

УДК 535.51

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ ДЛЯ СЛОЯ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ПО ТОЛЩИНЕ КОМПЛЕКСНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

© 2001 г. И.Н. Назаренко, Д.Л. Дорофеев

Воронежский государственный университет

Показано, что представление неоднородной поглощающей пленки как суперпозиции тонких однородных слоев практически неизбежно приводит к расчетному профилю комплексного показателя преломления, существенно отличному от модельного. Это наблюдается даже в случае относительно слабой линейной зависимости показателя преломления от толщины пленки и является следствием наложения двух факторов: некорректности обратной задачи эллипсометрии и рекуррентного характера расчетов. В качестве альтернативы предлагается аппроксимация профиля показателя преломления “элементарного” слоя простыми зависимостями, например полиномиальной 1-2 степени. При этом в общем случае необходимо использование процедуры численного решения дифференциальных уравнений типа уравнения Рикатти, через которую выражается зависимость полных поверхностных адмиттансов от толщины слоя. Учет реальной зависимости полных поверхностных адмиттансов от толщины пленки с достаточно резким профилем показателя преломления необходим уже на этапе генерации модельных значений эллипсометрических параметров, так как в противном случае возможно получение модельных значений с ошибкой, сравнимой с абсолютной погрешностью обычных эллипсометрических измерений.

ВВЕДЕНИЕ

Отражательная эллипсометрия является одним из важнейших неразрушающих методов исследования оптических свойств и структуры тонких пленок, находящихся на поверхности поглощающих твердых и жидких тел [1, 2, 4, 5]. В основе эллипсометрии лежит изучение изменения поляризационных характеристик электромагнитного излучения после отражения от исследуемого объекта. Изменение состояния поляризации как правило описывается эллипсометрическими углами Δ (относительное изменение разности фаз Р- и S-составляющих колебания вектора напряженности электрического поля) и Ψ ($\text{tg}\Psi$ определяет относительное изменение азимута восстановленной линейной поляризации). Основное уравнение отражательной эллипсометрии имеет вид:

$$\rho = \text{tg}\Psi \exp(i\Delta) = R_p/R_s, \quad (1)$$

где ρ – относительный коэффициент отражения, R_p и R_s – амплитудные коэффициенты отражения Френеля, индексы р и s соответствуют поляризации излучения в плоскости падения и по нормали к ней.

Правая часть уравнения (1) определяется моделью отражающей системы и уже в простейшем случае, представляющем практический интерес (плоская од-

нородная изотропная подложка – плоская однородная изотропная пленка) является комплексным трансцендентным уравнением (точное уравнение Друде [1, 2, 5]). Подавляющее большинство реальных отражающих объектов не соответствуют данной модели. Так, например, приповерхностная область любого материала даже в отсутствии химически инородных поверхностных слоев характеризуется неким профилем комплексного показателя преломления $N_s(z) = n_s(z) - ik_s(z)$, где z – координата, направленная перпендикулярно плоскости поверхности раздела [3-5]. Ситуация еще более усугубляется в случае наличия на поверхности материала пленки с показателем преломления, распределенным по толщине $N(z) = n(z) - ik(z)$. Практическое решение задачи расчета истинного профиля $N(z)$ возможно при использовании данных атоматической эллипсометрии *in situ*, адекватной математической аппаратуры и мощной вычислительной техники.

При обработке данных эллипсометрических измерений приходится решать обратную задачу эллипсометрии (ОЗЭ), которая заключается в определении неизвестных параметров исследуемого объекта по измеренным значениям Ψ и Δ . Можно выделить две основные причины проблем, возникающих при ре-

шении ОЗЭ на практике: 1) наличие погрешностей в экспериментально определяемых величинах; 2) несоответствие модели реальной отражающей системе.

До сих пор не существует универсальной и надежной методики решения ОЗЭ, что связано с рядом математических особенностей данной задачи. Во-первых, ОЗЭ в отличие от прямой задачи даже для простейших отражающих систем не имеет не имеет аналитического решения и поэтому приходится прибегать к различным численным методам (оптимизационным процедурам). Во-вторых, и это наиболее существенно, ОЗЭ при количестве неизвестных больше двух становится плохо обусловленной [7-8].

По Адамару задача считается некорректно поставленной, если при заданном аргументе и области определения функции выполняется хотя бы одно из условий: 1) функция имеет более одного значения (неоднозначность решения); 2) функция не имеет ни одного значения (отсутствие решения); 3) малые изменения аргумента (вызванные, например, экспериментальными ошибками) приводят к большому изменению функции (неустойчивость решения, плохая обусловленность задачи или некорректность по Тихонову [6]).

В случае ультратонких пленок (менее 10 нм) ОЗЭ плохо обусловлена даже при двух неизвестных [9], что является следствием как взаимной корреляции рассчитываемых параметров [1,10] так и чрезвычайной чувствительности решения к малым ошибкам в определении Ψ [1,4,5].

НЕОДНОРОДНЫЙ СЛОЙ КАК СУПЕРПОЗИЦИЯ ОДНОРОДНЫХ СЛОЕВ

Общепринятым методом описания оптически неоднородных структур является мысленное разбиение некоего слоя (пленки) на элементарные слои с $N = \text{const}$ [11-13]. Обычно используется подход, развитый Абеле [11], основанный на рассмотрении адмиттансов. Адмиттанс, или поверхностная высокочастотная проводимость, Y определяется как отношение тангенциальных составляющих магнитного (H) и электрического (E) векторов на поверхности раздела двух сред: $Y = H/E_t$ [14]. По Абеле коэффициенты Френеля для системы подложка ($j = 0$) – M однородных слоев ($j = 1, 2, \dots, M$) – внешняя среда ($j = M+1$) могут быть рассчитаны с помощью рекуррентных соотношений, связывающих между собой полные поверхностные адмиттансы системы подложка – j слоев (Y_j) и системы подложка – ($j+1$) слоев (Y_{j+1}) [5]:

$$R_{p,s} = v \frac{Y_{M+1}^* - Y_{M+1}}{Y_{M+1}^* + Y_{M+1}}, \quad (2)$$

$$Y_{j+1} = Y_j^* \frac{Y_j + i Y_j^* \text{tg} \delta_j}{Y_j^* + i Y_j \text{tg} \delta_j}, \quad (3)$$

$$\delta_j = \frac{2\pi L_j}{\lambda} N_j \cos \theta_j, \quad (4)$$

$$Y_{j,p}^* = -N_j \cos \theta_j, \quad (5)$$

$$Y_{j,s}^* = N_j / \cos \theta_j, \quad (6)$$

$$N_0 \sin \theta_0 = N_1 \sin \theta_1 = \dots = N_M \sin \theta_M = N_{M+1} \sin \theta_{M+1} \text{ (закон Снеллиуса)}.$$

В приведенных выше уравнениях λ – длина волны излучения; δ_j , L_j , N_j – фазовая толщина, геометрическая толщина и показатель преломления j -ого элементарного слоя, а θ_j – угол преломления при переходе излучения из ($j+1$)-ого слоя в слой j . В формуле (2) коэффициент $v = -1$ для R_p и $v = +1$ для R_s . Соотношения (2)-(6) являются строгим следствием уравнений Максвелла для системы, состоящей из плоскопараллельных однородных, изотропных слоев и подложки, имеющих магнитную проницаемость $\mu=1$.

Проведенные нами многочисленные компьютерные эксперименты показали, что практическое применение соотношений (2)-(6) в предположении $N_j = \text{const}$ для интерпретации данных одноугловой монохроматической эллипсометрии довольно сомнительно. Решение данной задачи может быть устойчивым только в случае, если растущая пленка имеет тривиальный профиль показателя преломления $N = \text{const}$, т.е. пленка является оптически однородной по толщине. В этом случае возможно получение результата, близкого к правильному даже при ошибках в определении параметров Ψ и Δ в несколько градусов, если экспериментальные точки “удачно” расположены на плоскости Ψ - Δ . При этом желательно, чтобы эллипсометрические данные были распределены по толщине, соответствующей не менее, чем $2/3 - 3/4$ оптического периода ($k \neq 0$) или псевдопериода ($k \neq 0$). Если показатель преломления пленки является функцией толщины, то решение неустойчиво даже при относительно слабых зависимостях $n = f(z)$ и (или) $k = f(z)$ и точных модельных значениях эллипсометрических углов. Это является следствием как общей некорректности ОЗЭ, так и рекуррентного характера вычислений. Ошибка при определении полного адмиттанса предыдущей структуры приводит к еще большей ошибке при добавлении следующего элементарного слоя и на определенном этапе вычислений задача становится некорректной по Адамару (второго рода).

Рассмотрим конкретные примеры. Численные расчеты, приведенные ниже, выполнены с использованием математического пакета Matlab 5; вещественные числа имели формат double (16 значащих цифр). На промежуточных этапах сложных вычислений производился контроль накопления ошибок (процедура решения в обратном порядке), который показал накопление относительной погрешности вычислений не более $10^{-4}\%$. Неоднородные структуры моделировались как суперпозиция однородных слоев с шагом по толщине 10^{-2} нм. Абсолютная разность значений Ψ , Δ най-

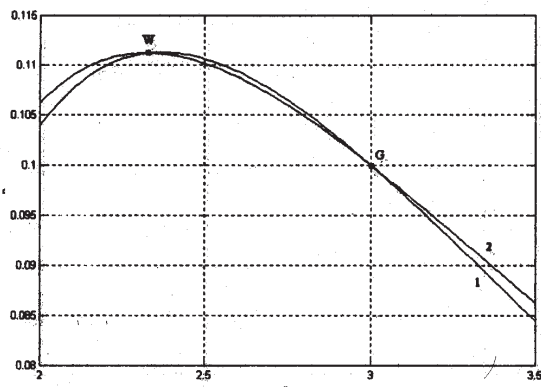


Рис. 1. Проекция множества решений на плоскость n - k для пар эллипсометрических углов Ψ_1, Δ_1 (1) и Ψ_2, Δ_2 (2), рассчитанных для однородной пленки находящейся на однородной подложке

денных с шагом 10^{-2} и 10^{-3} нм была не более 10^{-4} град при общей толщине пленки 50 нм и резких линейных профилях $n=2, 3$ и $k=0, 1, 0, 2$.

Пример №1: однородная подложка $N_s = 0,2 - 3,3i$, однородная пленка $N = 3 - 0,1i$, внешняя среда $N_e = 1$, угол падения $q_e = 60^\circ$. Данная модель представляет собой идеализированный вариант системы Cu – термооксид Cu – воздух [15-17]. Решалась задача о нахождении 3 неизвестных параметров (n, k, L) при двух известных (n, k). Для каждой отдельно взятой пары эллипсометрических углов (Ψ, Δ) геометрическим образом решения будет кривая в координатах n - k - L . Если построить проекции этих кривых на плоскость n - k , то при $N = \text{const}$ все кривые будут иметь одну общую точку пересечения $G = (n, k)$, которая и является искомым решением по N , зная которое нетрудно найти вектор последовательно увеличивающихся толщин $L = \{L_1, L_2, \dots, L_m\}$ [18]. На рис.1 приведены такие проекции для $L_1 = 5$ нм и $L_2 = 10$ нм. Следует обратить внимание на две существенные детали.

1) Кривые, изображенные на рис. 1 имеют две точки пересечения – G (истинное решение) и W (ложное решение). Это некорректность по Адамару первого рода. Но данная неоднозначность легко устраняется при наложении на рис. 1 еще одной проекции, например, для $L_3 = 15$ нм, которая имеет общую точку пересечения с двумя предыдущими кривыми (G) и не имеет других точек, соответствующих ложным решениям. При меньшем шаге по толщине возможно появление дополнительных точек $W_1, W_2, W_3 \dots$ но в отличие от $t.G$, их координаты не постоянны. Следовательно, при точных значениях (Ψ, Δ) возможно цензурирование множества решений и выбор единственно верного. К сожалению, наличие неизбежных погрешнос-

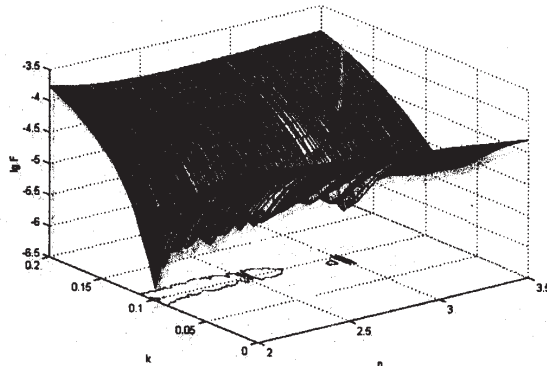


Рис. 2. Поверхность целевой функции “овражного” вида

тей в реальных экспериментальных данных делает процедуру отбора истинного решения не столь очевидной.

2) Опасной особенностью данных проекций является то, что кривые при пересечении образуют малый угол. Наличие небольших экспериментальных погрешностей приводит к некорректности задачи по Тихонову – координаты точек пересечения проекций существенно отличаются от таковых для $t.G$ или к некорректности по Адамару второго рода – пересечения в области поиска вообще отсутствуют. Используя терминологию теории оптимизации, можно сказать, что данная особенность приводит к “овражному” виду [8] поверхности целевой функции. На рис. 2 представлена поверхность целевой функции F для точных значений Ψ, Δ_1 и Δ_2 , а значение параметра Ψ_2 искажено ошибкой $\text{err}(\Psi_2) = +0,05^\circ$. Целевая функция имела вид, чаще всего использующийся в эллипсометрических расчетах:

$$F = \sum_j (\psi_j^{\text{расч}} - \psi_j^{\text{эксп}})^2 + \sum_j (\Delta_j^{\text{расч}} - \Delta_j^{\text{эксп}})^2. \quad (7)$$

Пример №2: однородная подложка $N_s = 0,2 - 3,3i$; неоднородная пленка, действительная и мнимая части N линейно зависят от толщины: $n(L) = 3 + uL$, $k(L) = i(0,1 + qL)$; внешняя среда – воздух ($N_e = 1$). Угол падения $q_e = 60^\circ$. Для простоты предположим, что $q = 0$ ($k = \text{const}$), а $u = 2 \cdot 10^{-3}$, что соответствует изменению коэффициента преломления $dn = 0,1$ в слое, имеющим протяженность 50 нм. Генерировались точные модельные значения пар углов (Ψ_j, Δ_j) с шагом по толщине 0,5 нм. В рамках модели суперпозиции однородных слоев следует предположить, что для двух последовательных измерений эллипсометрических углов (Ψ_j, Δ_j) и (Ψ_{j+1}, Δ_{j+1}) показатель преломления постоянен, а решениями являются пересечения проекций, подобным изображенным на рис. 1. Другими словами, пара последовательных измерений (Ψ_j, Δ_j) и (Ψ_{j+1}, Δ_{j+1}) должна соответствовать одному элементарному слою с $N_j = N_{j+1}$ и сум-

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ ДЛЯ СЛОЯ С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ПО ТОЛЩИНЕ...

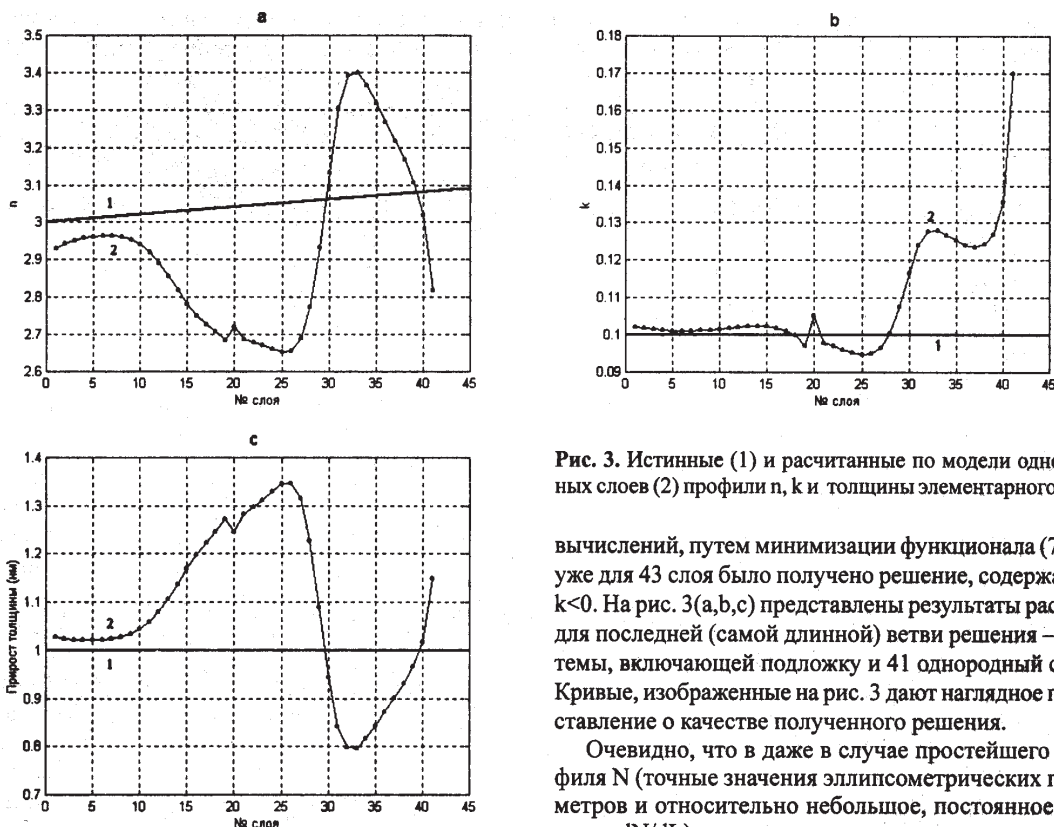


Рис. 3. Истинные (1) и рассчитанные по модели однородных слоев (2) профили n , k и толщины элементарного слоя

вычислений, путем минимизации функционала (7), но уже для 43 слоя было получено решение, содержащее $k < 0$. На рис. 3(a,b,c) представлены результаты расчета для последней (самой длинной) ветви решения – системы, включающей подложку и 41 однородный слой. Кривые, изображенные на рис. 3 дают наглядное представление о качестве полученного решения.

Очевидно, что в даже в случае простейшего профиля N (точные значения эллипсометрических параметров и относительно небольшое, постоянное значение dN/dL) модель однородных слоев малопримодна. Необходимо применение моделей, более корректно учитывающих неоднородность пленки.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ АДМИТТАНСОВ ОТ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ (ВЫВОДЫ)

Идея разбиения слоя с неизвестной зависимостью $N=f(z)$ на элементарные слои безусловно является плодотворной. В пределах достаточно тонкого элементарного слоя зависимость $N=f(z)$ может быть хорошо аппроксимирована полиномом низкой степени. Выше было рассмотрено практическое применение данной процедуры для степени полинома, равной 0. Для практического применения аппроксимаций более высоких порядков необходимо уравнение (3) заменить эквивалентным, но учитывающим зависимость полных адмиттансов Y_s и Y_p от толщины данного слоя при изменяющемся показателе преломления. Уравнения, позволяющие определить $Y_s(z)$ и $Y_p(z)$ при $N=const$ получены двумя способами: непосредственно из уравнений Максвелла и приведением выражения (3) к дифференциальному виду.

Вариант №1. Пусть некоторый элементарный слой с показателем преломления N находится на сложной структуре, характеризующейся полными адмиттансами Y_s и Y_p . Под углом q_c падает плоская монохроматическая электромагнитная волна из внешней среды с N_c .

марной толщиной $L_{sum} = L_j + L_{j+1}$. Так как возможно более одного пересечения в области допустимых значений N и L (множественность или ветвление решения), возникает необходимость использования сложных структур промежуточных данных. При использовании пакета Matlab для этого наиболее подходят массивы ячеек [19]. В случае данного примера пик ветвления решения (78 пересечений) был достигнут на 7 итерации, для пары $(\Psi_{13}, \Delta_{13})-(\Psi_{14}, \Delta_{14})$, затем множественность решения начала уменьшаться за счет выхода точек пересечения из области допустимых значений. Поиск решения производился при ограничениях: $n=2+3, 5, k=0+0,5$ и $L=0+100nm$. Конечно, если имеется априорная информация об оптических свойствах объекта, пределы поиска можно существенно сузить, понизить множественность решения и увеличить общую скорость расчетов. Но в этом случае неизбежная для модели однородных слоев ситуация некорректности по Адамару второго рода возникнет значительно раньше. Для данной области поиска потеря решения для единственной оставшейся к этому моменту ветви произошла в ходе расчета параметров 42 элементарного слоя. Была сделана попытка продолжения

Координата z направлена перпендикулярно плоскости падения x - y . Волна распространяется в плоскости x - z и может быть разложена на две составляющие: P (линейная поляризация в плоскости падения) и S (линейная поляризация перпендикулярно плоскости падения). Для S -поляризации из уравнений Максвелла следует [14]:

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} + \frac{ic}{\omega} (k^2(z) - \xi^2) E_y = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} + \frac{i\omega}{c} H_x = 0, \quad (9)$$

где H_x и E_y – соответствующие проекции магнитного и электрического векторов, ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме, $N(z)$ – профиль показателя преломления слоя, $k^2 = (\omega/c)^2 N^2(z)$, $\xi^2 = (\omega/c)^2 \sin^2 \theta_e$, $\omega/c = 2\pi/\lambda$.

После соответствующих замен несложно привести уравнения (8-9) к виду

$$H'_x = \frac{2\pi i}{\lambda} (N_e \sin^2 \theta_e - N^2(z)) E_y, \quad (10)$$

$$E'_y = -\frac{2\pi i}{\lambda} H_x, \quad (11)$$

где $H'_x \equiv \frac{\partial H_x}{\partial z}$, $E'_y \equiv \frac{\partial E_y}{\partial z}$.

Умножив (10) на E_y и (11) на H_x и разделив их разность на E_y^2 получаем

$$\frac{H'_x E_y - E'_y H_x}{E_y^2} = \frac{2\pi i}{\lambda} ((N_e \sin^2 \theta_e - N^2(z)) + (H_x/E_y)^2).$$

Так как $Y_s \equiv \frac{H_x}{E_y}$ зависимость полного адмиттанса структуры для S -составляющей от толщины данного слоя выражается дифференциальным уравнением:

$$Y'_s(z) = \frac{2\pi i}{\lambda} (Y_s^2(z) + N_e \sin^2 \theta_e - N^2(z)). \quad (12)$$

Аналогичным образом можно получить выражение, связывающее $Y_p \equiv -\frac{H_y}{E_x}$ и $Y'_p(z)$:

$$H'_y = \frac{ic}{\omega} k^2 E_x, \quad E'_x = \frac{i\omega}{c} \left(1 - \frac{\xi^2}{k^2(z)} \right) H_y,$$

$$H'_y = \frac{2\pi i}{\lambda} N^2(z) E_x, \quad E'_x = \frac{2\pi i}{\lambda} \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_e}{N^2(z)} \right) H_y,$$

$$H'_y E_x = \frac{2\pi i}{\lambda} N^2(z) E_x^2, \quad E'_x H_y = \frac{2\pi i}{\lambda} \left(1 - \frac{N_e \sin^2 \theta_e}{N^2(z)} \right) H_y^2,$$

$$Y'_p = \frac{E'_x H_y - H'_y E_x}{E_x^2} = \frac{2\pi i}{\lambda} \left(\left(1 - \frac{N_e \sin^2 \theta_e}{N^2(z)} \right) Y_p^2 - N^2(z) \right),$$

$$Y'_p(z) = \frac{2\pi i}{\lambda} \left(N^2(z) + \left(\frac{N_e \sin^2 \theta_e}{N^2(z)} - 1 \right) Y_p^2(z) \right). \quad (13)$$

Выражения (12) и (13) являются частными случаями уравнения Рикатти, которое не имеет аналитического решения для произвольной зависимости $N = f(z)$. Тем не менее, для современных математических пакетов (Matematica, Matlab и т.п.) высокоточное численное ре-

шение обыкновенных дифференциальных уравнений типа (12)-(13) является стандартной процедурой [20].

Вариант №2. Уравнения (12)-(13) можно получить исходя из рекуррентной формулы (3). Рассмотрим разность:

$$Y_{j+1} - Y_j = Y'_j \frac{Y_j + i Y'_j \operatorname{tg} \delta_j}{Y'_j + i Y_j \operatorname{tg} \delta_j} - Y_j = i \frac{(Y'_j)^2 - (Y_j)^2}{Y'_j + i Y_j \operatorname{tg} \delta_j} \operatorname{tg} \delta_j. \quad (14)$$

Разделим (14) на δ_j и устремим L_j к нулю:

$$\frac{Y_{j+1} - Y_j}{L_j} = i \frac{(Y'_j)^2 - (Y_j)^2}{Y'_j + i Y_j \operatorname{tg} \delta_j} (\operatorname{tg} \delta_j / L_j),$$

$$Y'(z) = \lim_{L_j \rightarrow 0} \frac{Y_{j+1} - Y_j}{L_j} = \frac{2\pi i}{\lambda} N_j \cos \theta_j \frac{(Y'_j)^2 - (Y_j)^2}{Y'_j + i Y_j \operatorname{tg} \delta_j}. \quad (15)$$

При подстановке $Y'_{js} = N_j / \cos \theta_j$ в (15) получается уравнение (12), а в случае подстановки $Y'_{jp} = -N_j \cos \theta_j$ – уравнение (13).

Правильность выражений (12)-(13) была подтверждена сравнением результатов расчета для однослойной модели, использованной в примере №1. Толщина пленки была задана $L = 100$ нм. По уравнениям (2)-(6) рассчитаны точные значения параметров Ψ и Δ . После этого пленка была разбита на 10^4 “элементарных” слоев (шаг 0,01 нм) и по тем же уравнениям расчет был повторен. За счет рекуррентного характера вычислений отличие от точных значений Ψ и Δ составляло $3 \cdot 10^{-13}$ и $6,7 \cdot 10^{-12}$. Затем уравнение (3) было заменено для S -поляризации на (12) и для P -поляризации на (13). Численное интегрирование осуществлялось стандартными средствами пакета Matlab 5. При использовании метода Рунге-Кутты 4-5 порядков и установки уровня относительной погрешности процедуры интегрирования $3 \cdot 10^{-14}$ было получено решение с значениями абсолютных ошибок, в 5,3 раза (по Ψ) и в 80 раз (по Δ) меньшими, чем в предыдущем случае. При этом скорость вычислений с использованием численного интегрирования и в случае разбиения пленки на 10^4 “элементарных” слоев оказалась практически одинаковой.

Все это следует учитывать уже на этапе моделирования неоднородного слоя с сильной зависимостью $N = f(z)$ как суперпозиции ультратонких слоев с постоянным значением показателя преломления. Так, для модели, рассмотренной в примере №2 при $L = 100$ нм, $u = 2 \cdot 10^{-3}$, $q = 0$ разности между значениями эллипсометрических параметров (Ψ_1, Δ_1), рассчитанные путем разбиения пленки на 10^4 однородных слоев и (Ψ_2, Δ_2), полученными с использованием более точных соотношений (12)-(13) составляют только $\Psi_1 - \Psi_2 = -1,8 \cdot 10^{-5}$ град и $\Delta_1 - \Delta_2 = -6,4 \cdot 10^{-4}$ град. Если зависимость $N = f(z)$ является более резкой ($u = 2 \cdot 10^{-2}$, $q = 2 \cdot 10^{-3}$), то данные разности уже составляют $\Psi_1 - \Psi_2 = -1,1 \cdot 10^{-3}$ град и $\Delta_1 - \Delta_2 = -5,7 \cdot 10^{-2}$ град и становятся сравнимы с погрешностью обычных эллипсометрических измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М. Мир. 1981. 583 с.
2. Урывский Ю.И. Эллипсометрия. Воронеж. Изд-во Воронеж. ун-та. 1971. 172 с.
3. Шептунов О.А., Абаев М.И., Плисс Н.С. // Опт. и спектр. 1996. Т. 80. № 6. С. 979-983.
4. Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л. Химия. 1986. 152 с.
5. Громов В.К. Введение в эллипсометрию. Л. Изд-во Ленингр. ун-та. 1986. 192 с.
6. Тихонов А.Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М. Наука. 1986. 352 с.
7. Дмитрук Н.Л., Забашита Л.А., Забашита О.И., Сторижко В.Е. // Поверхность. 1996. № 12. С. 73-79.
8. Воскобойников Ю.Е., Свиташева С.Н. // Автометрия. 1992. № 4. С. 76-86.
9. Семенов А.И., Бобро В.В., Мардежнов А.С. // Автометрия. 1998. № 1. С. 56-60.
10. Забашита Л.А., Забашита О.И., Сторижко В.Е. Дмитрук Н.Л. // Поверхность. 2000. № 10. С. 74-78.
11. Abeles F. // Ann. Phys. 1950. V. 5. P. 596-706.
12. Scandonne F., Ballerini L. // Nuovo Cemento. 1946. V. 3. P. 81-91.
13. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М. Наука. 1973. С. 66-73.
14. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М. Наука. 1973. 343 с.
15. Ржанов А.В., Свиташева С.Н., Свиташев К.К. и др. // Докл. АН СССР. 1982. Т. 267. С. 373-377.
16. Свиташева С.Н., Любинская Р.И., Свиташев К.К. // Поверхность. 1986. № 11. С. 80-85.
17. Ховив А.М., Назаренко И.Н., Чуриков А.А. // Конденсированные среды и межфазные границы. 1999. № 3. С. 235-240.
18. Comfort J.C., Urban III F.K. // Thin Solid Films. 1995. V. 270. № 270. P. 78-84.
19. Дьяконов В.П., Абраменкова И.В. Matlab 5.0/5.3. М. Нолидж. 1999. 640 с.
20. Воробьев В.М. Введение в систему "Математика". М. Финансы и статистика. 1998. 262 с.