УДК 535.5

ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ

В. А. Швец

Учреждение Российской академии наук
Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: shvets@isp.nsc.ru

Рассмотрены особенности отражения поляризованного света от поверхности, которая движется относительно наблюдателя со скоростью, сравнимой со скоростью света. Коэффициенты отражения и эллипсометрические параметры движущегося образца изменяются вследствие преобразования угла падения и длины волны света и зависят от ориентации вектора скорости относительно нормали поверхности и направления волнового вектора падающей волны. Представлены частные случаи взаимной ориентации этих векторов. Показано, что если вектор скорости лежит в плоскости образца и перпендикулярен плоскости падения света, то изотропная отражающая поверхность проявляет анизотропные свойства. Сделана оценка предельной минимальной скорости, при которой можно обнаружить эффект анизотропии.

Ключевые слова: эллипсометрия, аберрация света, эффект Доплера, коэффициенты отражения.

Введение. С момента возникновения метода эллипсометрии предполагалось, что исследуемый объект неподвижен относительно измерительной аппаратуры (эллипсометра). Такое предположение вполне оправдано, поскольку в подавляющем большинстве эллипсометрических приложений образец, действительно, неподвижен относительно эллипсометра [1]. Но даже в тех редких случаях, когда образец движется в процессе измерений [2], это движение не оказывает в принципиальном плане какого-либо влияния на результаты, так как при скоростях, которые достижимы в лабораторных условиях, проявление релятивистских эффектов пренебрежимо мало. Тем не менее представляют интерес эллипсометрические измерения образца, движущегося со скоростью, сравнимой со скоростью света. Оставляя без внимания вопрос о практической значимости такой постановки, отметим, что под термином «эллипсометрия» понимается не только метод исследования, но и раздел оптики, изучающий взаимодействие поляризованного света с отражающей системой [3]. Цель данной работы — восполнить существующий пробел в теории эллипсометрии.

Постановка задачи. Преобразование углов падения и отражения света и длины волны. Прежде всего, возникает вопрос: как изменятся (и изменятся ли вообще) эллипсометрические параметры образца, если придать ему некоторую скорость? Напомним, что эллипсометрические параметры Ψ, Δ определяются соотношением [3, 4]

$$\rho \equiv \mathrm{tg}\,\Psi \mathrm{e}^{i\Delta} = R_p/R_s, \tag{1}$$

где R_p, R_s — комплексные коэффициенты отражения света для волн, поляризованных в плоскости падения (p) и перпендикулярно к ней (s), учитывающие изменения амплитуды и фазы волны при отражении.

Рассмотрим оптически изотропную отражающую поверхность (образец). Пусть её коэффициенты отражения известны как функции угла падения φ и длины волны света λ: $R_{p,\,s} = R_{p,\,s}(\varphi, \lambda)$. При этом эллипсометрические параметры, определяемые соотношением (1), — также известные функции φ и λ. Предположим, что отражающая поверхность движется относительно эллипсометра со скоростью V, достаточно большой, чтобы можно было учитывать релятивистские эффекты. Какими окажутся значения эллипсометрических параметров для света, падающего на образец под углом φ_i? Будем полагать, что свет падает из среды с показателем преломления $n_0 = 1$. Таким образом, оптические свойства внешней среды не зависят от системы отсчёта. Обозначим через Э систему отсчёта, в которой неподвижен эллипсометр, а через О — систему отсчёта, в которой неподвижен образец. Параметры отражённого света в системе Э будут полностью определяться заданием в ней трёх векторов: вектора скорости образца $\mathbf{V}$, волнового вектора падающего на образец света $\mathbf{k}_i$ и единичного вектора нормали движущейся поверхности $\boldsymbol{\nu}$. При этом, не теряя общности, можно считать, что вектор $\mathbf{V}$ направлен вдоль координатной оси OX.

Найдём формулы для углов падения и отражения при переходе из одной системы отсчёта в другую. При переходе в систему О волновой вектор $\mathbf{k}_i$ и частота ω_i падающего на образец света преобразуются по правилу четырёхмерных векторов [5]:

$$k'_{ix} = \gamma\Big(k_{ix} - \beta\frac{\omega_i}{c}\Big), \tag{2а}$$

$$k'_{iy} = k_{iy}, \tag{2б}$$

$$k'_{iz} = k_{iz}, \tag{2в}$$

$$\omega'_i = \gamma(\omega_i - k_{ix}V). \tag{2г}$$

Здесь и далее величины со штрихами соответствуют системе О; $\beta = V/c$; $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Угол падения света в системе О выразим через $\mathbf{k}'$ и $\boldsymbol{\nu}'$. Для этого найдём компоненты единичного вектора нормали поверхности в системе О. Учитывая лоренцево сокращение вдоль оси X и условие нормировки единичного вектора, получаем для прямого преобразования из системы Э в систему О следующие выражения:

$$\nu'_x = \frac{\nu_x}{\gamma\sqrt{1-\nu_x^2\beta^2}}, \tag{3а}$$

$$\nu'_y = \frac{\nu_y}{\sqrt{1-\nu_x^2\beta^2}}, \tag{3б}$$

$$\nu'_z = \frac{\nu_z}{\sqrt{1-\nu_x^2\beta^2}}. \tag{3в}$$

Формулы обратного преобразования при переходе из системы О в систему Э имеют вид

$$\nu_x = \frac{\gamma\nu'_x}{\sqrt{\gamma^2\nu'^2_x + \nu'^2_y + \nu'^2_z}}, \tag{4а}$$

$$\nu_y = \frac{\nu'_y}{\sqrt{\gamma^2\nu'^2_x + \nu'^2_y + \nu'^2_z}}, \tag{4б}$$

$$\nu_z = \frac{\nu'_z}{\sqrt{\gamma^2\nu'^2_x + \nu'^2_y + \nu'^2_z}}. \tag{4в}$$

Теперь можно выразить угол падения света на образец в системе О через скалярное произведение векторов $\mathbf{k}'_i$ и $\boldsymbol{\nu}'$:

$$\cos\varphi'_i = -\frac{(\mathbf{k}'_i \cdot \boldsymbol{\nu}')}{|\mathbf{k}'_i|} = \frac{\cos\varphi_i + \beta\nu_x}{\gamma\left(1 - \frac{k_{ix}V}{\omega_i}\right)\sqrt{1-\beta^2\nu_x^2}}. \tag{5}$$

Здесь учтено, что $|\mathbf{k}'_i| = \omega'/c$. В системе О, где образец неподвижен, угол отражения равен углу падения ($\varphi'_r = \varphi'_i$) и волновой вектор отражённой волны $\mathbf{k}'_r = \mathbf{k}'_i - 2\boldsymbol{\nu}'(\boldsymbol{\nu}' \cdot \mathbf{k}'_i)$. Выполняя обратные преобразования из О в Э, находим волновой вектор отражённой волны и угол отражения в системе эллипсометра:

$$\mathbf{k}_r = \mathbf{k}_i - 2\boldsymbol{\nu}\frac{(\mathbf{k}_i \cdot \boldsymbol{\nu}) - (\omega_i/c)\beta\nu_x}{1-\beta^2\nu_x^2}, \tag{6}$$

$$\cos\varphi_r = \frac{(\boldsymbol{\nu} \cdot \mathbf{k}_r)}{|\mathbf{k}_r|} = \frac{\cos\varphi_i(1+\beta^2\nu_x^2) + 2\beta\nu_x}{2\beta\nu_x\cos\varphi_i + 1 + \beta^2\nu_x^2}. \tag{7}$$

Если $\nu_x = 0$ (образец движется параллельно своей плоскости), то получаем $\varphi_r = \varphi_i$, в остальных случаях угол отражения не равен углу падения за исключением тривиального $\varphi_i = 0$. Из (6) следует также, что отражённый луч всегда лежит в плоскости падения, которая по определению перпендикулярна векторам $\mathbf{k}_i$ и $\boldsymbol{\nu}$. В этом легко убедиться, рассматривая векторные произведения $\mathbf{k}_r \times \boldsymbol{\nu}$ и $\mathbf{k}_i \times \boldsymbol{\nu}$ и отмечая, что $(\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_i) \times \boldsymbol{\nu} = 0$. Данный результат принципиально важен для дальнейшего анализа, так как позволяет и в релятивистском случае применять принятое в эллипсометрии разложение волны на p- и s-компоненты.

Отметим ещё одну интересную математическую особенность. Если в системе Э свет падает по нормали к образцу ($\varphi_i = 0$), то угол отражения φ_r тоже равен нулю и отражённый свет возвращается в ту же точку, откуда был испущен. Для неподвижного образца это соответствует вырожденному случаю, когда p- и s-компоненты неразличимы и эллипсометрические параметры теряют смысл. Если же скорость образца отлична от нуля, то в системе О угол падения, определяемый выражением (5), уже не равен нулю, поэтому коэффициент отражения будет зависеть от ориентации поляризации падающей волны относительно вектора скорости и эллипсометрические измерения становятся возможны. Для частного случая, когда плоскость образца совпадает с вектором его скорости, угол $\cos\varphi'_i = 45°$ достигается при $V = c/\sqrt{2}$.

Длина волны света, отражённого от движущегося образца, также изменится за счёт эффекта Доплера. Воспользовавшись формулами преобразования (2), находим длину волны света в системе О (очевидно, она одинакова для падающей и отражённой волн):

$$\lambda' = \frac{2\pi c}{\omega'} = \frac{\lambda_i}{\gamma\left(1 - k_x\frac{\beta\lambda_i}{2\pi}\right)}. \tag{8}$$

В системе Э длина волны отражённого света

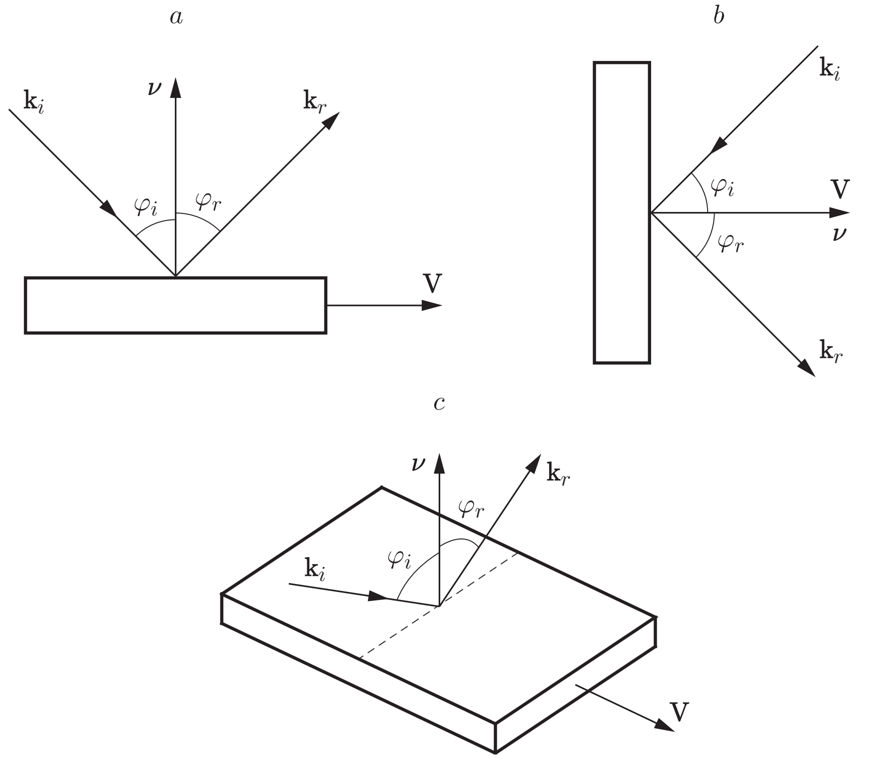
$$\lambda_r = \frac{\lambda_i}{1 + 2\beta\nu_x\frac{\cos\varphi_i + \beta\nu_x}{1-\beta^2\nu_x^2}}. \tag{9}$$

Заметим, что при движении образца в направлении своей плоскости ($\nu_x = 0$) длина волны при отражении не меняется.

Преобразование коэффициентов отражения и эллипсометрических параметров. Рассчитаем коэффициенты отражения от движущегося образца. Пусть $\mathbf{E}_i$ — вектор электрического поля падающей волны в системе Э. Вектор отражённой волны $\mathbf{E}_r$ найдём следующим образом. Сначала перейдём в систему О и определим вектор падающей волны $\mathbf{E}'_i$, воспользовавшись формулами преобразования электрических и магнитных полей [6]. Затем рассчитаем вектор отражённой волны $\mathbf{E}'_r$, выразив его через $\mathbf{E}'_i$ и коэффициент отражения образца. Наконец, проводя обратное преобразование в систему Э, можем вычислить искомый вектор $\mathbf{E}_r$. В действительности процедура расчёта будет несколько сложнее, так как нас интересует преобразование отдельно каждой p- и s-компоненты электрического поля падающей волны: E_{ip}, E_{is}. Но при переходе из системы Э в О исходная p- или s-волна вовсе не обязательно перейдёт в волну той же поляризации. Иными словами, волна, поляризованная в плоскости падения в системе Э, при переходе в систему О может иметь как p-, так и s-компоненту. В общем случае произвольной ориентации векторов $\mathbf{V}$, $\mathbf{k}_i$ и $\boldsymbol{\nu}$ расчётные формулы оказываются достаточно громоздкими.

Рассмотрим поэтому частные случаи взаимной ориентации этих векторов. Можно выделить три принципиальных направления вектора скорости $\mathbf{V}$ относительно плоскости падения света и плоскости образца, которые схематически изображены на рисунке: вектор скорости лежит в плоскости падения и в плоскости образца (a); вектор скорости перпендикулярен плоскости образца (b); вектор скорости лежит в плоскости образца и перпендикулярен плоскости падения (c).

Случай a. Выберем направление оси Z так, чтобы все векторы лежали в плоскости XZ. Тогда волновой вектор отражённой волны $\mathbf{k}'_r$ также будет лежать в этой плоскости в силу



доказанного выше утверждения о совпадении плоскости падения и плоскости отражения. Чтобы разложить вектор электрического поля падающей волны на p- и s-компоненты, найдём единичные векторы для соответствующих направлений. Можно записать

$$\mathbf{e}_s = \frac{[\mathbf{k}_i \times \boldsymbol{\nu}]}{\big|[\mathbf{k}_i \times \boldsymbol{\nu}]\big|} = \frac{c}{\omega \sin\varphi}\,[\mathbf{k}_i \times \boldsymbol{\nu}], \tag{10}$$

$$\mathbf{e}_p = \frac{[\mathbf{e}_s,\, \mathbf{k}_i]}{\big|[\mathbf{e}_s,\, \mathbf{k}_i]\big|} = \frac{\boldsymbol{\nu}}{\sin\varphi} + \frac{c}{\omega}\,\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\,\mathbf{k}_i. \tag{11}$$

Аналогичные выражения справедливы для $\mathbf{e}'_p$ и $\mathbf{e}'_s$ в системе О. Заметим, что в системе О, так же как и в системе Э, для выбранной ориентации векторов выполняются $k'_{iy} = 0$ и $\nu'_x = \nu'_y = 0$. Поэтому разложение волны на p- и s-составляющие сохраняется при переходе из одной системы в другую, т. е. $p(s)$-волна в системе Э остаётся $p(s)$-волной при переходе в систему О.

Рассмотрим падающую s-волну в системе Э:

$$\mathbf{E}_{is} = E_0(0,\, -1,\, 0), \tag{12}$$

$$\mathbf{B}_{is} = \frac{1}{\omega}\,[\mathbf{k} \times \mathbf{E}] = \frac{E_0}{c}(-\cos\varphi,\, 0,\, -\sin\varphi). \tag{13}$$

Здесь в круглых скобках записаны компоненты соответствующих векторов. При переходе в систему О для компонент полей справедливы следующие формулы преобразования [6]:

$$\begin{aligned} E'_x &= E_x; \\ E'_y &= \gamma(E_y - VB_z); \\ E'_z &= \gamma(E_z + VB_y), \end{aligned} \tag{14}$$

$$\begin{aligned} B'_x &= B_x; \\ B'_y &= \gamma(B_y + V\beta E_z); \\ B'_z &= \gamma(B_z - V\beta E_y). \end{aligned} \tag{15}$$

Воспользовавшись этими формулами, получаем в системе О для падающей волны

$$\mathbf{E}'_{is} = \gamma E_0(0,\, \beta\sin\varphi - 1,\, 0), \tag{16а}$$

$$\mathbf{B}'_{is} = \frac{E_0}{c}(-\cos\varphi,\, 0,\, \gamma(\beta - \sin\varphi)) \tag{16б}$$

и для отражённой волны

$$\mathbf{E}'_{rs} = R_s(\varphi'_i,\, \lambda')\gamma E_0(0,\, \beta\sin\varphi - 1,\, 0), \tag{17а}$$

$$\mathbf{B}'_{rs} = R_s(\varphi'_i,\, \lambda')\frac{E_0}{c}(\cos\varphi,\, 0,\, \gamma(\beta - \sin\varphi)). \tag{17б}$$

Заметим, что при переходе в подвижную систему отсчёта тип поляризации не изменился. Проводя обратное преобразование из О в Э (для этого в формулах (15), (16) нужно сделать замену $V \to -V$), будем иметь $E_{rs} = R_s(\varphi'_i,\, \lambda')E_{is}$. Расчёт для p-поляризации даёт аналогичный результат: $E_{rp} = R_p(\varphi'_i,\, \lambda')E_{ip}$. Таким образом, для рассматриваемого случая комплексные коэффициенты отражения, а также эллипсометрические параметры движущегося объекта будут такими же, как для неподвижного, но взятыми при значениях угла падения φ' и длины волны λ' в системе О (формулы (5), (8) при $\nu_x = \nu_y = 0$, $k_x = (\omega/c)\sin\varphi$). Неизменность фазового скачка при отражении, который определяется как $\arg(R_{p,\,s})$, следует из того, что фаза волны есть скалярное произведение двух четырёхмерных векторов $(\omega/c,\, \mathbf{k})$ и $(tc,\, \mathbf{r})$ и, следовательно, является инвариантом по отношению к системам отсчёта, так же как и фазовый скачок. Что касается модуля коэффициента отражения, то его неизменность при переходе из О в Э — это следствие для частного случая рассматриваемой геометрии.

Случай b. Выберем оси Y и Z так, чтобы плоскость падения совпадала с плоскостью XZ. Как и в предыдущем случае, при переходе из одной системы отсчёта в другую тип поляризации не меняется. Однако модуль коэффициента отражения за счёт эффекта Доплера будет другим. Последовательные преобразования полей, аналогичные проведённым выше, дают следующие результаты для коэффициентов отражения движущегося образца:

$$R_{p,\,s}(\varphi,\, \lambda) = R_{p,\,s}(\varphi',\, \lambda')\gamma(1 + 2\beta\cos\varphi + \beta^2), \tag{18}$$

где φ', λ' определяются соотношениями (5), (8) при $\nu_x = 1$ и $k_x = -(\omega/c)\cos\varphi$. Из (18) видно, что эллипсометрические параметры движущегося образца равны эллипсометрическим параметрам неподвижного, взятым при угле падения φ' и длине волны λ' в системе образца.

Случай c. Направим ось Z так, чтобы она была параллельна вектору нормали поверхности: $\nu_x = \nu_y = 0$, $\nu_z = 1$. При этом плоскость падения совпадает с плоскостью YZ. Рассмотрим отражение s-волны. Векторы электрического поля и магнитной индукции падающей волны соответственно запишем как

$$\mathbf{E}_i = E_0(1,\, 0,\, 0), \tag{19а}$$

$$\mathbf{B}_i = -\frac{E_0}{c}\,(0,\, \cos\varphi,\, \sin\varphi). \tag{19б}$$

В системе О выражения для полей будут иметь вид

$$\mathbf{E}'_i = E_0(1,\, \gamma\beta\sin\varphi,\, -\gamma\beta\cos\varphi), \tag{20а}$$

$$\mathbf{B}'_i = -\gamma\frac{E_0}{c}\,(0,\, \cos\varphi,\, \sin\varphi). \tag{20б}$$

Единичные векторы $\mathbf{e}_p$ и $\mathbf{e}_s$ для p- и s-направлений получим, подставляя в формулы (10), (11) выражения для k'_i и $\cos\varphi'$ и учитывая, что $\boldsymbol{\nu}' = (0,\, 0,\, 1)$:

$$\mathbf{e}'_s = \frac{(\sin\varphi,\, \beta\gamma,\, 0)}{\gamma\sqrt{\sin^2\varphi + \beta^2\cos^2\varphi}}, \tag{21а}$$

$$\mathbf{e}'_p = \frac{(-\beta\cos\varphi/\gamma,\ \sin\varphi\cdot\cos\varphi/\gamma^2,\ \sin^2\varphi+\beta^2\cos^2\varphi)}{\sqrt{\sin^2\varphi+\beta^2\cos^2\varphi}}. \tag{21б}$$

В системе О s-направление уже не совпадает с осью X', как это было в системе Э. Но самое существенное, что падающая в системе Э s-волна перестаёт быть чисто s-волной, в системе О у неё появляется p-компонента. В этом легко убедиться, раскладывая $\mathbf{E}'_i$ на базисные направления $\mathbf{e}'_p$ и $\mathbf{e}'_s$:

$$E'_{ip} = -\frac{E_0\gamma\beta\cos\varphi}{\sqrt{\sin^2\varphi+\beta^2\cos^2\varphi}}, \tag{22а}$$

$$E'_{is} = -\frac{E_0\gamma\sin\varphi}{\sqrt{\sin^2\varphi+\beta^2\cos^2\varphi}}. \tag{22б}$$

Чтобы найти отражённую волну в системе Э, нужно найти сначала поля $\mathbf{E}'_r$, $\mathbf{B}'_r$ отражённой волны в системе О, а затем перейти в систему Э, выполнив преобразования обратного перехода. Для отражённой волны в системе О имеем

$$\mathbf{E}'_r = R_p E'_{ip}\mathbf{e}''_p + R_s E'_{is}\mathbf{e}''_s,$$

где $\mathbf{e}''_p = (-e_{px},\ -e_{py},\ e_{pz})$; $\mathbf{e}''_s = \mathbf{e}'_s$ — единичные векторы p- и s-направлений отражённой волны в системе О. Поле $\mathbf{B}'_r$ выражается через $\mathbf{E}'_r$ с помощью соотношения (13). Опуская детали расчёта, приведём результат для вектора электрического поля в системе Э:

$$\mathbf{E}_r = \frac{E_0(-\beta^2\cos^2\varphi R'_p+\sin^2\varphi R'_s,\ \beta\sin\varphi\cdot\cos^2\varphi(R'_p+R'_s),\ \beta\sin^2\varphi\cdot\cos\varphi(R'_p+R'_s))}{\sin^2\varphi+\beta^2\cos^2\varphi}. \tag{23}$$

Разложив вектор $\mathbf{E}_r$ на p- и s-компоненты, будем иметь окончательные выражения для коэффициентов отражения (элементов второй строки матрицы Джонса):

$$R_{ss} = \frac{\sin^2\varphi R'_s - \beta^2\cos^2\varphi R'_p}{\sin^2\varphi+\beta^2\cos^2\varphi}, \tag{24а}$$

$$R_{sp} = \frac{\beta\sin\varphi\cos\varphi(R'_p+R'_s)}{\sin^2\varphi+\beta^2\cos^2\varphi}. \tag{24б}$$

Аналогичные преобразования для p-волны дают $R_{ps} = R_{sp}$, а коэффициент отражения R_{pp} получается из (24а) взаимной заменой индексов $p \leftrightarrow s$. Подчеркнём, что коэффициенты отражения R'_p, R'_s, фигурирующие в (23), (24), относятся к системе отсчёта образца и берутся при значениях угла падения и длины волны в системе О. Как видим, в данном случае движущаяся поверхность представляет собой оптически анизотропную систему с осью анизотропии, направленной вдоль вектора скорости.

Из формул (24) делением R_{pp} и R_{sp} на R_{ss} получаем выражения для матрицы эллипсометрических параметров — нормированной матрицы Джонса [2]:

$$\rho_{pp} = \frac{\rho'\,\mathrm{tg}^2\varphi-\beta^2}{\mathrm{tg}^2\varphi-\rho'\beta^2}, \tag{25}$$

$$\rho_{ps} = \rho_{sp} = \frac{\beta \operatorname{tg} \varphi(\rho' + 1)}{\operatorname{tg}^2 \varphi - \rho' \beta^2}, \tag{26}$$

где ρ' — значение комплексного эллипсометрического параметра образца в системе О, взятое при соответствующих угле падения и длине волны света.

Диагональный элемент ρ_{pp} (25) зависит от скорости квадратично, в то время как в разложении недиагональных элементов по β присутствует линейный член. Поэтому эффект анизотропии может проявляться при сравнительно малых скоростях ($\beta \ll 1$). В этом случае для рассматриваемой геометрии $\cos\varphi_i' = (\cos\varphi_i)/\gamma \approx \cos\varphi_i$ и $\lambda_r = \lambda_i$, т. е. в правой части (26) можно вместо ρ' брать эллипсометрический параметр ρ при значениях угла падения и длины волны, соответствующих системе Э. Обращает на себя внимание тот факт, что в выражениях для ρ_{pp} и ρ_{ps} возникает математическая особенность при $\operatorname{tg}^2 \varphi - \rho'\beta^2 \to 0$. Это возможно, если ρ' — вещественная величина и $\rho' > 0$, т. е. значение $\Delta = 0$. Если при этом параметр Ψ близок к 90° (таким значениям Ψ и Δ соответствует, например, структура плёнка SiO_2 толщиной ~130 нм на Si при угле падения 71°), то отмеченная особенность будет проявляться при $\beta \ll 1$.

Оценим минимальные скорости, при которых можно экспериментально наблюдать проявление релятивистской анизотропии. Полагая $\beta \ll \operatorname{tg}\varphi/\sqrt{\rho}$, из (26) имеем

$$\rho_{ps} = \rho_{sp} \approx \frac{\beta(\rho + 1)}{\operatorname{tg} \varphi}, \tag{27}$$

откуда видно, что при $\operatorname{tg}\varphi \to 0$ недиагональные элементы могут достигать измеряемых значений при относительно малых скоростях. Считая $|\rho| \sim 1$, получаем из (27) $\beta \approx |\rho_{ps}| \operatorname{tg}\varphi$. Минимально возможное значение угла φ ограничивается расходимостью пучка света и для лазерного источника составляет величину порядка угловой минуты ($3 \cdot 10^{-4}$ рад). Минимальное значение $|\rho_{ps}|$, обнаружимое эллипсометрической аппаратурой, также имеет величину порядка $3\cdot10^{-4}$ рад. Поэтому минимальная скорость, при которой можно зарегистрировать эффект анизотропии, составляет порядка 30 м/с, что вполне достижимо в лабораторных условиях. Отметим, что для этой оценки мы брали типичные значения угловой расходимости и обнаружительной способности. При оптимизации экспериментальных условий найденная граница для скорости может быть уменьшена ещё на один или два порядка.

Заключение. В предлагаемой работе рассмотрено проявление релятивистских эффектов в эллипсометрии движущихся объектов. Получены формулы пересчёта углов падения и отражения света в виде, удобном для эллипсометрических задач. Показано, что плоскости падения и отражения света, определяемые соответствующими волновыми векторами и вектором нормали отражающей поверхности, совпадают между собой в любой системе отсчёта. Поэтому общепринятые определения для эллипсометрических параметров можно распространить и на случай движущихся тел.

Рассчитаны коэффициенты отражения поляризованного света для различных взаимных ориентаций волнового вектора падающей волны, вектора нормали и вектора скорости. В случае, когда скорость направлена перпендикулярно плоскости падения, изотропный образец в лабораторной системе проявляет анизотропные отражающие свойства. Для этой геометрии найдены элементы нормированной матрицы Джонса. Проведённые оценки показывают, что рассматриваемый эффект может экспериментально проявляться при скоростях порядка 30 м/с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Швец В. А., Рыхлицкий С. В.** Метод эллипсометрии в науке и технике // Автометрия. 1997. № 1. С. 5–21.
2. **Johs B., Herzinger C., Dinan J. H. et al.** Real-time monitoring and control of epitaxial semiconductor growth in a production environment by in situ spectroscopic ellipsometry // Thin Solid Films. 1998. **313–314**. P. 490–495.
3. **Основы** эллипсометрии /Под ред. А. В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1979. 420 с.
4. **Аззам Р., Башара Н.** Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
5. **Сивухин Д. В.** Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1985. 751 с.
6. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

Поступила в редакцию 24 января 2011 г.