

Исследование оптических свойств многослойных диэлектрических структур методом призмного возбуждения волноводных мод

В.И.Соколов, В.Н.Глебов, А.М.Малютин, С.И.Молчанова, Е.В.Хайдуков, В.Я.Панченко

Предложен метод измерения толщины и показателя преломления тонкопленочных слоев в многослойных диэлектрических структурах, основанный на резонансном возбуждении волноводных мод с использованием призмного устройства связи. Исследованы особенности отражения ТЕ и ТМ поляризованных световых лучей от структуры, включающей в себя одиннадцать чередующихся слоев сульфида цинка (ZnS) и двойного фторида магния и бария (MgBaF₄), толщины которых много меньше длины волны оптического излучения. С использованием созданной математической модели проведен расчет коэффициентов отражения коллимированных ТЕ и ТМ световых пучков от многослойной структуры, определены оптические постоянные и толщины составляющих структуру слоев. Показатели преломления слоев, полученные в случае ТЕ и ТМ поляризации падающего излучения, хорошо согласуются между собой. Толщины слоев ZnS и MgBaF₄, найденные для различных поляризаций, совпадают с точностью $\pm 1\%$. Таким образом, впервые продемонстрирована возможность определения оптических свойств тонкопленочных структур методом призмного возбуждения волноводных мод, когда число слоев в структуре больше десяти.

Ключевые слова: многослойные диэлектрические структуры, призмное возбуждение волноводных мод, измерение параметров тонких пленок.

1. Введение

Метод призмного возбуждения волноводных мод в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения (ПВО) успешно используется для исследования оптических свойств диэлектрических [1–3], полимерных [4] и металлических [5] пленок, прозрачных проводящих покрытий [6]. Данный метод позволяет определять толщину тонких пленок с точностью $\pm 1.5\%$, а их показатель преломления с точностью $\pm 5 \times 10^{-4}$, что сравнимо с точностью рефрактометров ПВО. Это возможно при большой длине взаимодействия возбуждаемых волноводных мод со слоистой структурой, которая может на несколько порядков превышать толщину пленки. В последние годы появился ряд публикаций, существенно расширяющих область применимости данного метода. Так, показана возможность измерения параметров сверхтонких пленок с использованием иммерсионных жидкостей [7], определения градиента показателя преломления по толщине пленки [8], возможность одновременного измерения толщины, показателя преломления и коэффициента экстинкции тонких пленок [9]. Однако до настоящего времени метод применялся только для исследования однослойных или двухслойных структур.

В настоящее время усиливается интерес к исследованию оптических свойств многослойных (в том числе нанторазмерных) диэлектрических и полупроводниковых структур, содержащих до нескольких десятков слоев. Они

применяются при создании интерференционных зеркал и светоделителей для УФ, видимого и ближнего ИК диапазонов длин волн, фотонно-кристаллических волноводов и т. д. Число чередующихся слоев с высоким и низким показателями преломления в многослойной структуре определяется требованиями к ее спектральным характеристикам. Например, интерференционные покрытия, состоящие из 10–12 слоев, оптимальны для создания оптических полосовых фильтров шириной 20–30 нм с близкой к прямоугольной формой полосы пропускания и коэффициентом пропускания более 90%.

Для исследования таких структур традиционно служат методы спектроскопии пропускания и эллипсометрии, каждый из которых имеет свои достоинства и недостатки. Так, использование спектроскопической эллипсометрии позволяет с высокой точностью измерять толщины тонких пленок, однако точность определения их показателей преломления редко бывает лучше ± 0.005 [10].

В настоящей работе показано, что призмное возбуждение волноводных мод позволяет определять оптические параметры тонкопленочных структур, число слоев в которых больше десяти. В основе предложенного нами подхода лежит измерение коэффициента отражения ТЕ или ТМ поляризованного светового пучка от слоистой структуры в геометрии нарушенного ПВО. Значения показателей преломления, коэффициентов экстинкции и толщин слоев находят путем минимизации функционала $\phi = \{N^{-1} \sum_{i=1}^N [R_{\text{exp}}(\theta_i) - R_{\text{thr}}(\theta_i)]^2\}^{1/2}$, где $R_{\text{exp}}(\theta_i)$ и $R_{\text{thr}}(\theta_i)$ – экспериментально измеренный и теоретически рассчитанный коэффициенты отражения светового пучка от границы призмы с многослойной структурой при угле падения θ_i ; N – число экспериментальных точек. Проведенные оценки показали, что точность определения показателя преломления слоев данным методом составляет $\pm 2 \times 10^{-3}$, точность определения толщины слоев равна $\pm 1\%$.

В.И.Соколов, В.Н.Глебов, А.М.Малютин, С.И.Молчанова, Е.В.Хайдуков, В.Я.Панченко. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, ул. Святоозерская, 1; e-mail: cbeta34@ya.ru, ranch@laser.ru

Поступила в редакцию 7 мая 2015 г., после доработки – 25 июня 2015 г.

2. Взаимодействие светового луча с многослойной диэлектрической структурой

Схема призмного возбуждения волноводных мод в многослойной диэлектрической структуре в геометрии нарушенного ПВО показана на рис.1. Плоская электромагнитная волна E_{in} падает под углом θ на границу между измерительной призмой и слоистой структурой со стороны призмы, имеющей высокий показатель преломления N_p . В дальнейшем мы полагаем, что поглощение в материале призмы отсутствует, при этом ее диэлектрическая проницаемость задается выражением $\epsilon_p = N_p^2$. Многослойная структура находится на подложке с показателем преломления n_s . Зазор между структурой и призмой имеет толщину h_{im} и может быть заполнен воздухом или иммерсионной жидкостью с показателем преломления n_{im} . Диэлектрические проницаемости иммерсионного слоя и подложки являются, вообще говоря, комплексными величинами и определяются выражениями $\epsilon_{im} = (n_{im} + im_{im})^2$, $\epsilon_s = (n_s + im_s)^2$, где m_{im} и m_s – коэффициенты экстинкции соответствующих сред.

Если угол падения θ больше критического, имеет место ПВО луча от границы призмы со слоистой структурой. Однако, когда толщина воздушного зазора между призмой и структурой мала (типично 100–200 нм), при некоторых углах падения θ_m , для которых выполняется условие синхронизма $N_p \sin \theta_m = \beta_m$ ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$; β_m – эффективный показатель преломления волноводной моды с номером m), условие ПВО нарушается, и свет может проникать в структуру, возбуждая в ней соответствующую волноводную моду. Поэтому в угловой зависимости коэффициента отражения $R(\theta)$ при $\theta = \theta_m$ наблюдаются резкие и узкие минимумы (так называемые темные m -линии). Отметим, что при ТЕ и ТМ поляризациях падающего луча возбуждаются различные системы волноводных мод, которые характеризуются различным набором модовых углов θ_m .

Диэлектрическая структура, содержащая одиннадцать чередующихся слоев из двух различных материалов, изображена на рис.2. Слои I, III, V, VII, IX, XI имеют толщину h_1 , диэлектрическую проницаемость $\epsilon_1 = (n_1 + im_1)^2$, показатель преломления n_1 и коэффициент экстинкции m_1 , слои II, IV, VI, VIII, X – h_2 , $\epsilon_2 = (n_2 + im_2)^2$, n_2 и m_2 ; h – полная толщина структуры.

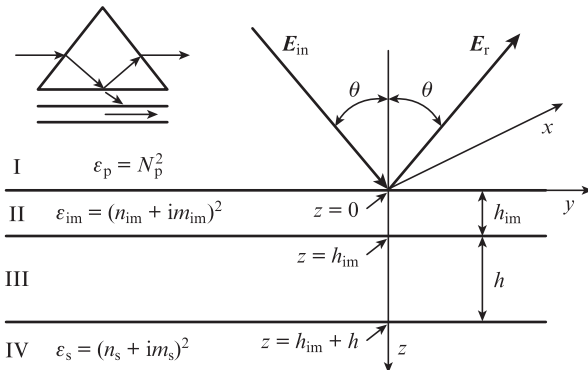


Рис.1. Схема возбуждения волноводных мод в многослойной структуре с использованием призмного устройства связи; ϵ_p , ϵ_{im} и ϵ_s – диэлектрические проницаемости измерительной призмы I, иммерсионной жидкости (воздуха) II и подложки IV соответственно, h_{im} – толщина зазора между структурой III и призмой, h – полная толщина многослойной структуры, θ – угол падения. На вставке показан ход лазерного луча в измерительной призме и его проникновение в пленку.

Монохроматические электромагнитные поля $E(y, z, t) = E(y, z)\exp(-i\omega t)$, $H(y, z, t) = H(y, z)\exp(-i\omega t)$ (ω – частота, t – время) в измерительной призме I (см. рис.1) в случае ТЕ поляризованной падающей плоской волны можно записать в виде

$$E(y, z) = x[E_{in}^s \exp(ik_y y + ik_z z) + R_a^s \exp(ik_y y - ik_z z)],$$

$$H(y, z) = y \frac{k_z}{k} [E_{in}^s \exp(ik_y y + ik_z z) - R_a^s \exp(ik_y y - ik_z z)] - z \frac{k_y}{k} [E_{in}^s \exp(ik_y y + ik_z z) + R_a^s \exp(ik_y y - ik_z z)],$$

где E_{in}^s – амплитуда падающей волны; R_a^s – амплитуда отраженной волны; $k_y = k N_p \sin \theta$; $k_z = k N_p \cos \theta$; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны света в вакууме. В случае ТМ поляризованной волны

$$E(y, z) = -y \frac{k_z}{k \epsilon_p} [H_{in}^p \exp(ik_y y + ik_z z) - R_a^p \exp(ik_y y - ik_z z)] + z \frac{k_y}{k \epsilon_p} [H_{in}^p \exp(ik_y y + ik_z z) + R_a^p \exp(ik_y y - ik_z z)],$$

$$H(y, z) = x [H_{in}^p \exp(ik_y y + ik_z z) + R_a^p \exp(ik_y y - ik_z z)].$$

С использованием формул Френеля [11] легко получить выражения для коэффициентов зеркального отражения $R^s(\theta) = |R_a^s/E_{in}^s|^2$, $R^p(\theta) = |R_a^p/H_{in}^p|^2$ при произвольном числе слоев [12, 13]. В частном случае структуры из одиннадцати слоев (рис.2)

$$R^s(\theta) = \left| \left[\frac{k_z - iy_i}{k_z + iy_i} + A_s \exp(-2\gamma_i h_i) \right] \times \left[1 + \frac{k_z - iy_i}{k_z + iy_i} A_s \exp(-2\gamma_i h_i) \right]^{-1} \right|^2,$$

$$R^p(\theta) = \left| \left[\frac{\epsilon_i k_z - i\epsilon_p \gamma_i}{\epsilon_i k_z + i\epsilon_p \gamma_i} + A_p \exp(-2\gamma_i h_i) \right] \times \left[1 + \frac{\epsilon_i k_z - i\epsilon_p \gamma_i}{\epsilon_i k_z + i\epsilon_p \gamma_i} A_p \exp(-2\gamma_i h_i) \right]^{-1} \right|^2,$$

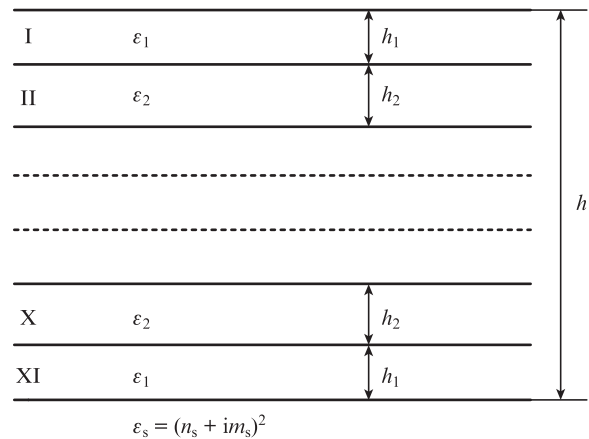


Рис.2. Тонкослойная структура на подложке с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_s = (n_s + im_s)^2$, содержащая одиннадцать (I, II, ..., X, XI) чередующихся слоев из двух различных материалов с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 .

где $\gamma_i = (k_y^2 - k^2 \epsilon_{im})^{1/2}$; $\text{Re} \gamma_i \geq 0$. Явные выражения для членов A_s и A_p , описывающих резонансное возбуждение волноводных мод в слоистой структуре вблизи углов θ_m , даны в Приложении. Как видно из этих формул, $R^s(\theta)$ и $R^p(\theta)$ зависят от диэлектрических проницаемостей и толщин слоев, составляющих многослойную структуру.

3. Изготовление многослойной структуры и измерение коэффициентов отражения $R^s(\theta)$, $R^p(\theta)$ с использованием призмного устройства связи

Диэлектрическая структура из одиннадцати чередующихся слоев сульфида цинка (ZnS) и двойного фторида магния и бария (MgBaF₄) была изготовлена на подложке из кварцевого стекла. Формирование структуры проводилось на вакуумной установке VTC-900 РО методом резистивного испарения при температуре подложки 150°C и давлении в камере 7×10^{-6} мБар. Слои наносились в автоматическом режиме с кварцевой системой управления скоростью конденсации и толщиной слоев, причем скорость конденсации поддерживалась с точностью лучше 1%, точность фиксации толщины каждого слоя – лучше 2%. Это позволяло свести к минимуму различия в диэлектрических проницаемостях и толщинах слоев ZnS и MgBaF₄.

Измерение коэффициентов отражения света от многослойной структуры проводилось с использованием призмного устройства связи Metrikon 2010M [14], предназначенного для определения показателя преломления и толщины тонких пленок методом резонансного возбуждения волноводных мод. Устройство имеет измерительную призму из оксида циркония (ZrO₂; N_p ($\lambda = 632.8$ нм) = 2.15675), что позволяет регистрировать волноводные моды с эффективными показателями преломления β_m от 1.12 до 1.99. Оно дает возможность измерять угловые зависимости $R^s(\theta)$ и $R^p(\theta)$ с шагом $\Delta\theta = 0.001^\circ$ при сканировании образца коллимированным пучком гелий-неонового лазера с длиной волны 632.8 нм. Точность измерения показателя преломления и толщины однослойных пленок, по данным производителя, составляет ± 0.001 и $\pm 1.5\%$ соответственно. Для каждой поляризации измерялись спектры отражения в случае, когда исследуемый образец находится в оптическом контакте с призмой (при этом в угловых зависимостях коэффициентов отражения наблюдаются темные m -линии) и когда образец удален (m -линии отсутствуют), причем с целью повышения точности проводилось усреднение по нескольким сканам. Результирующие коэффициенты отражения $R^s(\theta)$ и $R^p(\theta)$ определялись из отношения этих спектров и приведены на рис.3. В случае ТЕ поляризации падающего пучка в структуре обнаружены три m -линии ($m = 0, 1, 2$), а в случае ТМ поляризации – две m -линии ($m = 0, 1$). Таким образом, на $\lambda = 632.8$ нм данная многослойная структура поддерживает три ТЕ и две ТМ волноводные моды.

Для численного моделирования $R^s(\theta)$ и $R^p(\theta)$ были созданы расчетные программы, описывающие отражение плоских ТЕ и ТМ электромагнитных волн от многослойной структуры, см. выражения (1)–(3). Оптические параметры тонкопленочных слоев находились путем минимизации функционала

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [R_{\text{exp}}(\theta_i) - R_{\text{thr}}(\theta_i)]^2}, \tag{4}$$

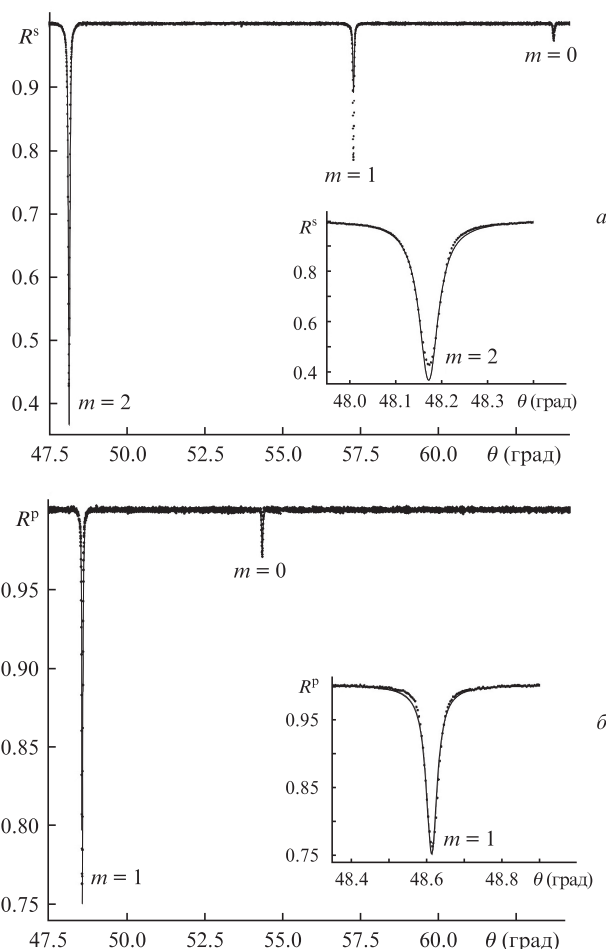


Рис.3. Измеренные (точки) и рассчитанные (линии) зависимости коэффициентов зеркального отражения $R^s(\theta)$, $R^p(\theta)$ (3) при падении ТЕ (а) и ТМ поляризованного (б) лазерного пучка с $\lambda = 632.8$ нм на структуру, состоящую из одиннадцати чередующихся слоев ZnS и MgBaF₄; $m = 0, 1, 2$ – номера m -линий в порядке уменьшения эффективного показателя преломления волноводных мод. На вставках в увеличенном масштабе приведены зависимости $R^s(\theta)$, $R^p(\theta)$ вблизи m -линий с $m = 2$ (ТЕ) и $m = 1$ (ТМ).

где $R_{\text{exp}}(\theta_i)$ и $R_{\text{thr}}(\theta_i)$ – экспериментально измеренный и теоретически рассчитанный коэффициенты отражения светового пучка от границы призмы с многослойной структурой при угле падения θ_i . В принятой нами модели полагалось, что диэлектрические проницаемости и толщины всех слоев ZnS одинаковы, то же относится и к слоям MgBaF₄. Поэтому минимизация функционала (4) проводилась по семи параметрам: показателям преломления n_1 и n_2 , коэффициентам экстинкции m_1 и m_2 и толщинам h_1 и h_2 слоев сульфида цинка и слоев двойного фторида магния и бария соответственно, а также толщине зазора h_{im} между образцом и измерительной призмой. В качестве иллюстрации на рис.4 приведена зависимость функционала «невязки» ϕ от n_1 при оптимальных значениях остальных параметров, полученная для случая ТЕ поляризации. Видно, что функционал имеет четко выраженный минимум, положение которого может быть определено с точностью ± 0.0001 .

Значения $n_1, m_1, h_1, n_2, m_2, h_2$, при которых «невязка» ϕ между $R_{\text{thr}}(\theta)$ и $R_{\text{exp}}(\theta)$ минимальна, являются искомыми параметрами для данной многослойной структуры. Результаты расчета, проведенного с использованием выражений (3), представлены на рис.3 и суммируются в табл.1.

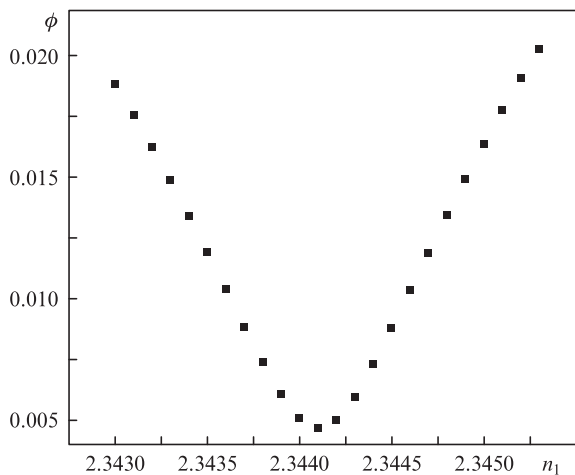


Рис.4. Зависимость функционала ϕ от n_1 при оптимальных значениях параметров m_1, h_1, n_2, m_2, h_2 и h_{im} , полученная для ТЕ поляризации.

Как видно из табл.1, усредненный показатель преломления $\langle n_1 \rangle$ слоев ZnS, найденный в случае ТЕ и ТМ поляризаций падающего излучения, составляет 2.3469 ± 0.0027 и близок к показателю преломления объемного сульфида цинка n (632.8 нм) = 2.3505 [15]. Усредненный показатель преломления слоев MgBaF₄ $\langle n_2 \rangle = 1.4926 \pm 0.0022$, что близко к значению 1.4715, полученному в работе [16]. Некоторое различие в показателях преломления, измеренных нами в случае ТЕ и ТМ поляризаций, может быть связано с анизотропией тонкопленочных слоев в структуре. Усредненные толщины слоев ZnS и MgBaF₄, найденные для разных поляризаций, есть $\langle h_1 \rangle = 55.5 \pm 0.5$ нм и $\langle h_2 \rangle = 57.0 \pm 0.4$ нм, т.е. различие не превышает $\pm 1\%$. Это подтверждает работоспособность предложенного метода и справедливость выбранной модели. Таким образом, продемонстрирована возможность определения оптических свойств многослойных тонкопленочных структур с использованием призмного устройства связи, когда число слоев в структуре больше десяти.

Отметим хорошее согласие коэффициентов экстинкции слоев ZnS и MgBaF₄, полученных в случае ТЕ и ТМ поляризаций падающего пучка. Ранее возможность одновременного измерения показателя преломления, коэффициента экстинкции и толщины однослойных пленок методом призмного возбуждения волноводных мод была продемонстрирована нами в работе [9]. Такая возможность обусловлена большой чувствительностью угловой ширины m -линий к коэффициенту экстинкции материала пленки.

Оценим точность определения оптических постоянных и толщин слоев в тонкопленочных структурах методом призмного возбуждения волноводных мод. Она зависит как от экспериментальной точности измерения $R^s(\theta)$ и $R^p(\theta)$, так и от модели структуры, используемой при решении обратной задачи. Точность измерения $R^s(\theta)$ и $R^p(\theta)$ с

использованием призмного устройства связи составляет $\pm 0.5\%$ или лучше, причем точность задания углов падения равна 0.001° . Что касается используемых моделей, то они могут быть простыми (например, модель однородных и изотропных слоев) или сложными (модели, учитывающие неоднородность слоев по толщине, наличие переходных слоев на границах раздела сред и т.п.). При этом часто требуется дополнительная информация о структуре, а точность оценивается из сравнения результатов, полученных независимыми методами. Так, в представленном исследовании мы использовали ТЕ и ТМ поляризации падающего излучения, приводящие к возбуждению двух различных систем волноводных мод в многослойной структуре. Из сравнения полученных результатов можно заключить, что точность определения показателя преломления и коэффициента экстинкции предложенным методом составляет $\pm 2 \times 10^{-3}$ и $\pm 2 \times 10^{-4}$ соответственно, точность определения толщины слоев равна $\pm 1\%$. Отметим, что в предложенном подходе для восстановления оптических параметров тонкопленочных структур используется очень большой массив данных $R^s(\theta)$ и $R^p(\theta)$, включающий отражение как вблизи резонансов, связанных с возбуждением волноводных мод, так и вдали от них.

Таким образом, нами предложен метод измерения оптических свойств многослойных диэлектрических структур, основанный на резонансном возбуждении волноводных мод в геометрии нарушенного ПВО. Определены показатели преломления и толщины слоев в структуре, состоящей из одиннадцати чередующихся слоев ZnS и MgBaF₄. Показатели преломления и толщины слоев, найденные в случае ТЕ и ТМ поляризаций падающего излучения, хорошо согласуются между собой. Метод может быть использован и для анализа структур с большим числом слоев при соответствующей модификации математической модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 14-19-01659).

Приложение

Выражения для коэффициентов A_s и A_p , входящих в формулы (3), имеют следующий вид:

$$A_s = \frac{a_s + B_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 + a_s B_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad B_s = \frac{b_s - C_s \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_s C_s \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$C_s = \frac{b_s - D_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_s D_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad D_s = \frac{b_s - E_s \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_s E_s \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$E_s = \frac{b_s - F_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_s F_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad F_s = \frac{b_s - G_s \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_s G_s \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$G_s = \frac{b_s - H_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_s H_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad H_s = \frac{b_s - I_s \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_s I_s \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$I_s = \frac{b_s - J_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_s J_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad J_s = \frac{b_s - K_s \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_s K_s \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$K_s = \frac{b_s - c_s \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_s c_s \exp(-2\gamma_1 h_1)};$$

Табл.1. Показатели преломления n_i , коэффициенты экстинкции m_i и толщины слоев h_i ($i = 1, 2$) в структуре из одиннадцати чередующихся слоев ZnS и MgBaF₄ (см. рис.2), рассчитанные в случае ТЕ и ТМ поляризаций падающего светового пучка с длиной волны 632.8 нм.

Поляризация	n_1	m_1	h_1 (нм)	n_2	m_2	h_2 (нм)
ТЕ	2.3441	0.0007	55.0	1.4904	0.0001	57.4
ТМ	2.3496	0.0005	56.0	1.4948	0.0004	56.6

$$A_p = \frac{a_p + B_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 + a_p B_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad B_p = \frac{b_p - C_p \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_p C_p \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$C_p = \frac{b_p - D_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_p D_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad D_p = \frac{b_p - E_p \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_p E_p \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$E_p = \frac{b_p - F_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_p F_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad F_p = \frac{b_p - G_p \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_p G_p \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$G_p = \frac{b_p - H_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_p H_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad H_p = \frac{b_p - I_p \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_p I_p \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$I_p = \frac{b_p - J_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_p J_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}, \quad J_p = \frac{b_p - K_p \exp(-2\gamma_2 h_2)}{1 - b_p K_p \exp(-2\gamma_2 h_2)},$$

$$K_p = \frac{b_p - c_p \exp(-2\gamma_1 h_1)}{1 - b_p c_p \exp(-2\gamma_1 h_1)},$$

где

$$a_s = \frac{\gamma_i - \gamma_1}{\gamma_i + \gamma_1}, \quad b_s = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}, \quad c_s = \frac{\gamma_1 - \gamma_s}{\gamma_1 + \gamma_s},$$

$$a_p = \frac{\varepsilon_1 \gamma_i - \varepsilon_i \gamma_1}{\varepsilon_1 \gamma_i + \varepsilon_i \gamma_1}, \quad b_p = \frac{\varepsilon_2 \gamma_1 - \varepsilon_1 \gamma_2}{\varepsilon_2 \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_2}, \quad c_p = \frac{\varepsilon_s \gamma_1 - \varepsilon_1 \gamma_s}{\varepsilon_s \gamma_1 + \varepsilon_1 \gamma_s},$$

$$\gamma_1 = (k_y^2 - k^2 \varepsilon_1)^{1/2}; \quad \operatorname{Re} \gamma_1 \geq 0;$$

$$\gamma_2 = (k_y^2 - k^2 \varepsilon_2)^{1/2}; \quad \operatorname{Re} \gamma_2 \geq 0;$$

$$\gamma_s = (k_y^2 - k^2 \varepsilon_s)^{1/2}; \quad \operatorname{Re} \gamma_s \geq 0; \quad i = 1, 2.$$

1. Hunsperger R. *Integrated Optics* (Berlin: Springer-Verlag, 1995, p.446).
2. Khomchenko A.V., in *Thin Films and Nanostructures*, Vol. 33, (Amsterdam: Elsevier Acad. Press, 2005).
3. Сотский А.Б. *Теория оптических волноводных элементов* (Могилев: УО «МГУ им. А.А.Кулешова», 2011).
4. Ay F., Kocabas A., Cocabas C., Aydinli A., Agan S. *J. Appl. Phys.*, **96** (12), 7147 (2004).
5. Dawson P., Cairns G.F., O'Prey S.M. *Rev. Sci. Instr.*, **71** (11), 4208 (2000).
6. Yang F., Sambles J.R. *J. Modern Opt.*, **44** (6), 1155 (1997).
7. Chiang K.S., Cheng S.Y., Liu Q. *J. Lightwave Technol.*, **25** (5), 1206 (2007).
8. Соколов В.И., Панченко В.Я., Семиногов В.Н. *Квантовая электроника*, **42** (8), 739 (2012).
9. Соколов В.И., Марусин Н.В., Панченко В.Я., Савельев А.Г., Семиногов В.Н., Хайдуков Е.В. *Квантовая электроника*, **43** (12), 1149 (2013).
10. Fujiwara H. *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications* (New York: John Wiley & Sons Inc., 2007, p. 851).
11. Born M., Wolf E. *Principles of Optics* (Oxford–London–Edinburgh–New York–Paris–Frankfurt: Pergamon Press, 1968, p.987).
12. Нурлигареев Д.Х. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **2**, 97 (2011).
13. Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А. *Кр. сообщ. физ., ФИАН*, №2, 3 (2012).
14. www.metrocon.com.
15. http://refractiveindex.info.
16. Matsukawa H., Shimono T., Hirano N., Kumagai H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7917**, 79171Q (2011).