

03

Обобщенная нуль-эллипсометрия в схеме „поляризатор—образец—анализатор“

© Н.В. Сопинский, Г.П. Ольховик

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарёва НАН Украины,
03028 Киев, Украина

e-mail: sopinsky@isp.kiev.ua, sopinsky@ua.fm

Поступила в редакцию 27.07.2021 г.

В окончательной редакции 02.12.2021 г.

Принята к публикации 02.12.2021 г.

Рассмотрена „нуль-методика“ обобщенной эллипсометрии с использованием бескомпенсаторной схемы поляризатор—образец—анализатор при падении на анизотропную систему s - или p -поляризованного света. Приведены аналитические выражения, связывающие измеряемую угловую величину — азимут анализатора в минимуме интенсивности детектируемого излучения — с элементами (2×2) анизотропной матрицы Джонса. Для определения оптико-геометрических параметров исследуемых анизотропных систем предлагается использовать зависимость этой величины от ориентации (азимута) образца. Оценена чувствительность метода. Установлено, что она сравнима с чувствительностью схемы поляризатор—компенсатор—образец—анализатор. Проведен сравнительный анализ данного метода с известным фотометрическим методом обобщенной эллипсометрии в схеме поляризатор—образец—анализатор, основанном на измерении зависимости интенсивности отраженного света от азимута образца при фиксированных положениях поляризатора и анализатора. Для получения одинаковой чувствительности этих двух методов погрешности в одну угловую минуту в предлагаемом методе соответствует относительная погрешность определения энергетического коэффициента отражения 0.05% в фотометрическом методе обобщенной эллипсометрии.

Ключевые слова: анизотропия, анизотропная матрица Джонса, обобщенная эллипсометрия, стандартная эллипсометрия, нуль-эллипсометрия, фотометрическая эллипсометрия.

DOI: 10.21883/OS.2022.03.52166.2590-21

Введение

Эллипсометрия — метод, основанный на анализе изменения состояния полностью поляризованного излучения (линейно, циркулярно или эллиптически поляризованного) при его отражении от поверхности изучаемого объекта (структуры) [1,2]. Этот высокочувствительный неразрушающий бесконтактный оптический метод может использоваться не только для определения макроскопических оптических свойств массивных (объемных) материалов, пленок и многослойных тонкопленочных структур, их толщин, но и также, например, для получения информации о морфологическом строении исследуемых объектов, их однородности, анизотропности, наноструктурном строении, состоянии и шероховатости поверхностей и границ раздела, о их хемо-, термо- и фотостимулированных реакциях и структурных превращениях, для контроля технологических процессов выращивания нужных структур и много другого (см., например, [1–13]).

Большинство работ с использованием эллипсометрического метода выполнено на изотропных системах. Но в последнее время, с усложнением и дальнейшим развитием технологии и созданием все большего числа сложных систем, обладающих в том числе оптической анизотропией, возрастает и интерес к эллипсометрии

к исследованию и характеристике анизотропных объектов. Для этого используются эллипсометры все более сложных конструкций со сложными вычислительными процедурами обработки сигналов уже на этапе получения экспериментальных данных. Целью настоящей работы, наоборот, является изучение возможности использования максимально простой эллипсометрической схемы и столь же простой процедуры измерения для количественной характеристики оптически анизотропных систем.

Стандартная и обобщенная эллипсометрия

При отражении света от оптически изотропных недеполяризующих отражающих систем выполняется условие разделения компонент вектора напряженности электрического поля, лежащих в плоскости падения и перпендикулярно ей (p - и s -компоненты) [1,2]

$$E_p^r = r_p E_p^i, \quad E_s^r = r_s E_s^i.$$

Здесь E_p^i, E_s^i — составляющие комплексной амплитуды электрического вектора падающего света, E_p^r, E_s^r — соответствующие составляющие для отраженного света.

В эллипсометрии изотропных материалов или стандартной эллипсометрии (СтЭ) измеряется отношение комплексных коэффициентов отражения $r_p = |r_p| \exp(i\Delta_p)$ и $r_s = |r_s| \exp(i\Delta_s)$, представленное в виде [1,2]

$$r_p/r_s = \operatorname{tg} \Psi \exp(i\Delta), \quad (1)$$

где $\operatorname{tg} \Psi = |r_p|/|r_s|$ — показывает отношение амплитуд коэффициентов отражения для p - и s - волн, а $\Delta = \Delta_p - \Delta_s$ равно разности между фазовыми скачками этих волн при отражении. Действительные величины Ψ и Δ , называемые эллипсометрическими параметрами, являются измеряемыми в эксперименте величинами в рамках СтЭ.

Для определения Ψ и Δ в СтЭ используются фотометрические эллипсометры и нуль-эллипсометры, использующие компенсационную схему измерения. Классической схемой первых является схема „поляризатор—образец—анализатор“ (PSA), а вторых — схема „поляризатор—компенсатор—образец—анализатор“ (PCSA) или „поляризатор—образец—компенсатор—анализатор“ (PSCA).

Для недеполяризующих анизотропных систем в общем случае отраженная и падающая волны связаны через компоненты (2×2) отражающей матрицы Джонса [1,2]:

$$\begin{aligned} E_p^r &= r_{pp} E_p^i + r_{ps} E_s^i, \\ E_s^r &= r_{sp} E_p^i + r_{ss} E_s^i. \end{aligned}$$

Первый индекс в коэффициентах r_{kl} ($k, l = p, s$) отнесен к поляризации отраженной волны, второй — к поляризации падающей. Ненулевые недиагональные коэффициенты r_{ps} и r_{sp} указывают на наличие поляризационного смещения (конверсии) $p \leftrightarrow s$ -компонент (или, другими словами, мод ТМ \leftrightarrow ТЕ). Для определения всех четырех комплексных элементов матрицы Джонса r_{pp} , r_{sp} , r_{ss} , r_{ps} необходим эллипсометр с двумя компенсаторами — как в плече поляризатора, так и в плече анализатора [8].

Метод СтЭ с использованием основного уравнения эллипсометрии (1) в некоторых случаях применим для исследования и анизотропных систем: при одноосной анизотропии с выделенной осью перпендикулярно поверхности — при любой азимутальной ориентации образца; в иных случаях — при симметричных относительно плоскости падения ориентациях анизотропных отражающих систем, когда недиагональные коэффициенты матрицы отражения r_{ps} и r_{sp} равны нулю [1,2]. Такой подход позволяет определить на основе решения обратной задачи эллипсометрии в рамках СтЭ компоненты тензора диэлектрической проницаемости кристаллов симметрии не ниже орторомбической [7]. Также методом СтЭ возможно определить компоненты тензора диэлектрической проницаемости и толщину двухосно анизотропной пленки с тремя взаимно перпендикулярными осями, одна из которых лежит в плоскости подложки, а две другие наклонены по отношению к этой плоскости (при известном угле наклона одной из них) [12].

Однако гораздо большими возможностями обладает метод анизотропной или обобщенной эллипсометрии (ОЭ), т.е. эллипсометрии, использующей стандартные эллипсометры для измерения в том числе элементов недиагональной матрицы Джонса. В общем случае, в ОЭ можно измерить шесть независимых действительных величин, связанных с компонентами (2×2) матрицы Джонса, в качестве которых выбирают, как правило, шесть действительных величин Ψ_{11} , Ψ_{12} , Ψ_{21} , Δ_{11} , Δ_{12} , Δ_{21} , определяемых как [2]:

$$\frac{r_{pp}}{r_{ss}} = \operatorname{tg} \Psi_{11} e^{i\Delta_{11}},$$

$$\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \operatorname{tg} \Psi_{12} e^{i\Delta_{12}},$$

$$\frac{r_{sp}}{r_{ss}} = \operatorname{tg} \Psi_{21} e^{i\Delta_{21}}$$

или как [3]:

$$\frac{r_{pp}}{r_{ss}} = \operatorname{tg} \Psi_{11} e^{i\Delta_{11}},$$

$$\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \operatorname{tg} \Psi_{12} e^{i\Delta_{12}},$$

$$\frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \operatorname{tg} \Psi_{21} e^{i\Delta_{21}}. \quad (2)$$

Эти наборы величин различаются членами Ψ_{21} , Δ_{21} . В настоящей работе используются величины, определяемые по (2).

Измерение этих величин и решение обратной задачи эллипсометрии в рамках ОЭ является гораздо более сложной и затратной как с экспериментальной, так и теоретической точки зрения задачей по сравнению со СтЭ [1–3,9], что является естественной платой за расширение возможностей эллипсометрической характеристики, ведь ОЭ позволяет определять компоненты тензора диэлектрической проницаемости кристаллов и других анизотропных объемных материалов любой симметрии, определять параметры геометрической структуры и анизотропные оптические характеристики пленок любой симметрии и сложных произвольно ориентированных слоистых наноструктур [3,9].

Использование схемы PCSA (PSCA) в обобщенной эллипсометрии

В стандартной эллипсометрии в схеме PCSA(PSCA) для определения Ψ и Δ в принципе достаточно получить гашение выходящего из анализатора излучения при одном наборе положений {PCA} (произвести измерение в одной измерительной зоне). В ОЭ, где необходимо измерить три комплексные величины вместо одной, таких наборов должно быть минимум три. На практике для уменьшения или исключения влияния несовершенств инструмента в СтЭ измерения проводят в двух или четырех зонах, а в ОЭ для этого требуется от 6 до 12 комбинаций {PCA}, обеспечивающих гашение, и

довольно сложная процедура обработки данных [14]. Это побудило разрабатывать приближенные методы измерения матрицы Джонса (см. [15] и ссылки там), которые, однако, дают приемлемую точность только в случае малой анизотропии.

В ОЭ требования к качеству оптических элементов и юстировке прибора еще более жесткие, чем при измерении систем с диагональной матрицей Джонса. В первую очередь это касается компенсатора, поскольку именно он (и, вообще говоря, все фазосдвигающие элементы) является главным источником систематических ошибок измерений в стандартных эллипсометрах [1,16]. Поэтому в ОЭ очень желательно использовать измерительную схему, в которой не задействован компенсатор. Это к тому же упрощает спектральные измерения, поскольку такая схема не содержит спектрально-чувствительного элемента.

Использование схемы PSA в обобщенной эллипсометрии

Удаление компенсатора приводит нас к схеме PSA. В СтЭ с использованием статического фотометрического эллипсометра PSA значения Ψ и Δ определяются через отношения интенсивностей I_D , детектируемых фотоприемником сигналов, измеренных для трех различных пар угловых положений поляризатора и анализатора [1,17]. При использовании в ОЭ фотометрических эллипсометров со схемой PSA для определения эллипсометрических параметров Ψ_{11} , Ψ_{12} , Ψ_{21} , Δ_{11} , Δ_{12} , Δ_{21} применяется периодическое вращение либо Р, либо А [18], что позволяет повысить точность измерения за счет избыточного количества данных об интенсивности отраженного света. В [19] предложена оптимизированная разновидность фотометрической методики обобщенной эллипсометрии, где вместо измерения Ψ_{11} , Ψ_{12} , Ψ_{21} , Δ_{11} , Δ_{12} , Δ_{21} измеряется зависимость I_D от азимутального положения образца Ω . Преимущество такой методики состоит в том, что в процессе измерения поляризатор и анализатор находятся в фиксированных положениях, вращается лишь образец. Предпочтительными ориентациями анализатора и поляризатора авторы [19] полагают $\alpha_A = \alpha_P = 45^\circ$. При вращении анизотропного образца изменяется матрица Джонса и соответственно интенсивность отраженного света. Вращение может быть либо непрерывным, либо угол Ω может принимать дискретные значения. Зависимость $I_D(\Omega)$ описывается функцией, зависящей от азимута образца Ω , угла падения φ и совокупности оптических и геометрических параметров объекта (диэлектрических проницаемостей, толщин, углов Эйлера). Теоретическое рассмотрение показало [19], что получаемые зависимости $I_D(\Omega)$, сопряженные с моделированием измеряемых анизотропных объектов, позволяют определять тензоры диэлектрической проницаемости и толщины самых различных анизотропных структур.

Недостатком фотометрических методов является трудность получения значений интенсивности с высокой точностью. Поэтому полезно иметь эллипсометрические методы, которые, с одной стороны, не требовали бы компенсатора и не зависели от точной фотометрии отраженного света, с другой. Такие методы позволили бы уменьшить сложность экспериментальной схемы и убрать значительную часть источников ошибок. Данный подход по существу является гибридным, направленным на сочетание более простой элементной базы фотометрического эллипсометра с более точной угловой методикой регистрации, использующейся в нуль-эллипсометрии.

В рамках СтЭ, использующей статический фотометрический эллипсометр PSA, такой метод измерения был предложен в [20]. Если в схеме PSA при измерении изотропного образца задать угловое положение (угол) поляризатора $\alpha_P = \alpha_P^*$, то для отношения модулей амплитуд p - и s -компонент отраженной световой волны будем иметь

$$\operatorname{tg} \Psi^* \equiv |E_p^r|/|E_s^r| = \operatorname{tg} \Psi \operatorname{ctg} \alpha_P^*, \quad (3)$$

а угол χ^* между большой осью эллипса поляризации отраженного света и координатной осью, заданной p -направлением, связан с параметрами Ψ , Δ следующим соотношением:

$$\operatorname{tg} 2\chi^* = -\operatorname{tg} 2\Psi^* \cos \Delta. \quad (4)$$

При $\alpha_P = 45^\circ$ угол между большой осью и p -направлением связан с диагональными элементами матрицы Джонса и параметрами Ψ , Δ как

$$\operatorname{tg} 2\chi = -\operatorname{tg} 2\Psi \cos \Delta, \quad (5)$$

где $0 \leq \chi \leq \pi$.

В [20] было показано, что при любом угле падения света, используя (3) и (4) и найдя два угловых положения анализатора, обеспечивающих минимум интенсивности при двух заданных положениях поляризатора, можно определить величины $\operatorname{tg} \Psi$ и $\cos \Delta$.

В этом интересном варианте СтЭ не используется измерение эллиптичности и, таким образом, достигается простота реализации и более высокая точность. Этот вариант эллипсометрии можно назвать стандартной азимутальной эллипсометрией или стандартной нуль-эллипсометрией в схеме PSA. В [21] проанализировано расширение этого метода для ОЭ. Установлено, что таким методом можно определить пять из шести действительных параметров, полностью определяющих поляризационный отклик оптической системы, найдя пять угловых положений анализатора, обеспечивающих минимум интенсивности при пяти заданных положениях поляризатора, и численно решая систему из пяти нелинейных уравнений. Последнее значительно усложняет использования этого метода в ОЭ.

Предлагаемый вариант обобщенной нуль-эллипсометрии в схеме PSA

Предлагаемый нами подход также, в сущности, является гибридным, направленным на применение более точной угловой нуль-эллипсометрической методики регистрации с использованием при этом более простой элементной базы бескомпенсаторного фотометрического эллипсометра.

При использовании схемы PSA самый простой способ выявить присутствие ненулевых недиагональных коэффициентов r_{ps} и r_{sp} состоит в обнаружении эффекта конверсии (смешивания) поляризаций. Наиболее явственно этот эффект проявляется при установке направления пропускания поляризатора параллельно ($\alpha_p = 0^\circ$) или перпендикулярно ($\alpha_p = 90^\circ$) плоскости падения и соответственно этому направлению пропускания анализатора, перпендикулярно ($\alpha_A = 90^\circ$) или параллельно ($\alpha_A = 0^\circ$) этой плоскости — при таких комбинациях положений P и A наличие ненулевого сигнала после анализатора будет свидетельством ненулевых значений r_{ps} , r_{sp} . Поэтому именно такие комбинации поляризующих элементов используются при исследовании эффекта конверсии поляризации. Распространенным методом таких исследований является измерение зависимости энергетических коэффициентов отражения $R_{ps} \equiv |r_{ps}|^2$ и $R_{sp} \equiv |r_{sp}|^2$ от азимутального положения образца [22].

Предлагаемый здесь подход также предполагает положение поляризатора $\alpha_p = 0^\circ$ или 90° , но измеряемой величиной, зависящей от азимутального положения образца, является угловое положение анализатора α_A , при котором достигается минимум сигнала на детекторе, т. е. угол $\alpha_A^{\min} = \alpha_A(I_D = I_D^{\min})$. Отклонение угла α_A^{\min} от 0° или 90° показывает наличие ненулевых r_{ps} и r_{sp} . Эта методика обнаружения и фиксации анизотропии в плоскости образца через наглядное проявление эффекта конверсии поляризации была применена нами в [23] в качестве чувствительной и быстрой экспресс-методики для сравнительной полуквантитативной оценки величины анизотропии и структуры наклонно осажденных пленок SiO_x и наноструктур $nc\text{-Si-SiO}_x$, получаемых их дальнейшей термической и химической обработками. Использование столь простого эмпирического подхода позволило, например, выявить такой тонкий эффект, как наличие разницы в структуре пленок SiO_x , одновременно осаждаемых на кремниевые подложки с кристаллографическими ориентациями (100) и (111), что было подтверждено различием скоростей травления этих пленок в парах HF, а также различной величиной фотолюминесценции наноструктур $nc\text{-Si-SiO}_x$, получаемых отжигом наклонно осажденных пленок SiO_x [23]. В настоящей работе эта измерительная методика анализируется на предмет ее возможностей для точного количественного определения параметров анизотропных структур.

В общем случае произвольного положения P и A зависимость интенсивности света, падающего на детектор,

дается выражением (отсчет углов от p -направления) [19]

$$I_D = I_D^0 |(r_{pp} \cos \alpha_p + r_{ps} \sin \alpha_p) \cos \alpha_A + (r_{sp} \cos \alpha_p + r_{ss} \sin \alpha_p) \sin \alpha_A|^2, \quad (6)$$

где I_D^0 — интенсивность, падающая на детектор при установленных на просвет плечах эллипсометра в случае параллельности направлений пропускания поляризатора и анализатора ($\alpha_A = \alpha_p$). В (6) предполагается, что поляризационные элементы идеальны и оптический тракт после анализатора не вносит изменений в состояние поляризации света, прошедшего анализатор, в свою очередь детектор является поляризационно нечувствительным и линейным. Это те требования, при которых фотометрические методы, использующие измерение интенсивностей, будут лишены погрешностей. В предлагаемом методе величины I_D^0 и I_D , как будет видно далее, не измеряются, что устраняет значительную часть возможных погрешностей, связанных с использованием схемы PSA для поляризационных фотометрических измерений.

Если направление пропускания поляризатора перпендикулярно плоскости падения ($\alpha_p = 90^\circ$, s -поляризация падающего света), тогда из (6)

$$\begin{aligned} I_D &= I_D^0 |r_{ps} \cos \alpha_A + r_{ss} \sin \alpha_A|^2 = \\ &= I_D^0 \{[(\text{Re } r_{ps})^2 + (\text{Im } r_{ps})^2] \cos^2 \alpha_A + [(\text{Re } r_{ss})^2 + (\text{Im } r_{ss})^2] \sin^2 \alpha_A + 2[\text{Re } r_{ps} \text{Re } r_{ss} + \text{Im } r_{ps} \text{Im } r_{ss}] \cos \alpha_A \sin \alpha_A\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Из условия минимума производной I_D по углу α_A , $\partial I_D / \partial \alpha_A = 0$ из (7) получаем значение α_A , при котором сигнал детектора является минимальным:

$$\text{tg } 2\alpha_A^{\min} = \frac{2[\text{Re } r_{ps} \text{Re } r_{ss} + \text{Im } r_{ps} \text{Im } r_{ss}]}{[(\text{Re } r_{ps})^2 - (\text{Re } r_{ss})^2] + [(\text{Im } r_{ps})^2 - (\text{Im } r_{ss})^2]} = L, \quad (8)$$

$$2\alpha_A^{\min} = \arctg L + n\pi, \quad \alpha_A^{\min} = \frac{1}{2} \arctg L + n\frac{\pi}{2}, \quad (9)$$

где n — целое число.

Проанализируем выражение (8). Поскольку $r_{ss} = |r_{ss}|(\cos \Delta_{ss} + i \sin \Delta_{ss})$, $r_{ps} = |r_{ps}|(\cos \Delta_{ps} + i \sin \Delta_{ps})$, где $|r_{ss}| = \sqrt{R_{ss}}$, $|r_{ps}| = \sqrt{R_{ps}}$, Δ_{ss} и Δ_{ps} — скачки фазы при отражении, выражение для $\text{tg } 2\alpha_A^{\min}$ может быть записано как

$$\text{tg } 2\alpha_A^{\min} = \frac{2|r_{ps}||r_{ss}| \cos(\Delta_{ps} - \Delta_{ss})}{|r_{ps}|^2 - |r_{ss}|^2} = L. \quad (10)$$

Скачки фазы при отражении Δ_{ss} и Δ_{ps} равны $\Delta_{ss} = \delta_{ss}^r - \delta_{ss}^i$, $\Delta_{ps} = \delta_{ps}^r - \delta_{ps}^i$, где δ_{ss}^i — абсолютная фаза колебаний падающей линейно s -поляризованной волны, δ_{ss}^r и δ_{ps}^r — абсолютные фазы колебаний s - и p -компонент эллиптически (в общем случае) поляризованной отраженной волны. Таким образом, фазовая

величина $(\Delta_{ps} - \Delta_{ss})$ в выражении для $\text{tg } 2\alpha_A^{\min}$ определяет сдвиг фазы между конвертированной (p -) и базовой (s -) компонентами отраженной волны, или фазовую составляющую эллипса поляризации отраженного света: $(\Delta_{ps} - \Delta_{ss}) = (\delta_{ps}^r - \delta_{ss}^r)$.

Выражение (10) для $\text{tg } 2\alpha_A^{\min}$ в величинах, представленных в (2), будет иметь вид

$$\begin{aligned} \text{tg } 2\alpha_A^{\min} &\equiv \text{tg } 2\alpha_{12} = \frac{2 \cos \Delta_{12}}{\text{tg } \Psi_{12} - \text{ctg } \Psi_{12}} \\ &= -\text{tg } 2\Psi_{12} \cos \Delta_{12} = \text{tg } 2\chi_{12}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\text{tg } \psi_{12} = |r_{ps}|/|r_{ss}|$, $\Delta_{12} = \Delta_{ps} - \Delta_{ss}$. Видна полная аналогия формул (11) и (5): зависимость угла ориентации эллипса поляризации отраженного света χ_{12} от Ψ_{12} , Δ_{12} при падении на анизотропный образец s -поляризованной световой волны тождественна зависимости угла ориентации эллипса поляризации отраженного света от Ψ и Δ для изотропного образца, облучаемого линейно поляризованной световой волной с одинаковыми амплитудами s - и p -составляющих ($\alpha_p = 45^\circ$).

Углы α_A^{\min} и χ_{12} или равны между собой, или отличаются на $\pi/2$: $\alpha_A^{\min} = \chi_{12} \pm \pi/2$. Из физических соображений следует второй вариант, т.е. минимальная интенсивность за анализатором достигается тогда, когда направление пропускания анализатора перпендикулярно направлению ориентации большей оси эллипса поляризации отраженной волны, т.е. параллельно направлению ориентации меньшей оси эллипса поляризации. Полагая $0 \leq \chi_{1/2} \leq \pi$ и учитывая, что при падении s -поляризованного света и отсутствии эффекта конверсии поляризации $\chi_{12} = \pi/2$, $\alpha_A^{\min} = 0$ или π , примем $\alpha_A^{\min} = \chi_{12} - \pi/2$, тогда диапазон изменения α_{12} составит $-\pi/2 \leq \alpha_A^{\min} \leq +\pi/2$.

Изложенное в этом разделе рассмотрение справедливо и для случая $\alpha_p = 0^\circ$, с той лишь разницей, что индексы ss заменяются на sp , а индексы ps на pp . Выражение для угла α_A^{\min} будет иметь вид

$$\begin{aligned} \text{tg } 2\alpha_A^{\min} &\equiv \text{tg } 2\alpha_{21} = \frac{2|r_{pp}||r_{sp}|\cos(\Delta_{pp} - \Delta_{sp})}{|r_{pp}|^2 - |r_{sp}|^2} \\ &= \frac{2 \cos \Delta_{21}}{\text{ctg } \Psi_{21} - \text{tg } \Psi_{21}} = \text{tg } 2\Psi_{21} \cos \Delta_{21} = -\text{tg } 2\chi_{21}, \end{aligned} \quad (12)$$

где Ψ_{21} и Δ_{21} соответствуют определению из (2).

Полагая $0 \leq \chi_{21} \leq \pi$ и учитывая, что $\alpha_A^{\min} = -\chi_{21} \pm n\pi/2$, а также то, что при падении p -поляризованного света и отсутствии эффекта конверсии поляризации $\chi_{21} = 0$ или π , и принимая $n = +1$, получим $\alpha_A^{\min} = -\chi_{21} + \pi/2$, тогда диапазон изменения α_A^{\min} составит

$$-\pi/2 \leq \alpha_A^{\min} \leq +\pi/2.$$

Таким образом, предлагаемый метод заключается в экспериментальном определении угла, перпендикулярного ориентации (азимута) эллипса поляризации отраженного света $\chi_{12}(\chi_{21})$ в зависимости от угла ориентации (азимута) образца Ω с последующим фитингом

этой зависимости с использованием адекватной оптической модели измеряемого объекта с целью нахождения тех значений параметров оптической модели, которые наилучшим образом позволяют описать экспериментальные кривые $\alpha_A^{\min}(\Omega)$ через вычисляемые по этой модели элементы анизотропной матрицы Джонса.

Чувствительность предлагаемого метода

Чувствительность эллипсометрического метода можно рассматривать в двух взаимодополняющих аспектах [20]. Первый — это физическая чувствительность метода, которая определяется скоростью изменения измеряемых величин с изменением характеристик подопытного объекта. В нашем случае она будет зависеть от того, как сильно ориентация эллипса поляризации (и, следовательно, угол α_A^{\min}) изменяется в зависимости от изменения оптических и геометрических характеристик исследуемой системы. Другой аспект — это чувствительность (точность), с которой измеряемые величины могут быть фактически измерены (экспериментальная чувствительность или точность). В этом контексте влияние экспериментальных ошибок на измеренные оптические постоянные и толщины также является определяющим фактором.

Для анализа физической чувствительности метода стандартной нуль-эллипсометрии в схеме PSA в [20] с целью уменьшения числа переменных в такого рода анализе рассмотрена зависимость угла ориентации эллипса поляризации отраженного света от Ψ и Δ при падении на изотропные структуры линейно поляризованного света с $\alpha_p = 45^\circ$. В такой измерительной ситуации зависимость $\chi(\Psi, \Delta)$ имеет вид (5). Результаты этого рассмотрения применимы и в нашем случае, имея в виду полную аналогию между зависимостями $\chi(\Psi, \Delta)$ и $\chi_{12}(\Psi_{12}, \Delta_{12})$, $\chi_{21}(\Psi_{21}, \Delta_{21})$. Анализ зависимостей $\chi(\Delta)$ и $\partial\chi/\partial\Delta$ для различных значений $\text{tg } \Psi$ как параметра позволил заключить: а) при малых и больших значениях $\text{tg } \Psi$ чувствительность практически одинакова во всем диапазоне Δ и довольно мала; б) за исключением малых и больших значений $\text{tg } \Psi$, чувствительность, как правило, увеличивается с увеличением Δ и достигает максимума при $\Delta \rightarrow \pm 90^\circ$, но в случае, когда $\text{tg } \Psi$ около 0.7 или 1.5, чувствительность остается относительно высокой, при уменьшении Δ , например, до 40° или увеличении до 120° ; в) когда $\text{tg } \Psi = 1$, имеет место экстремальная ситуация, при которой чувствительность равна нулю для всех Δ .

Что касается экспериментальной чувствительности, то когда измеряется ориентация эллипса поляризации, как и в нашем случае, предпочтительно иметь дело с эллипсами с малой эллиптичностью — чем меньше эллиптичность, тем выше достижимая точность определе-

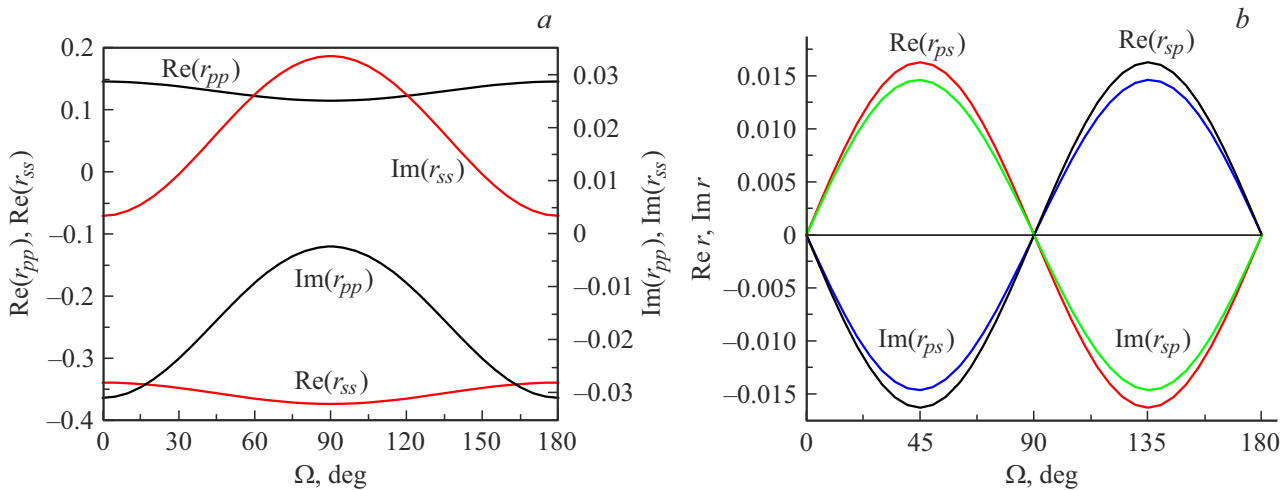


Рис. 1. Зависимость элементов анизотропной матрицы Джонса от угла поворота (азимута) образца при падении света со стороны воздуха под углом $\varphi = 45^\circ$ на кристалл с $n_e = 1.70$, $n_o = 1.60$, $k_o = 0.01$, $k_e = 0.11$.

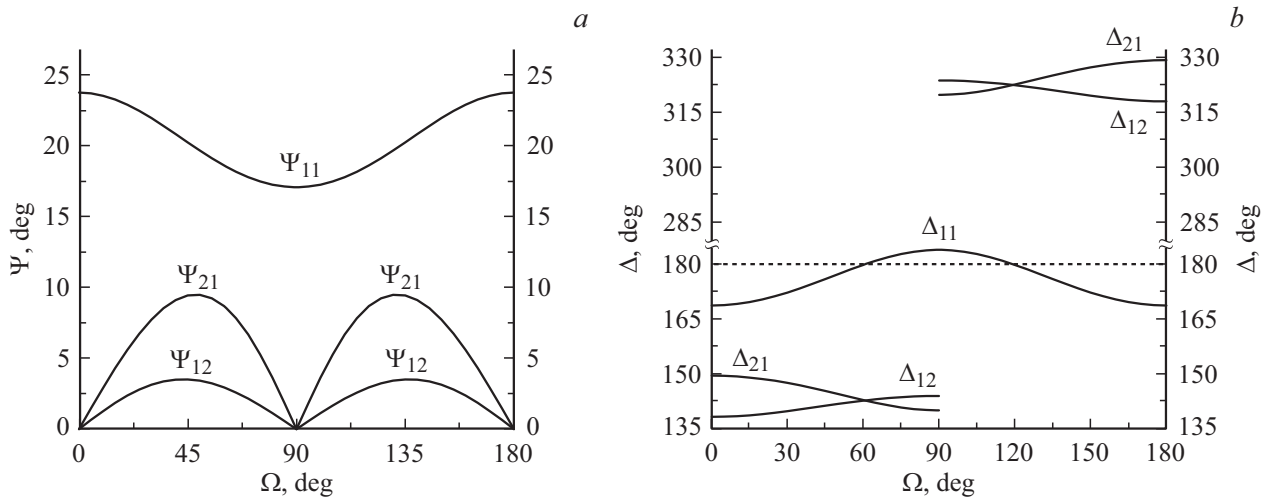


Рис. 2. Зависимость эллипсометрических параметров Ψ_{11} , Ψ_{12} , Ψ_{21} , Δ_{11} , Δ_{12} , Δ_{21} от угла поворота (азимута) образца при падении света со стороны воздуха под углом $\varphi = 45^\circ$ на кристалл с $n_e = 1.70$, $n_o = 1.60$, $k_o = 0.01$, $k_e = 0.11$.

ния ориентации эллипса поляризации. Количественной мерой, определяющей точность позиционирования анализатора в минимуме сигнала детектора, может служить коэффициент экстинкции $K = I_D^{\min} / I_D^{\max}$. Минимальная и максимальная интенсивности будут иметь место тогда, когда направление пропускания анализатора будет параллельно малой и большой оси эллипса. Отсюда K выражается через параметры эллипса поляризации (для $\alpha_P = 90^\circ$) как

$$K = \frac{b^2}{a^2} = \text{tg}^2 \gamma_{12}$$

$$= \frac{|r_{ps}|^2 \sin^2 \chi_{12} + |r_{ss}|^2 \cos^2 \chi_{12} - 2|r_{ps}||r_{ss}| \cos(\Delta_{ss} - \Delta_{ps}) \cos \chi_{12} \sin \chi_{12}}{|r_{ps}|^2 \cos^2 \chi_{12} + |r_{ss}|^2 \sin^2 \chi_{12} + 2|r_{ps}||r_{ss}| \cos(\Delta_{ss} - \Delta_{ps}) \cos \chi_{12} \sin \chi_{12}}, \quad (13)$$

где a и b — соответственно большая и малая оси эллипса поляризации, а угол эллиптичности γ_{12} определяется выражением

$$\sin 2\gamma_{12} = \frac{2|r_{ps}||r_{ss}| \sin(\Delta_{ss} - \Delta_{ps})}{|r_{ps}|^2 + |r_{ss}|^2},$$

так что $\text{tg}(|\gamma_{12}|) = b/a$.

Чем меньше величина K , тем выше чувствительность и точность метода.

В общем случае в бескомпенсаторной схеме минимальная интенсивность света за анализатором (на детекторе) может быть намного больше, чем при использовании нуля-методики в схеме с компенсатором, и минимум на зависимости $I_D(\alpha_A)$ может быть широким и неглубоким, что будет снижать точность нахождения α_A^{\min} . Для уменьшения случайной ошибки определения азимута эллипса поляризации в бескомпенсаторных PSA-

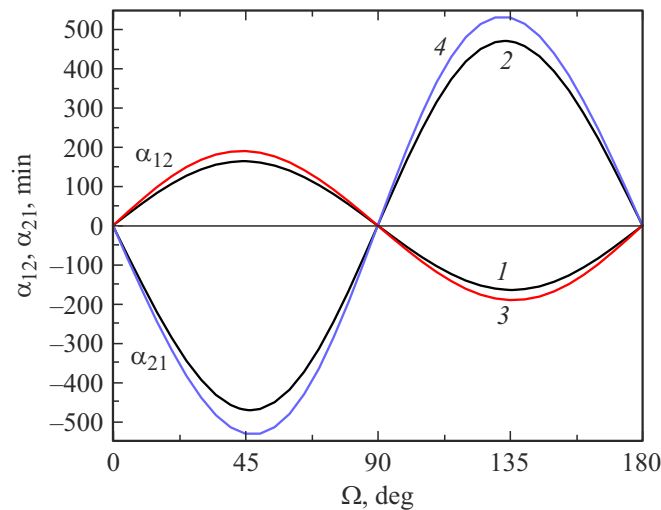


Рис. 3. Азимутальные зависимости углов отклонения анализатора от положения $\alpha_A = 0^\circ$ (α_{12}) (1 и 3) и от положения $\alpha_A = 90^\circ$ (α_{21}) (2 и 4) при падении со стороны воздуха под углом $\varphi = 45^\circ$ *s*- (1 и 3) и *p*- (2 и 4) поляризованного света. $n_e = 1.70$ (1 и 2) и 1.72 (3 и 4). $n_o = 1.60$, $k_o = 0.01$, $k_e = 0.11$ во всех случаях.

эллисометрах было предложено [24,25] использовать метод качания, реализуемый при помощи вращателей поляризации (ячейки Фарадея, жидкокристаллические ячейки). Возможны схемы с одним вращателем, расположенным перед анализатором [24] и двумя вращателями: один за поляризатором, а другой перед анализатором [25]). Этим достигается очень точное детектирование положения гашения по компоненте фототока на частоте (частотах) модуляции (качания). Вместе с тем, как показано в [25], введение вращателей поляризации наряду с уменьшением случайной ошибки создает дополнительный источник систематических погрешностей, которые в первую очередь сказываются на получаемых значениях параметра Δ .

Возможен и другой подход к повышению чувствительности метода, состоящий не в усложнении оптической схемы PSA, а в использовании специальных схем регистрации сигнала детектора. Например, можно подавать, как было сделано в [26] при измерении образцов, заметно деполяризующих отраженный свет, на вход гальванометра кроме сигнала с ФЭУ также сигнал со схемы электрической компенсации фототока. Такая схема обеспечивает создание регулируемого прототока на входе гальванометра, в результате чего гальванометр будет отображать не саму значительную величину фототока, а малую разность его и прототока, в результате значительно уменьшается предел регистрируемого изменения фототока, что повышает точность нахождения „положения гашения“.

Для сравнительной оценки возможностей предлагаемого метода мы промоделировали его работу на примере гипотетического анизотропного материала (кристалла), обладающего как двулучепреломлением, так и дихроизмом, оптическая ось которого параллельна его отражающей поверхности. Это дает возможность

сравнить его чувствительность как с фотометрическим методом, использующим азимутальное вращение образца [19], так и с методом СтЭ в схеме PCSA, который в данном случае позволяет определить оптические константы кристалла n_o , n_e , k_o , k_e через параметры Ψ_{\parallel} , Δ_{\parallel} и Ψ_{\perp} , Δ_{\perp} , измеренные при ориентации плоскости падения параллельно и перпендикулярно оптической оси [1].

Для вычисления элементов анизотропной матрицы Джонса были составлены программы на Fortran, использующие аналитические выражения, полученные для данного типа анизотропии в [27] и воспроизведенные в [1,14], а также более общие аналитические выражения, полученные в [28,29] для одноосного кристалла с произвольной ориентацией оптической оси относительно отражающей поверхности кристалла. Проверочные расчеты по формулам из [27] со значениями оптических констант, с которыми эти формулы применялись в [14,30], показали совпадение результатов. Результаты работы программы, использовавшей выражения из [28,29], совпали с результатами конкретного расчета по этим формулам в [31]. Это указывает на отсутствие ошибок в обеих программах. Сравнение результатов расчета по формулам [27] и [28, 29] для одних и тех же наборов значений φ , Ω , n_o , n_e , k_o , k_e показало совпадение вычисленных значений r_{ss} , r_{ps} . Вместе с тем вычисленные по [28,29] значения r_{pp} и r_{sp} совпадали по модулю со значениями r_{pp} и r_{sp} , вычисленными по [27], но имели противоположные к ним знаки. При этом в изотропном пределе использование выражений из [28, 29] давало знак r_{pp} , противоположный получаемому из формул Френеля.

В соответствии с принципом взаимности в поляризационной оптике для такого кристалла при его вращении вокруг оси, перпендикулярной поверхности, должно выполняться условие $r_{sp} = -r_{ps}$ [30]. Алгебраический

анализ выражений из [27], проведенный в [32], показал, что условие $r_{sp} = -r_{ps}$ заложено в них в неявном виде. Анализ выражений из [28,29], проведенный в [30], показал, что фазовое соглашение для отраженной p -волны, использованное в [28,29], отличается на π от того, которое использовано в [27], что приводит к изменению знака амплитуды отраженной p -волны. Это меняет знаки r_{sp} и r_{pp} . В дальнейших наших расчетах использовалось фазовое соглашение, обеспечивающее условие $r_{sp} = -r_{ps}$. Результаты вычислений элементов анизотропной матрицы Джонса для такого кристалла с оптическими константами $n_o = 1.6$, $n_e = 1.7$, $k_o = 0.01$, $k_e = 0.11$ при угле падения света $\varphi = 45^\circ$ со стороны воздуха ($n = 1$) приведены на рис. 1. Как видно из рис. 1, *a*, период азимутальной зависимости r_{pp} и r_{ss} составляет 180° , зависимости зеркально симметричны относительно положений $\Omega = 90^\circ$ и 270° . Знаки действительной и мнимой частей каждого из них противоположны. Зависимости $r_{ss}(\Omega)$ и $r_{pp}(\Omega)$ противофазны: $|\text{Re}(r_{ss})|$ и $|\text{Im}(r_{ss})|$ максимальны при $\Omega = 90^\circ$ и 270° , а $|\text{Re}(r_{pp})|$ и $|\text{Im}(r_{pp})|$ при $\Omega = 0^\circ(360^\circ)$ и 180° , при этом эти максимальные значения больше для s -компоненты (особенно сильно отличаются действительные части). Период азимутальных зависимостей r_{ps} и r_{sp} (рис. 1, *b*) также составляет 180° , также противоположны знаки действительной и мнимой частей каждого из этих элементов, при $\Omega = 90^\circ$ имеет место знакоперемена, в результате чего эти азимутальные зависимости являются инверсно-симметричными относительно положения $\Omega = 90^\circ(270^\circ)$.

На рис. 2, *a* представлены азимутальные зависимости эллипсометрических параметров Ψ_{11} , Ψ_{12} , Ψ_{21} . Зависимость $\Psi_{11}(\Omega)$ имеет период 180° с минимумами при 90° и 270° и максимумами при $0^\circ(360^\circ)$ и 180° , она зеркально симметрична относительно $\Omega = 90^\circ(270^\circ)$. Хотя неотрицательные параметры Ψ_{12} и Ψ_{21} принимают нулевые значения через каждую четверть оборота столика, зависимости $\Psi_{12}(\Omega)$, $\Psi_{21}(\Omega)$ также имеют период 180° , поскольку первый максимум зависимости $\Psi_{12}(\Omega)$ смещен влево от положения $\Omega = 45^\circ$, а второй вправо от положения $\Omega = 135^\circ$. И наоборот, первый максимум зависимости $\Psi_{21}(\Omega)$ смещен вправо от положения $\Omega = 45^\circ$, а второй влево от положения $\Omega = 135^\circ$ (и так же, как и для $\Psi_{11}(\Omega)$, имеет место зеркальная симметричность относительно $\Omega = 90^\circ(270^\circ)$). Большая разница в величине Ψ_{12} и Ψ_{21} обусловлена большой разницей в значениях $|r_{ss}|$ и $|r_{pp}|$. Рисунок 2, *b* демонстрирует зависимости $\Delta_{11}(\Omega)$, $\Delta_{12}(\Omega)$, $\Delta_{21}(\Omega)$. Зависимость $\Delta_{11}(\Omega)$ является непрерывной функцией с периодом 180° , зеркально симметричной относительно $\Omega = 90^\circ(270^\circ)$. Зависимости $\Delta_{12}(\Omega)$, $\Delta_{21}(\Omega)$ представляют собой функции с разрывом, скачки фаз имеют место при $0^\circ(360^\circ)$, 90° , 180° , 270° , период функций 180° . В пределах этого периода имеется два азимутальные положения, при которых $\Delta_{11} = 180^\circ$ и также $\Delta_{12} = \Delta_{21}$. Для данного конкретного набора оптических констант эти положения составляют $60.68^\circ(240.68^\circ)$ и $119.32^\circ(299.32^\circ)$. При

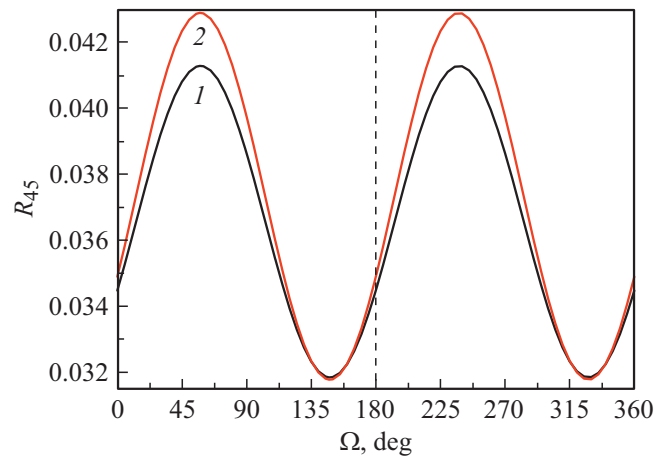


Рис. 4. Азимутальные зависимости энергетического коэффициента отражения R_{45} при положении поляризатора и анализатора $\alpha_A = \alpha_P = 45^\circ$ при падении света со стороны воздуха под углом $\varphi = 45^\circ$ на кристалл с $n_e = 1.70$, $n_o = 1.6$, $k_o = 0.01$, $k_e = 0.11$ (1) и кристалл с $n_e = 1.72$, $n_o = 1.6$, $k_o = 0.01$, $k_e = 0.11$ (2).

указанной выше вводной величины, которые могут быть измерены методом СтЭ, имеют значения $\Psi_{\parallel} \equiv \Psi_{11}(\Omega=0^\circ) = 23.7675^\circ$, $\Delta_{\parallel} \equiv \Delta_{11}(\Omega=0^\circ) = 168.6727^\circ$, $\Psi_{\perp} \equiv \Psi_{11}(\Omega=90^\circ) = 17.0893^\circ$, $\Delta_{\perp} \equiv \Delta_{11}(\Omega=90^\circ) = 183.965^\circ$.

На рис. 3 приведены зависимости измеряемых величин $\alpha_{12} = \alpha_A^{\min}$ и $\alpha_{21} = \alpha_A^{\min} - \pi/2$ (для удобства α_{21} соответствует отсчитыванию α_A^{\min} от s -направления, при таком определении α_{12} соответствует азимуту малой оси эллипса поляризации, а α_{21} — азимуту большой оси) также и для случая $n_e = 1.72$. Период этих инверсно симметричных зависимостей составляет 180° , экстремумы $\alpha_{12}(\Omega)$ находятся при $\Omega < 45(225)^\circ$ и $\Omega > 135(315)^\circ$, а экстремумы $\alpha_{21}(\Omega)$ при $\Omega > 45(225)^\circ$ и $\Omega < 135(315)^\circ$. Углы α_{21} значительно превосходят углы α_{12} , что также обусловлено разницей в значениях $|r_{ss}|$ и $|r_{pp}|$.

Рисунок 4 демонстрирует азимутальную зависимость энергетического коэффициента отражения $R_{45}(\Omega)$ ($R_{45} = I_D^{45}/I_D^0$, где I_D^{45} — интенсивность отраженного света, регистрируемая детектором при $\alpha_P = \alpha_A = 45^\circ$), т.е. величины, измеряемой в методе, предложенном в [19]. Эта функция имеет период 180° , повторяя свои значения во втором полуобороте предметного столика. Угловое расстояние от ее максимумов до положения $\Omega = 90^\circ(270^\circ)$ такое же ($\approx 32.4^\circ$), как и расстояние от ее минимумов до $\Omega = 180^\circ$ и $360^\circ(0^\circ)$. Сравнение вида зависимостей на рис. 3 и 4 показывает, что при обороте столика с заданным дискретным азимутальным шагом полное количество измеренных независимых данных для R_{45} набирается при половине оборота столика, а для получения такого же количества независимых данных об углах ориентации эллипса поляризации в предлагаемом методе необходимо и достаточно пройти четверть

оборота столика, но при двух положениях поляризатора: $\alpha_P = 0$ и 90° .

Рассмотрим для примера чувствительность всех трех методов к изменению показателя преломления необыкновенного луча n_e при его росте от 1.70 до 1.72. Это приведет к большему изменению параметров Ψ , Δ в параллельной ориентации: $\delta\Psi_{\parallel} = 24.5386^\circ - 23.7675^\circ = 0.7711^\circ$, $\delta\Delta_{\parallel} = 169.2583^\circ - 168.6727^\circ = 0.5856^\circ$; $\delta\Psi_{\perp} = 16.8402^\circ - 17.0893^\circ = -0.2491^\circ$; $\delta\Delta_{\perp} = 183.771^\circ - 183.965^\circ = -0.194^\circ$. Таким образом, PCSA-эллипсометр с пороговой чувствительностью $\approx 0.01^\circ$ по Ψ и Δ , характерной для ручных лазерных эллипсометров, может зафиксировать изменение n_e на уровне ≈ 0.0003 . Заметим, что в отсутствие симметричных ситуаций с $r_{sp} = r_{ps} = 0$ точность измерений с использованием такого эллипсометра существенно снизится, а трудоемкость измерений и обработки их результатов, наоборот, значительно увеличится.

Сравнение данных, представленных на рис. 3 и 4, позволяет сравнить физическую чувствительность предлагаемого метода и метода, предложенного в [19]. Кривые 1 и 2 на рис. 3 соответствуют значению $n_e = 1.70$, а кривые 3 и 4 — 1.72. Изменение n_e на 0.02 вызывает увеличение $|\alpha_{21}|$ и $|\alpha_{12}|$ в экстремумах с 471.3' до 531.3' и с 164.3' до 190.3' соответственно, т. е. в 1.127 и 1.183 раза. Относительный рост R_{45} в максимуме при таком увеличении n_e составляет 1.043 (рост от 0.041305 до 0.042909, как показывает сравнение кривых 1 и 2 рис. 4). Как видим, физическая чувствительность предлагаемого метода выше, но все же это величины сравнимые. Таким образом, отличие (разница) в конечной чувствительности этих двух методик будет практически полностью определяться их приборной реализацией (экспериментальной чувствительностью, точностью). Абсолютное изменение $|\alpha_{21}|$ в экстремумах составляет 60', а величина изменения R_{45} в максимуме 0.001603. Если углы α_{21} и α_{12} измеряются с погрешностью 1', то возможно зафиксировать изменение n_e на уровне 0.00035, что соответствует чувствительности СтЭ, определяющей Ψ и Δ с погрешностью 0.01° . Исходя из величины изменения R_{45} , для получения такой чувствительности фотометрический метод [19] должен иметь реализацию, обеспечивающую измерение энергетического коэффициента отражения R_{45} с относительной погрешностью 0.05%, что представляется гораздо более трудной задачей, чем измерение углов α_{21} и α_{12} с погрешностью 1'.

Заключение

Проведен аналитический анализ предложенной методики определения параметров анизотропных структур, основанной на измерении зависимости угла ориентации осей эллипса поляризации отраженного света при падении на структуру s - или p -поляризованного света от азимутальной ориентации образца. На примере одноосного кристалла с выделенной осью, параллельной его повер-

ности, показано, что возможности такой бескомпенсаторной методики, реализуемой в схеме PSA, не уступают возможностям стандартной нуль-эллипсометрии в схеме PCSA (PSCA), требующей наличия высококачественного компенсатора. Также установлено, что метод, основанный на измерении энергетического коэффициента отражения в зависимости от азимутальной ориентации образца, может обеспечить сравнимую чувствительность при обеспечении относительной погрешности измерения коэффициента отражения порядка 0.05%.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light* (North-Holland, Amsterdam, 1977). [Р. Аззам, Н. Башара. *Эллипсометрия и поляризованный свет*, пер. с англ. (М., 1981)].
- [2] *Основы эллипсометрии*. Под ред. А.В. Ржанова. (Новосибирск, Наука, 1979. 424 с.).
- [3] *Ellipsometry at the Nanoscale*, ed. by M. Losurdo and K. Hingerl (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2013).
- [4] В.А. Швеиц, Е.В. Спесивцев, С.В. Рыхлицкий, Н.Н. Михайлов. *Российские нанотехнологии*, **4**(3), 72 (2009). [V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhitskii, N.N. Mikhailov. *Nanotechnologies in Russia*, **4** (3), 201 (2009)]. DOI: 10.1134/S1995078009030082]
- [5] Н.В. Сопинский. *Автометрия*, 106 (1997). [N.V. Sopinskii. *Optoelectron. Instrument. Proc.* **1**, 95 (1997)].
- [6] Y. Murakami, T. Ogawa, M. Wakaki, S. Kawabata. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39 Part 1** (2A), 509 (2000). DOI: 10.1143/JJAP.39.509
- [7] G.J. Babonas, A. Reza, R. Szymczak, M. Baran, S. Shiryaev, J. Fink-Finowicki, H. Szymczak. *Acta Phys. Pol. A.*, **105** (1–2), 197 (2004). DOI: 10.12693/APhysPolA.105.197
- [8] А.А. Новиков, И.А. Храмовский, В.Ю. Иванов, И.С. Федоров, А. Туркбоев. *Изв. вузов. Приборостроение*, **52** (1), 62 (2009).
- [9] D. Schmidt, B. Booso, T. Hofmann, E. Schubert, A. Sarangan, M. Schubert. *Appl. Phys. Lett.*, **94** (1), 011914 (2009). DOI: 10.1063/1.3062996
- [10] Н.В. Сопинский, В.С. Хомченко, О.С. Литвин, А.К. Савин, Н.А. Семенов, А.А. Евтух, В.П. Соболевский, Г.П. Ольховик. *ЖТФ*, **81** (11), 125 (2011). [N.V. Sopinskii, V.S. Khomchenko, O.S. Litvin, A. K. Savin, N.A. Semenenko, A.A. Evtukh, V.P. Sobolevskii, G.P. Ol'khovik. *Technical Physics*, **56** (11), 1665 (2011). DOI: 10.1134/S1063784211110259]
- [11] M.V. Sopinsky, N.A. Vlasenko, I.P. Lisovskyy, S.O. Zlobin, Z.F. Tsybrii, L.I. Veligura. *Nanoscale Res. Lett.*, **10**, Article 232 (2015). DOI: 10.1186/s11671-015-0933-0
- [12] Н.В. Сопинский. *Опт. и спектр.* **123** (5), 764 (2017). [N.V. Sopinskii. *Opt. Spectrosc.* **123**, 778 (2017). DOI: 10.1134/S0030400X17110212]
- [13] Т.Х. Хасанов. *Опт. и спектр.*, **127** (2), 270 (2019). [T.Kh. Khasanov. *Opt. Spectrosc.*, **127**, 271 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19080149].

- [14] R.M.A. Azzam, N.M. Bashara. *J. Opt. Soc. Am. A.*, **64** (2), 128 (1974). DOI: 10.1364/JOSA.64.000128
- [15] А.Ю. Тронин. ПТЭ. № 6, 123 (1989).
- [16] J. Lee, P.I. Rovira, I. An, R.W. Collins. *J. Opt. Soc. Am. A.*, **18** (8), 1980 (2001). DOI: 10.1364/JOSAA.18.001980
- [17] N.Ya. Gorban, L.V. Poperenko. *J. Appl. Spectrosc.*, **33** (4), 1120 (1980). DOI: 10.1007/BF00608389
- [18] W. Xu, L.T. Wood, T.D. Golding. *Thin Solid Films*, **384** (2), 276 (2001). DOI: 10.1016/S0040-6090(00)01861-7
- [19] W. Xu, L.T. Wood, T.D. Golding. *Surf. Sci.*, **495** (1–2), 153 (2001). DOI: 10.1016/S0039-6028(01)01559-X
- [20] S.C. Som, C. Chowdhury. *J. Opt. Soc. Am.*, **62** (1), 10 (1972). DOI: 10.1364/JOSA.62.000010
- [21] R.M.A. Azzam. *J. Opt. Soc. Am.*, **68** (4), 514 (1978). DOI: 10.1364/JOSA.68.000514
- [22] И.З. Индутный, В.И. Минько, Н.В. Сопинский, Е.В. Свеженцова. *Журн. прикл. спектр.*, **86** (6), 933 (2019). [I.Z. Indutnyi, V.I. Mynko, M.V. Sopinskyu, K.V. Svezhentsova. *J. Appl. Spectrosc.*, **86** (6), 1058 (2020). DOI: 10.1007/s10812-020-00940-4].
- [23] M.V. Sopinskyu, I.Z. Indutnyi, K.V. Michailovska, P.E. Shepeliavi, V.M. Tkach. *Semicond. Phys. Quantum. Electron. Optoelectron.*, **14** (3), 273 (2011). DOI: 10.15407/spqeo14.03.273
- [24] J. Monin, G.A. Boutry. *Nouvelle Revue d'Optique*, **4** (3), 159 (1973). DOI: 10.1088/0335-7368/4/3/305
- [25] С.А. Алексеев, В.Т. Прокопенко. *Измер. техн.*, **27** (9), 20 (1984). [S.A. Alekseev, V.T. Prokopenko. *Meas. Tech.*, **27** (9), 777 (1984). DOI: 10.1007/BF00863738].
- [26] А.А. Тихий. *Оптические и резистивные свойства нестехиометрических магнитных пленок на основе манганит-лантановых соединений*. Дис. канд. физ.-мат. наук. Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина. Донецк, 2018.
- [27] T.P. Sosnowksi. *Opt. Commun.*, **4** (6), 408 (1972). DOI: 10.1016/0030-4018(72)90112-5
- [28] J. Lekner. *J. Phys. Condens. Matter.*, **3** (32), 6121 (1991). DOI: 10.1088/0953-8984/3/32/017
- [29] J. Lekner. *J. Opt. Soc. Am. A.*, **10** (9), 2059 (1993). DOI: 10.1364/JOSAA.10.002059
- [30] R. Bhandari. *J. Opt. Soc. Am.*, **26** (11), 2368 (2009). DOI: 10.1364/JOSAA.26.002368
- [31] J. Lekner. *J. Opt. Soc. Am. A.*, **14** (6), 1359 (1997). DOI: 10.1364/JOSAA.14.001359
- [32] D.J. De Smet. *J. Opt. Soc. Am.*, **65** (4), 461 (1975). DOI: 10.1364/JOSA.65.000461