Torge R. *Appl. Opt.*, **12** (12), 2901 (1973).
3. Борисов В.И., Сушков В.И. *Высокомолекулярные соединения (A)*, **XXIV** (2), 437 (1982).
4. Прякин Ю.А., Плещинский Н.Б. Докл. Всес. конф. «Проблемы измерительной техники в волоконной оптике» (Нижний Новгород, 1991, с. 94).
5. Dawson P., Cairns G.F., O'Prey S.M. *Rev. Sci. Instrum.*, **71** (11), 4208 (2000).
6. Ay F., Kocabas A., Cocabas C., Aydinli A., Agan S. *J. Appl. Phys.*, **96** (12), 7147 (2004).
7. Chiang K.S., Cheng S.Y., Liu Q. *J. Lightwave Technol.*, **25** (5), 1206 (2007).
8. Сотский А.Б. *Теория оптических волноводных элементов* (Могилев: изд-е МГУ им. А.А. Кулешова, 2011).
9. Сотский А.Б., Steingart L.M., Jackson J.H., Чудаковский П.Я., Сотская Л.И. *ЖТФ*, **83** (11), 105 (2013).
10. Хомченко А.В., Сотский А.Б., Романенко А.А., Глазунов Е.В., Костюченко Д.Н. *Письма в ЖТФ*, **28** (11), 51 (2002).
11. Соколов В.И., Марусин Н.В., Панченко В.Я., Савельев А.Г., Семиногов В.Н., Хайдуков Е.В. *Квантовая электроника*, **43** (12), 1149 (2013).
12. www.metricon.com; www.sairontech.com.
13. Pasmooij W.A., Mandersloot P.A., Smit M.K. *J. Lightwave Technol.*, **7** (1), 175 (1989).
14. Примак И.У. *ЖТФ*, **74** (10), 75 (2004).
15. Мэйтленд А., Данн М. *Введение в физику лазеров* (М.: Наука, 1978).
16. Abramowitz M., Stegun I.A. *Handbook of Mathematical Functions* (New York: Dover Publ., 1964).
17. Соколов В.И., Китай М.С., Мишаков Г.В., Молчанова С.И., Семиногов В.Н., Панченко В.Я., Хайдуков Е.В. *Спектроскопический рефрактометр-профилометр для измерения показателя преломления и толщины тонкопленочных структур*. Патент РФ на полезную модель № 121590 от 27.10.2012.
18. Тамир Т. *Интегральная оптика* (М.: Мир, 1978).