

ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 535.541

УРАВНЕНИЕ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ ДЛЯ СТРУКТУРЫ ПОДЛОЖКА — ОДНООСНАЯ АНИЗОТРОПНАЯ ПЛЁНКА С ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ В ПЛОСКОСТИ ПАДЕНИЯ

© В. А. Швец, И. А. Азаров, Е. В. Спесивцев

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: basil5353@mail.ru*

Представлено решение прямой задачи эллипсометрии для однослойной модели изотропная подложка — анизотропная плёнка в случае ориентации оптической оси плёнки в плоскости падения. Получены аналитические выражения для расчёта эллипсометрических параметров такой структуры. Предложен простой численный алгоритм определения обыкновенного (n_o) и необыкновенного (n_e) показателей преломления объёмного кристалла при различных условиях измерения. Рассматривается обратная задача определения n_o , n_e и толщины плёнки d при изменении азимута оптической оси. Обсуждается проблема корреляции искомых параметров для такой задачи.

Ключевые слова: оптическая анизотропия, эллипсометрия, одноосный кристалл.

DOI: 10.15372/AUT20240303

EDN: GQNSKW

Введение. Оптически анизотропные среды — это широкий класс объектов: кристаллы, материалы с наведённой анизотропией, напряжённые слои полупроводников и диэлектриков. В терагерцовой и миллиметровой областях спектра сюда добавляются также метаматериалы, для которых анизотропия их свойств, включая оптические, определяется структурой [1]. Несмотря на это, количество публикаций, посвящённых эллипсометрическим исследованиям таких сред, весьма ограничено. Отчасти это связано с трудностями методического характера, которые возникают при обработке результатов эллипсометрических измерений. Математический аппарат, используемый для описания анизотропных структур, при общей постановке задачи оказывается громоздким [2, 3]. Поэтому в исследованиях чаще всего ограничиваются частными случаями, когда оптическая ось одноосного кристалла лежит в плоскости образца и азимутально ориентирована в плоскости падения или перпендикулярно ей, или когда она перпендикулярна поверхности образца. Примером последнего случая являются плёнки Ленгмюра — Блуджетт [4]. Отклонение оптической оси от нормали ведёт к усложнению оптической модели и необходимости использования формализма обобщённой эллипсометрии [5].

Одними из функциональных анизотропных объектов исследования являются жидкие кристаллы, оптическую ось которых можно изменять, прикладывая электрическое поле [6, 7]. При надлежащем выборе азимута образца оптическая ось кристалла будет лежать в плоскости падения и составлять некоторый угол с нормалью. Представляет интерес более детально рассмотреть отражение света такой структурой.

Целью данной работы являются расчёт амплитудных коэффициентов отражения анизотропного кристалла и структуры подложка — анизотропная плёнка при ориентации оптической оси в плоскости падения, а также анализ проблемы решения обратной задачи эллипсометрии для такого случая.

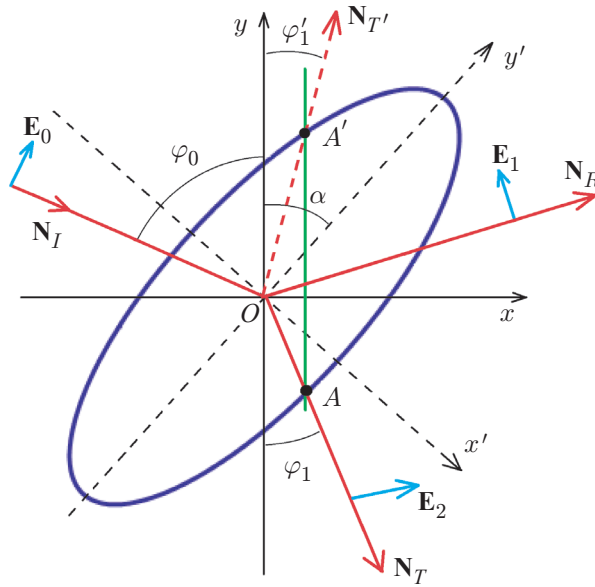


Рис. 1. Индикатриса показателя преломления для необыкновенной волны (эллипс). Вдоль оси x' показатель преломления необыкновенной волны равен n_e , вдоль оси y' — n_o . Оптическая ось ориентирована вдоль оси y'

1. Расчёт коэффициентов отражения от анизотропного кристалла. Рассмотрим отражение поляризованного света с длиной волны λ , падающего из внешней среды (среда 0) под углом φ_0 к нормали на одноосный кристалл с оптической осью, лежащей в плоскости падения и отклонённой от вертикали на угол α (среда 1). Поскольку при френелевском отражении играет роль относительный показатель преломления, то без потери общности можно принять показатель преломления внешней среды равным единице. Оптические константы кристалла для обыкновенной и необыкновенной волн обозначим n_o и n_e . Задача заключается в вычислении коэффициентов Френеля такой структуры. Отметим, что недиагональные элементы матрицы коэффициентов отражения в этом случае равны нулю, и необходимо рассчитать только диагональные. Для s -волны, поляризованной перпендикулярно плоскости падения (обыкновенная волна), коэффициент Френеля выражается той же формулой, что и в случае изотропного материала с показателем преломления n_o [8]:

$$r_{01s} = \frac{\cos \varphi_0 - \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0}}{\cos \varphi_0 + \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0}}. \quad (1)$$

Рассмотрим отражение волны, поляризованной в плоскости падения (p -волны). На рис. 1 изображены индикатриса показателя преломления необыкновенной волны, а также векторы электрического поля и направления единичных векторов нормалей волнового фронта падающей ($\mathbf{E}_0, \mathbf{N}_I$), отражённой ($\mathbf{E}_1, \mathbf{N}_R$) и прошедшей ($\mathbf{E}_2, \mathbf{N}_T$) волн. Магнитное поле волны определяется уравнением Максвелла [9]

$$\mathbf{H} = \frac{c}{v} [\mathbf{NE}] = n[\mathbf{NE}], \quad (2)$$

из которого следует, что вектор $\mathbf{H}$ для всех волн перпендикулярен плоскости рисунка. Параметр n , равный отношению скорости света к фазовой скорости волны, имеет смысл пока-

зателя преломления для волны, распространяющейся в данном направлении. С учётом (2) условия неразрывности полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ можно записать в виде

$$E_0 \cos \varphi_0 - E_1 \cos \varphi_0 = E_{2x}, \quad (3)$$

$$E_0 + E_1 = n(N_{Tx}E_{2y} - N_{Ty}E_{2x}). \quad (4)$$

Индексами x, y в (4) обозначены проекции соответствующих векторов на координатные оси. Чтобы решить эту систему относительно E_1 и E_2 , необходимо рассчитать показатель преломления прошедшей волны n и определить ориентацию вектора $\mathbf{E}_2$. Из равенства тангенциальных составляющих волновых векторов падающей и прошедшей волн получаем $\sin \varphi_0 = n \sin \varphi_1$. Это уравнение определяет координату $x_0 = \sin \varphi_0$ на индикатрисе показателя преломления, соответствующую прошедшей волне — точка A на рис. 1. Показатель преломления n равен длине отрезка OA . Для его определения необходимо рассчитать координату y_0 точки A . Уравнение эллипса в собственных осях x', y' имеет вид

$$\frac{(x')^2}{n_e^2} + \frac{(y')^2}{n_o^2} = 1. \quad (5)$$

Переходя в (5) к осям x, y и подставляя $x = x_0$, получаем квадратное уравнение относительно y , которое имеет два решения:

$$y = \frac{x_0 \sin \alpha \cdot \cos \alpha (n_o^2 - n_e^2) \pm n_o n_e \sqrt{n_o^2 \sin^2 \alpha + n_e^2 \cos^2 \alpha - x_0^2}}{n_o^2 \sin^2 \alpha + n_e^2 \cos^2 \alpha}. \quad (6)$$

Эти решения соответствуют волнам, распространяющимся в отрицательном и положительном направлениях оси y с тангенциальными составляющими волновых векторов, равными тангенциальной проекции волнового вектора падающей волны. Обозначим интересующее нас решение со знаком минус через y_0 (точка A на рис. 1), а решение со знаком плюс — через y'_0 (точка A'). Определив таким образом x_0, y_0 и y'_0 , находим показатели преломления для соответствующих волн $n = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, $n' = \sqrt{x_0^2 + (y'_0)^2}$ и единичные векторы нормали

$$\mathbf{N}_T = \frac{1}{n} (x_0, y_0), \quad (7a)$$

$$\mathbf{N}_{T'} = \frac{1}{n'} (x_0, y'_0). \quad (7b)$$

Определим теперь направление вектора $\mathbf{E}_2$. Из уравнения Максвелла $\mathbf{D} = -(c/v)[\mathbf{N}\mathbf{H}]$ следует, что вектор $\mathbf{N}$ и вектор индукции $\mathbf{D}$ волны взаимно ортогональны. Выразим $\mathbf{D}_2$ через вектор электрического поля $\mathbf{E}_2$. В собственной системе координат кристалла имеем $D_{2x'} = n_o^2 E_{2x'}$, $D_{2y'} = n_e^2 E_{2y'}$. Переходя к координатам x, y , получаем следующие уравнения, связывающие векторы электрического поля и индукции:

$$D_{2x} = (n_o^2 \cos^2 \alpha + n_e^2 \sin^2 \alpha) E_{2x} + (n_e^2 - n_o^2) \sin \alpha \cdot \cos \alpha E_{2y}, \quad (8)$$

$$D_{2y} = (n_e^2 - n_o^2) \sin \alpha \cdot \cos \alpha E_{2x} + (n_e^2 \cos^2 \alpha + n_o^2 \sin^2 \alpha) E_{2y}. \quad (9)$$

Из условия $(\mathbf{D}_2 \mathbf{N}_T) = 0$ находим тангенс угла β между направлением вектора $\mathbf{E}_2$ и положительным направлением оси x :

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{E_{2y}}{E_{2x}} = -\frac{x_0(n_e^2 \sin^2 \alpha + n_o^2 \cos^2 \alpha) + y_0(n_e^2 - n_o^2) \sin \alpha \cdot \cos \alpha}{x_0(n_e^2 - n_o^2) \sin \alpha \cdot \cos \alpha + y_0(n_e^2 \cos^2 \alpha + n_o^2 \sin^2 \alpha)}. \quad (10)$$

Для волны, распространяющейся в положительном направлении оси y , соответствующий угол β' выражается формулой (10) при замене y_0 на y'_0 . Из граничных условий (3), (4) с учётом $E_{2x} = E_2 \cos \beta$, $E_{2y} = E_2 \sin \beta$ получаем для коэффициентов отражения и пропускания Френеля следующие формулы:

$$r_{01p} = \frac{E_1}{E_0} = \frac{K \cos \varphi_0 - \cos \beta}{K \cos \varphi_0 + \cos \beta}, \quad (11)$$

$$t_{01p} = \frac{E_2}{E_0} = \frac{2 \cos \varphi_0}{K \cos \varphi_0 + \cos \beta}, \quad (12)$$

где

$$K = x_0 \sin \beta - y_0 \cos \beta. \quad (13)$$

В двух предельных случаях $\alpha = 0$ и $\alpha = 90^\circ$ эти формулы совпадают с приведёнными в [8] выражениями для ориентаций оптической оси по нормали и в плоскости образца.

2. Уравнение эллипсометрии для системы изотропная подложка — анизотропная плёнка. Изложенный подход и полученные выражения для коэффициентов Френеля позволяют рассчитать эллипсометрические параметры для системы анизотропных слоёв с ориентациями оптических осей в плоскости падения. В качестве примера ограничимся наиболее важным случаем однослойной структуры «анизотропный слой толщины d на изотропной подложке с комплексным показателем преломления N » (рис. 2). По-прежнему предполагаем, что оптическая ось лежит в плоскости падения. Коэффициенты отражения $R_{p,s}$ такой структуры находятся суммированием парциальных волн, многократно отражённых от верхней и нижней границ слоя. В результате для s -волны коэффициент отражения выражается такой же формулой, как и для изотропного слоя с показателем преломления n_o [8]:

$$R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s} e^{-2i\delta_s}}{1 + r_{01s} r_{12s} e^{-2i\delta_s}}, \quad (14)$$

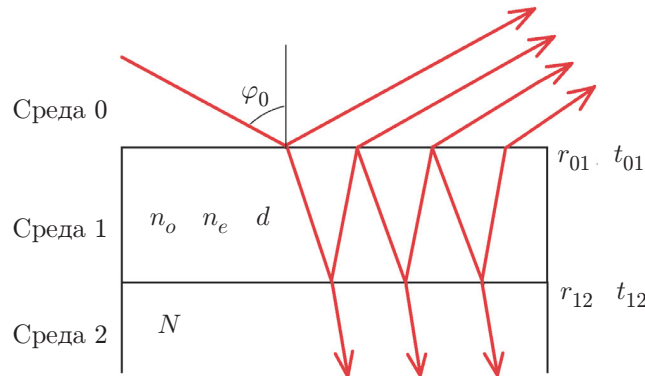


Рис. 2. Схематическое изображение однослойной отражающей структуры

где $\delta_s = (2\pi d/\lambda)\sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0}$ — фазовая толщина слоя, а r_{01s} , r_{12s} — коэффициенты Френеля соответствующих границ раздела. Для p -волны суммирование парциальных волн, многократно отражённых от подложки, даёт

$$R_p = r_{01p} + t_{01p}r_{12p}t_{10p}e^{-i\delta_p} + t_{01p}r_{12p}t_{10p}e^{-i\delta_p}(r_{10p}r_{12p}e^{-i\delta_p}) + \\ + t_{01p}r_{12p}t_{10p}e^{-i\delta_p}(r_{10p}r_{12p}e^{-i\delta_p})^2t_{10p} + \dots = r_{01p} + \frac{t_{01p}r_{12p}t_{10p}e^{-i\delta_p}}{1 - r_{10p}r_{12p}e^{-i\delta_p}}. \quad (15)$$

Здесь δ_p — суммарный набег фазы при прохождении волны через слой в прямом и обратном направлениях, t_{01} и t_{10} — коэффициенты пропускания Френеля для соответствующих границ. Эта формула не приводится к виду (14), так как в отличие от изотропного случая связь между коэффициентами Френеля r_{01p} и r_{10p} более сложная.

Проводя вычисления, аналогичные изложенным в разд. 1, получаем для коэффициентов Френеля границ раздела 12 и 10 следующие выражения:

$$r_{12p} = \frac{N^2 \cos \beta - K \sqrt{N^2 - \sin^2 \varphi_0}}{N^2 \cos \beta' + K' \sqrt{N^2 - \sin^2 \varphi_0}}, \quad (16)$$

$$r_{10p} = \frac{\cos \beta' - K' \cos \varphi_0}{\cos \beta + K \cos \varphi_0}, \quad (17)$$

$$t_{10p} = \frac{K \cos \beta' + K' \cos \beta}{K \cos \varphi_0 + \cos \beta}, \quad (18)$$

где

$$K' = -x_0 \sin \beta' + y'_0 \cos \beta'. \quad (19)$$

Отметим интересную особенность: угол падения из анизотропного слоя на подложку φ_1 не совпадает с углом отражения от подложки φ'_1 . Это хорошо иллюстрируется рис. 1 и связано с асимметрией между направлением волнового вектора падающей и отражённой волн относительно эллипса показателя преломления.

Набег фазы δ_p выражается через показатели преломления n , n' и значения y_0 и y'_0 :

$$\delta_p = \frac{2\pi d}{\lambda} \left(\frac{n^2 - \sin^2 \varphi_0}{|y_0|} + \frac{(n')^2 - \sin^2 \varphi_0}{|y'_0|} \right). \quad (20)$$

После вычисления коэффициентов отражения обыкновенной (R_s) и необыкновенной (R_p) волн эллипсометрические параметры выражаются через классическое уравнение эллипсометрии

$$\rho \equiv \operatorname{tg} \Psi e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s}. \quad (21)$$

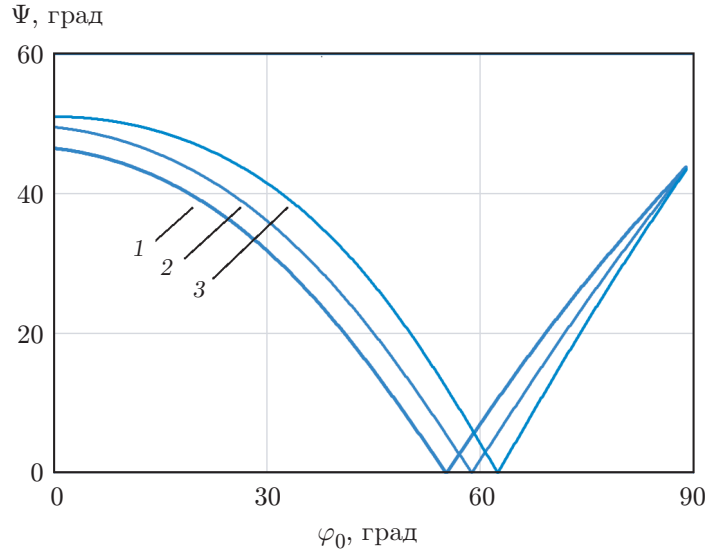


Рис. 3. Угловая зависимость параметра Ψ при отражении от кристалла с оптическими константами $n_o = 1,6$, $n_e = 1,8$. Значения азимута оптической оси: $\alpha = 30^\circ$ (1), 60° (2) и 90° (3)

3. Численные расчёты и решение обратной задачи эллипсометрии. Формулы (11)–(21) решают прямую задачу вычисления эллипсометрических параметров при отражении от анизотропного материала и от структуры изотропная подложка — анизотропная плёнка. На рис. 3 показаны расчётные зависимости эллипсометрического параметра Ψ от угла падения света при отражении от гипотетического непоглощающего кристалла с оптическими константами $n_o = 1,6$ и $n_e = 1,8$.

Характерной особенностью этих зависимостей является смещение угла Брюстера при изменении азимута оптической оси α , которое возникает из-за того, что показатель преломления n волны в анизотропной среде зависит от α , а также от угла падения.

Одной из практически важных задач эллипсометрического исследования является определение оптических констант кристалла. Можно выделить три взаимно ортогональных ориентации оптической оси, для которых уравнения эллипсометрии при отражении от кристалла имеют достаточно простой вид [8].

1. Оптическая ось направлена по оси x (лежит на пересечении плоскости падения и плоскости образца):

$$\operatorname{tg} \Psi_x e^{i\Delta x} = \frac{(n_o n_e \cos \varphi_0 - \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0}) (\cos \varphi_0 + \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0})}{(n_o n_e \cos \varphi_0 + \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0}) (\cos \varphi_0 - \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0})}. \quad (22)$$

2. Оптическая ось направлена по оси y (перпендикулярна плоскости образца):

$$\operatorname{tg} \Psi_y e^{i\Delta y} = \frac{(n_o n_e \cos \varphi_0 - \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \varphi_0}) (\cos \varphi_0 + \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0})}{(n_o n_e \cos \varphi_0 + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \varphi_0}) (\cos \varphi_0 - \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0})}. \quad (23)$$

3. Оптическая ось направлена по оси z (перпендикулярна плоскости падения):

$$\operatorname{tg} \Psi_z e^{i\Delta z} = \frac{(n_o^2 \cos \varphi_0 - \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0}) (\cos \varphi_0 + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \varphi_0})}{(n_o^2 \cos \varphi_0 + \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi_0}) (\cos \varphi_0 - \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \varphi_0})}. \quad (24)$$

В отличие от изотропного случая, где уравнение, аналогичное (22)–(24), решается аналитически относительно показателя преломления, ни одно из предыдущих уравнений в отдельности не позволяет рассчитать n_o и n_e . Даже при отсутствии поглощения в кристалле, когда остаются две неизвестные, каждое из уравнений (22)–(24) содержит только одну измеренную величину — параметр Ψ , так как значение Δ в этом случае равно 0 или 180° и не несёт информации. Поэтому для определения n_o и n_e необходимо комбинировать условия измерений и решать численно систему, состоящую как минимум из двух вышеприведённых уравнений. Алгоритм численного решения можно существенно упростить, если заметить, что в каждом из уравнений (22) и (24) можно выразить n_e аналитически. Подставляя это выражение для n_e во второе выбранное уравнение системы, получим нелинейное уравнение относительно одного параметра n_o , что существенно упрощает алгоритм поиска решений. Численное моделирование, проведённое в случае непоглощающего кристалла, показало, что при среднеквадратичной ошибке измерения параметра Ψ , равной $0,06^\circ$, погрешности составляют $n_o = 0,003$ и $n_e = 0,005$, что соответствует точности, достигаемой в изотропном случае. При этом отсутствует корреляция между n_o и n_e даже тогда, когда оба показателя преломления близки друг к другу.

В том случае, когда анизотропный материал представляет собой плёнку, нанесённую на подложку, к набору неизвестных добавляется ещё один параметр — толщина плёнки d . Рассмотрим непоглощающий кристалл. Для определения трёх неизвестных (n_o , n_e и d) необходимы как минимум два независимых измерения. Рассмотрим часто встречающийся случай, когда оптическая ось кристалла лежит в плоскости образца. Тогда можно провести два независимых измерения: при ориентации оптической оси в плоскости падения и перпендикулярно ей, и решать задачу численно, определяя искомые параметры. Открытым остаётся вопрос о корреляции параметров при такой постановке задачи.

Если направление оптической оси в кристалле можно изменять, то появляется ещё один параметр для вариации экспериментальных условий. Измерения при различных углах α дают систему независимых уравнений для искомых параметров. Однако встаёт вопрос об их корреляции. Были проведены исследования численными методами структуры кремний — плёнка анизотропного кристалла. Оптическая ось кристалла располагалась в плоскости падения. Типичные результаты показаны на рис. 4, где изображены траектории в плоскости Ψ — Δ , полученные при изменении угла α от 0 до 90° .

Эллипсометрические параметры изменяются в широком диапазоне значений из-за того, что фазовая толщина плёнки зависит от угла α , аналогично тому, как это происходит при изменении физической толщины плёнки, например, в процессе роста слоя. При росте слоя по измеренной траектории Ψ — Δ удаётся определять его оптические константы с высокой точностью [10]. Можно было бы предположить, что и в случае анизотропной плёнки полученная в результате изменения фазовой толщины траектория в Ψ — Δ плоскости позволит определить параметры n_o , n_e и d . На рис. 4 символами показаны исходная кривая для номинальных параметров плёнки, а также аналогичные кривые, рассчитанные при малых вариациях параметров. В линейном приближении вариация параметров приводит к параллельному сдвигу кривых при незначительном изменении их формы. Это означает, что имеет место корреляция искомых параметров. Действительно, изменение толщины на 10 нм можно компенсировать изменением оптических констант на величины

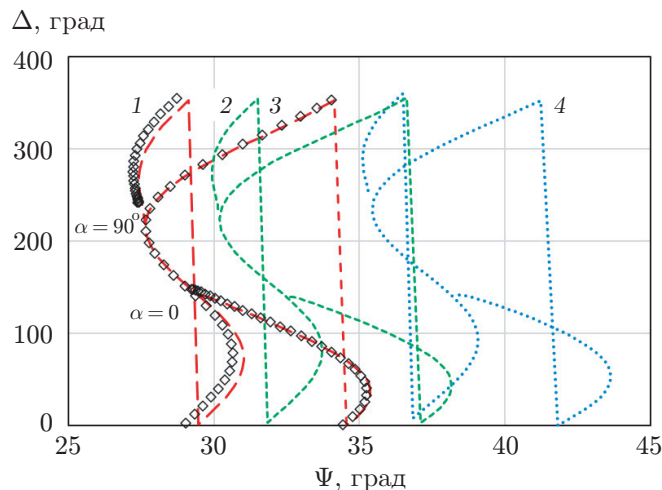


Рис. 4. Траектории эллипсометрических параметров, полученные для структуры подложка Si — анизотропная плёнка при изменении угла α . Параметры плёнки: $n_o = 1,6$, $n_e = 1,8$, $d = 5000$ мкм (1); $n_o = 1,6$, $n_e = 1,805$, $d = 5000$ мкм (2); $n_o = 1,6$, $n_e = 1,8$, $d = 5010$ мкм (3); $n_o = 1,605$, $n_e = 1,8$, $d = 5000$ мкм (4)

$\delta n_o = -0,0024$ и $\delta n_e = -0,001$, при этом траектория почти не изменяется. Многоугловые измерения не решают проблему корреляции: при угле $\varphi = 70^\circ$ изменение толщины на 10 нм можно скомпенсировать почти теми же отклонениями $\delta n_o = -0,0021$ и $\delta n_e = -0,001$. Для тонких плёнок ($d \sim 500$ нм), как показали расчёты, корреляция заметно слабее. Это позволяет надеяться на более точное определение оптических констант и толщин.

Заключение. Рассмотрена задача отражения поляризованного света от одноосного кристалла, оптическая ось которого лежит в плоскости падения, и получены аналитические выражения для амплитудных коэффициентов отражения и пропускания на границе внешняя среда — анизотропная плёнка и на границе анизотропная плёнка — изотропная подложка. Представлено решение прямой задачи эллипсометрии для анизотропной плёнки, нанесённой на изотропную подложку. Предложен алгоритм расчёта оптических констант анизотропного кристалла по результатам эллипсометрических измерений.

Численное моделирование для однослойной модели показало, что при вариации угла наклона оптической оси кристалла эллипсометрические параметры описывают траекторию в плоскости Ψ — Δ из-за изменения фазовой толщины. Попытки определить по этой траектории оптические константы и толщину d для толстых слоёв (~ 5 мкм) упираются в проблему корреляции параметров. Для тонких слоёв (~ 500 нм) корреляция оказывается заметно слабее.

Финансирование. Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023-2025» и при частичной финансовой поддержке государственного задания ИФП СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федорин В. Н., Кузнецов С. А., Шве́ц В. А. и др. Эллипсометрия миллиметрового диапазона в задачах диагностики композиционных материалов // Изв. вузов. Приборостроение. 2023. **66**, № 6. С. 489–500.
2. Teitler S., Henvis B. W. Refraction in Stratified, Anisotropic Media // JOSA. 1970. **60**, Iss. 6. P. 830–834.

3. Семененко А. И., Семененко И. А. О новых возможностях метода эллипсометрии, обусловленных «нулевой» оптической схемой. Эллипсометрия реальных поверхностных структур. 8. Эллипсометрия анизотропных сред. Метод обобщённых измерительных зон // Научное приборостроение. 2007. **17**, № 2. С. 20–34.
4. Den Engelsen D. Ellipsometry of Anisotropic Films // JOSA. 1971. **61**, Iss. 11. P. 1460–1466.
5. Tronin A. Y., Konstantinova A. F. Ellipsometric Study of the Optical Anisotropy of Lead Arachidate Langmuir Films // Thin Solid Films. 1989. **177**, N 1–2. P. 305–314.
6. Коншина Е. А. Основы физики жидкокристаллических систем. Учебное пособие. СПб-б: УН-т ИТМО, 2013. 128 с.
7. Жаркова Г. М., Стрельцов С. А. Жидкокристаллические композиты, модифицированные неорганическими наночастицами, для записи поляризационных голографических решёток // Автометрия. 2016. **52**, № 6. P. 103–109. DOI: 10.15372/AUT20160613.
8. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет / Пер. с англ., под ред. А. В. Ржанова, К. К. Свиташева. М.: Мир, 1981. 583 с.
9. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Уч. пособие для вузов. Т. IV. Оптика. М.: Наука, 1985. 752 с.
10. Швец В. А., Марин Д. В., Якушев М. В., Рыхлицкий С. В. Эллипсометрический *in situ* контроль процессов роста буферных слоёв ZnTe и CdTe в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии кадмий—ртуть—теллура // Физика и техника полупроводников. 2023. **57**, вып. 6. С. 469–475. DOI: 10.61011/FTP.2023.06.56476.5278.

Поступила в редакцию 27.03.2024

После доработки 22.04.2024

Принята к публикации 22.04.2024
