

А. А. НОВИКОВ, И. А. ХРАМЦОВСКИЙ, В. Ю. ИВАНОВ,  
И. С. ФЕДОРОВ, А. ТУРКБОВЕВ

## ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ АНИЗОТРОПНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Изложены методы определения элементов нормированной матрицы отражения и основных эллипсометрических параметров анизотропных отражающих систем. Дано экспериментально-теоретическое обоснование применения обобщенных уравнений эллипсометрии в приближении Друде — Борна при определении поляризационно-оптических характеристик неоднородных поверхностных слоев анизотропных элементов оптоэлектроники. Показано, что при полировке и ионной обработке кристаллического кварца в приповерхностной области образуется аморфизированный слой, наличие которого приводит к потерям оптического излучения в ВУФ-области спектра.

**Ключевые слова:** эллипсометрия, оптические соединения, элементы оптоэлектроники, анизотропные оптические элементы.

В последнее время, наряду с традиционными методами диагностики физико-химического состояния поверхности кристаллов, получили развитие новые методологические подходы к анализу поляризационно-оптических свойств поверхностных слоев элементов оптоэлектроники. Среди этих подходов особое место занимает метод эллипсометрии благодаря широким возможностям исследования макро- и микроскопических характеристик неоднородных поверхностных слоев (ПС) анизотропных оптических элементов и слоистых тонкопленочных структур как в областях прозрачности, так и в полосах поглощения оптического излучения [1—3]. Эллипсометрия — метод, основанный на анализе изменения состояния полностью поляризованного излучения (линейно-, эллиптически- или циркулярно поляризованного) при его взаимодействии с поверхностью объекта исследования [4].

Для формирования научных представлений о природе и причинах возникновения тех или иных физико-химических свойств неоднородных поверхностных слоев, образующихся при изготовлении элементов оптоэлектроники из анизотропных кристаллов, необходимо знать не только основные закономерности изменения поляризационных характеристик ПС, но и подходы к анализу эллипсометрических измерений оптических характеристик неоднородных анизотропных отражающих систем [1—3].

В настоящей статье обсуждаются вопросы развития эллипсометрического метода диагностики физико-химического состояния неоднородной структуры поверхностного слоя оптических элементов, выполненных из кристаллического кварца. Такие структуры используются для получения внутриврезонаторных элементов ионных и эксимерных лазеров, при этом обеспечиваются минимальные потери оптического излучения в ВУФ-области спектра.

**Методы определения элементов нормированной матрицы отражения.** Для падающего светового пучка с двумя взаимно ортогональными составляющими  $E_s^{(0)}$  и  $E_p^{(0)}$  вектора электрического поля  $\mathbf{E}^{(0)}$  и двумя взаимно ортогональными составляющими  $E_s^{(1)}$  и  $E_p^{(1)}$  электрического вектора светового пучка  $\mathbf{E}^{(1)}$ , отраженного от анизотропной системы „неоднородный ПС — одноосный кристалл“, справедливы следующие соотношения:

$$E_p^{(1)} = R_{pp} E_p^{(0)} + R_{ps} E_s^{(0)}; \quad E_s^{(1)} = R_{sp} E_p^{(0)} + R_{ss} E_s^{(0)}, \quad (1)$$

где  $R_{pp}$ ,  $R_{ps}$ ,  $R_{sp}$ ,  $R_{ss}$  — элементы матрицы отражения  $\mathbf{R}^*$  Джонса;  $s$ -компонента перпендикулярна плоскости падения светового пучка (плоскость  $XOZ$ );  $p$ -компонента находится в плоскости падения; ось  $Z$  направлена в глубь поверхностного слоя.

Введем в рассмотрение эллипсометрические отношения ( $\rho$ ) для падающего  $\rho^{(0)}$  и отраженного  $\rho^{(1)}$  световых пучков:

$$\rho^{(0)} = E_p^{(0)} / E_s^{(0)} = \operatorname{tg} \psi^{(0)} \cdot \exp(i\Delta^{(0)}), \quad \rho^{(1)} = E_p^{(1)} / E_s^{(1)} = \operatorname{tg} \psi^{(1)} \cdot \exp(i\Delta^{(1)}), \quad (2)$$

где  $\psi^{(0)}, \psi^{(1)}$  — азимут линейной восстановленной поляризации;  $\Delta^{(0)}, \Delta^{(1)}$  — разность фаз между  $p$ - и  $s$ -компонентами для падающего и отраженного световых пучков соответственно.

В этом случае поляризационно-оптические свойства анизотропной системы „ПС — кристалл“ будут определяться нормированной матрицей отражения [1]

$$\mathbf{M}^* = \begin{vmatrix} \rho_{pp} & \rho_{ps} \\ \rho_{sp} & 1 \end{vmatrix}, \quad (3)$$

элементы  $\rho_{ji}$  которой равны соответствующим элементам  $R_{ji}$  матрицы отражения, деленным на  $R_{ss}$ . Из соотношений (1)—(3) можно вывести взаимосвязь эллипсометрических параметров падающего  $\rho^{(0)}$  и отраженного  $\rho^{(1)}$  световых пучков и оптических характеристик анизотропной системы:

$$\rho^{(1)} = \frac{\rho^{(0)} \rho_{pp} + \rho_{ps}}{\rho^{(0)} \rho_{sp} + 1}. \quad (4)$$

Для определения элементов матрицы  $\mathbf{M}^*$  можно использовать ряд методологических подходов, реализация которых осуществляется на различных типах эллипсометров. В схемах нулевой эллипсометрии основными измеряемыми параметрами являются азимутальные углы  $P, C, A$  поляризующих элементов (поляризатора, компенсатора, анализатора), которые фиксируются в момент „гашения“ светового пучка на выходе оптической системы (рис. 1,  $a$ ; здесь  $S$  — объект измерения). Определение элементов матрицы  $\mathbf{M}^*$  осуществляется по методикам, в соответствии с которыми одна из  $p$ - или  $s$ -компонент электрического вектора падающей световой волны  $\mathbf{E}^{(0)}$  (схема  $PSC_2A$ ) или отраженной волны  $\mathbf{E}^{(1)}$  (схема  $PC_1SA$ ) может быть зафиксирована. В схеме  $PSC_2A$  при  $P=90^\circ$  значение  $E_p^{(0)}=0, \rho^{(0)}=0$ , а при  $P=0$  значение  $E_s^{(0)}=0, \rho^{(0)} \rightarrow \infty$ , тогда согласно формуле (4) получим

$$\rho_1^{(1)} = \rho_{ps}, \quad \rho_2^{(1)} = \rho_{pp} / \rho_{sp}. \quad (5)$$

В схеме  $PC_1SA$  при  $A=90^\circ$  значение  $E_p^{(1)}=0, \rho^{(1)}=0$ , а при  $A=0$  значение  $E_s^{(1)}=0, \rho^{(1)} \rightarrow \infty$ , тогда из формулы (4) получим

$$\rho_3^{(0)} = -\rho_{ps} / \rho_{pp}, \quad \rho_4^{(0)} = -1 / \rho_{sp}. \quad (6)$$

Положение азимутов поляризующих элементов в момент „гашения“ светового пучка можно обеспечить в схеме  $PSC_2A$  (эллипсометр ЛЭФ-2) при вращении анализатора  $A$  и компенсатора  $C_2$ , а в схеме  $PC_1SA$  (эллипсометр ЛЭФ-3М) — при вращении поляризатора  $P$  и компенсатора  $C_1$ .

Любые три уравнения из соотношений (5), (6) могут быть использованы для определения трех комплексных неизвестных  $\rho_{pp}, \rho_{ps}, \rho_{sp}$ . В таком виде методика реализуется лишь на эллипсометре, имеющем компенсатор и в плече поляризатора ( $C_1$ ), и в плече анализатора ( $C_2$ ) — схема  $PC_1SC_2A$  (см. рис. 1,  $a$ ). Но, как правило, значения элементов  $\rho_{ps}$  и  $\rho_{sp}$  нормированной матрицы  $\mathbf{M}^*$  намного меньше значения  $\rho_{pp}$ , и для получения полной системы уравнений с помощью эллипсометрической схемы  $PC_1SA$  или  $PS_2CA$  можно воспользоваться следующей процедурой измерения поляризационных параметров отражающей системы.

Предполагая, что  $\rho_{pp} \approx \rho_s$ , где  $\rho_s$  — эллипсометрическое отношение для симметричных относительно плоскости падения светового пучка анизотропных отражающих систем, величину  $\rho_{pp}$  можно с удовлетворительной точностью измерить, проведя двух- или четырехзонное усреднение азимутальных углов  $P, C, A$  в момент „гашения“ и используя следующие соотношения, справедливые для схемы  $PC_1SA$  [5]:

$$\operatorname{tg} A = \rho_s [\rho_C + \operatorname{tg} C \cdot \operatorname{tg}(P - C)] [\operatorname{tg}(P - C) - \rho_C \cdot \operatorname{tg} C]^{-1}; \quad (7)$$

$$\rho_C = \operatorname{tg} \psi_C \cdot \exp(i\delta_C); \quad \rho_s = \operatorname{tg} \psi_s \cdot \exp(i\Delta_s); \quad \operatorname{tg} \psi_s = \operatorname{tg} \psi^{(1)} / \operatorname{tg} \psi^{(0)}; \quad \Delta_s = \Delta^{(1)} - \Delta^{(0)}, \quad (8)$$

здесь  $\delta_C, \operatorname{tg} \psi_C$  — фазовый сдвиг и отношение коэффициентов пропускания для осей компенсатора; путем нахождения еще двух положений „гашения“ светового пучка — при  $A=0$  и  $A=90^\circ$  — по формулам (5)—(7) определяются  $\rho_{ps}, \rho_{sp}$ .

Аналогичная процедура может быть использована и для схемы  $PS_2CA$ , но при этом используются другие положения „гашения“ светового пучка — при  $P=0$  и  $P=90^\circ$ .

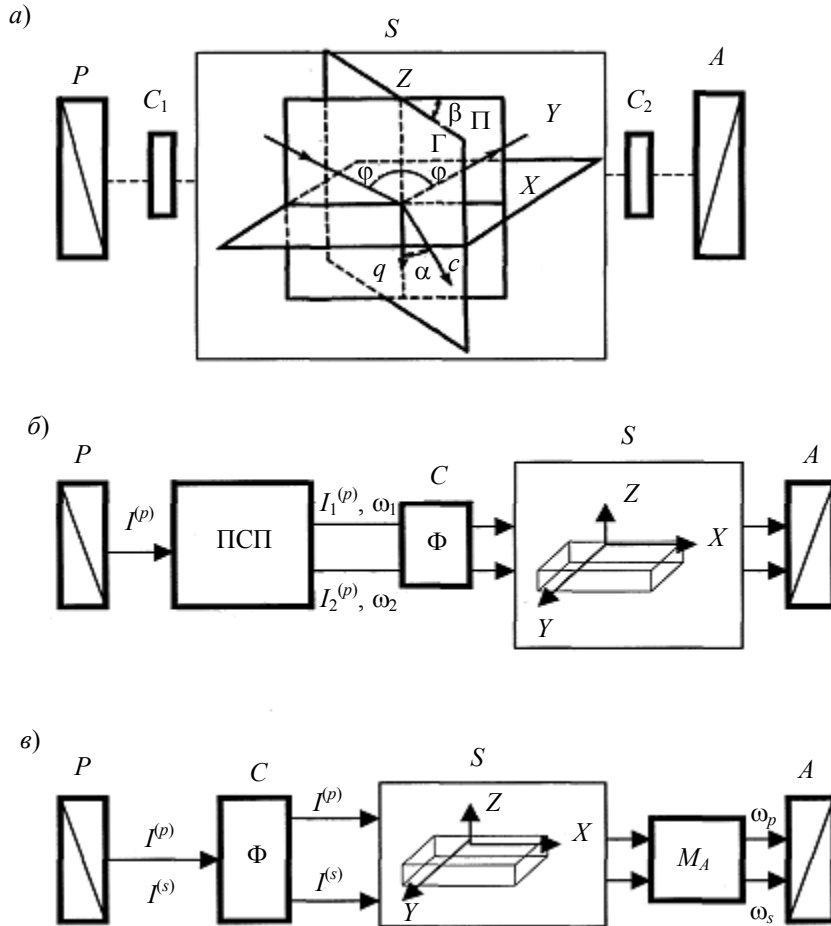


Рис. 1

Существуют также фотометрические методы измерения эллипсометрических параметров анизотропной оптической системы, поддающиеся автоматизации и позволяющие осуществлять Стокс- или Мюллер-эллипсометрию [1—6], т.е. измерение не только поляризационной передаточной функции исследуемой системы, но и определение ее деполаризующей способности.

Среди различных фотометрических схем необходимо отметить схему с дискретной модуляцией состояния поляризации (ДМСП). В этой схеме измерение параметров  $\Delta$  и  $\psi$  основано на переключении двух (трех) состояний поляризации светового пучка, падающего на объект измерения  $S$ . В этом случае обычная схема  $PCSA$  дополняется переключателем состояния поляризации (ПСП) (рис. 1, б), который позволяет попеременно направлять на объект  $S$  световые пучки с частотой  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , соответствующей линейно- или циркулярно-поляризованному излучению. Азимут анализатора  $A$  регистрируется в положениях, при которых сигналы  $I_1^{(p)}$  и  $I_2^{(p)}$ , соответствующие переключаемым состояниям поляризации, равны [2, 3]. (На рис. 1, б символ  $\Phi$  означает фиксированное положение компенсатора  $C$ .)

Схема с использованием ДМСП сочетает преимущества нулевых методов эллипсометрии (точность, стабильность) и ненулевых (высокое отношение сигнал/шум, простой алго-

ритм измерений). Отличие схемы двухлучевой компенсации от схемы с ДМСП заключается в разделении падающего светового пучка на две ортогональные поляризованные компоненты (рис. 1, в). При проведении поляризационных измерений азимут анализатора  $A=45^\circ$ , а эллипсометрическое отношение  $p$ - и  $s$ -компонент определяется через азимут поляризатора  $P$  в положении, при котором наблюдается отсутствие сигнала на частоте модуляции. (На рис. 1, в  $M_A$  — модулятор, осуществляющий модуляцию светового пучка.)

Несмотря на достаточно детальную проработку методов измерения эллипсометрических параметров анизотропных оптических систем, вопрос о решении обратной задачи эллипсометрии для неоднородного анизотропного слоя, т.е. определении его градиентных оптических характеристик, остается до сих пор актуальным. Рассмотрим ряд основных особенностей анализа оптических параметров неоднородных анизотропных слоев элементов лазерной техники.

**Метод эллипсометрического анализа оптических параметров неоднородных анизотропных поверхностных слоев.** Для получения внутрирезонаторных оптических элементов использовались оптические детали, полученные из кристаллического кварца, диаметром 20 мм и толщиной  $2,5 \pm 0,01$  мм, которые обрабатывались методом глубокого шлифования и полирования. Описание образцов и условия их обработки изложены в работе [7]. Эллипсометрические исследования проводились на приборе ЛЭФ-3М при длине волны излучения  $\lambda=0,6328$  мкм. Показатели преломления кристалла кварца для обыкновенного и необыкновенного лучей принимались равными  $n_0^{(o)}=1,5426$  и  $n_0^{(e)}=1,5517$ .

Ориентацию оптической оси анизотропного элемента, выполненного из одноосного кристалла, несложно определить, используя метод Ф. И. Федорова [1]. Это позволяет ориентацию главной плоскости падения ( $\Gamma$ ) светового пучка, в которой находится оптическая ось  $c$  кристалла (см. рис. 1, а), привести в плоскость, совпадающую с плоскостью падения ( $\Pi$ ) светового пучка ( $\beta=0$ ) или перпендикулярную ей ( $\beta=90^\circ$ ). Если в этом случае угол  $\alpha$  между нормалью к границе раздела сред  $q$  и оптической осью  $c$  кристалла принимает значения 0 или  $90^\circ$ , то диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  анизотропной отражающей системы будет описываться тензором второго ранга, где  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$  — его главные значения в системе координат  $XYZ$ . Для систем, симметричных относительно плоскости падения светового пучка, нормированная матрица Джонса диагональна ( $\rho_{ps}=\rho_{sp}=0$ ) и определяется лишь одним эллипсометрическим отношением  $\rho_s$  (формулы (7), (8)). На основе теорий отражения поляризованного света в приближении Друде — Борна для неоднородных поверхностных слоев анизотропных оптических элементов [8, 9] уравнение эллипсометрии можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \rho_s &= \rho_0 (1 + A^{(p)} \delta Y^{(p)} - A^{(s)} \delta Y^{(s)}), \quad A^{(p,s)} = -2U_B^{(p,s)} \left[ (U_B^{(p,s)})^2 - (U_0^{(p,s)})^2 \right]^{-1}; \\ \delta Y^{(s)} &= ik_0 \int_0^\infty (\epsilon_y(z) - \epsilon_{0,y}) \exp(-i \cdot 2k_0 U_0^{(s)} z) dz, \quad k_0 = 2\pi/\lambda; \\ \delta Y^{(p)} &= ik_0 \frac{\epsilon_{0,z}}{\epsilon_{0,z} - \epsilon_B \sin^2 \varphi} \int_0^\infty \left[ \epsilon_x(z) - \epsilon_{0,x} - \epsilon_B \sin^2 \varphi \times \right. \\ &\quad \left. \times \frac{\epsilon_x(z)\epsilon_z(z) - \epsilon_{0,x}\epsilon_{0,z}}{\epsilon_{0,x}\epsilon_{0,z}} \right] \exp\left(-i \cdot 2k_0 \frac{\epsilon_{0,x}}{U_0^{(p)}} z\right) dz; \\ \rho_0 &= R_0^{(p)} / R_0^{(s)} = \operatorname{tg} \psi_0 \exp(i\Delta_0), \quad R_0^{(p,s)} = \pm (U_B^{(p,s)} - U_0^{(p,s)})(U_B^{(p,s)} + U_0^{(p,s)})^{-1}; \\ U_B^{(s)} &= \sqrt{\epsilon_B} \cdot \cos \varphi, \quad U_0^{(s)} = \sqrt{\epsilon_{0,y} - \epsilon_B \sin^2 \varphi}; \\ U_B^{(p)} &= \sqrt{\epsilon_B} / \cos \varphi, \quad U_0^{(p)} = \left[ \epsilon_{0,z} \epsilon_{0,x} (\epsilon_{0,z} - \epsilon_B \sin^2 \varphi)^{-1} \right]^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

здесь индексы „в“ и „о“ соответствуют внешней среде и объекту (кристаллу);  $\epsilon_v$  — диэлектрическая проницаемость внешней среды;  $\epsilon_{0,x}$ ,  $\epsilon_{0,y}$ ,  $\epsilon_{0,z}$  — составляющие тензора диэлектрической проницаемости кристалла;  $\epsilon_x(z)$ ,  $\epsilon_y(z)$ ,  $\epsilon_z(z)$  — составляющие тензора диэлектрической проницаемости поверхностного слоя, где ось  $Z$  направлена в глубь ПС;  $\phi$  — угол падения светового пучка;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $\Delta_0$  и  $\psi_0$  — эллипсометрические параметры геометрии плоской границы раздела „внешняя среда — кристалл“. В зависимости от ориентации оптической оси  $c$  кристалла в системе координат  $XYZ$  (см. рис. 1, а) величины  $\epsilon_{0,x}$ ,  $\epsilon_{0,y}$ ,  $\epsilon_{0,z}$  будут принимать значения, соответствующие показателям преломления  $n_0^{(e)}$  или  $n_0^{(o)}$ .

В эллипсометрии, как и в других оптических методах, адекватность модели отражающей системы объекту исследования оценивается на основе принципа максимального правдоподобия с помощью функционала  $F(\Delta, \psi, S_\psi, S_\Delta, m)$ , значение которого зависит не только от экспериментальных ( $\Delta^{(e)}$ ,  $\psi^{(e)}$ ) и теоретических (расчетных) ( $\Delta^{(t)}$ ,  $\psi^{(t)}$ ) параметров исследуемой отражающей системы и ошибок их измерения  $S_\psi$ ,  $S_\Delta$ , но и от вида используемой модели ПС с показателем преломления  $n_m(z)$ , где  $m=1, 2, 3$  — порядковый номер модели. В частности, таким условиям удовлетворяет функционал

$$F(m) = \frac{1}{2M} \sum_{j=1}^M \left[ \frac{(\Delta_j^{(e)} - \Delta_j^{(t)}(m))^2}{(S_{j,\Delta})^2} + \frac{(\psi_j^{(e)} - \psi_j^{(t)}(m))^2}{(S_{j,\psi})^2} \right]; \quad (10)$$

$$S_{j,\Delta} = \delta S_0 \left( \sqrt{2} \cdot \sin \psi_j \cdot |R^{(s)}| \right)^{-1}, \quad S_{j,\psi} = \delta S_0 \cos \psi_j \cdot \left( \sqrt{2} \cdot |R^{(s)}| \right)^{-1}, \quad (11)$$

где  $M$  — количество измерений, которое определяется совокупностью вариаций независимых параметров, изменяемых при многоугловых, иммерсионных или спектральных эллипсометрических измерениях;  $S_{j,\Delta}$  и  $S_{j,\psi}$  — среднеквадратические погрешности измерения эллипсометрических параметров  $\Delta$  и  $\psi$ ;  $\delta S_0$  — пороговая чувствительность прибора.

Из соотношений (10), (11) следует, что необходимое и достаточное условие для выбора измерительных ситуаций, в которых можно сопоставить  $i$ -ю и  $k$ -ю модели отражающей системы и оценить адекватность модели профиля ПС объекту исследования в  $j$ -й измерительной ситуации, определяется уравнениями

$$\delta \Delta_{i,k} = \left| \Delta_{i,j}^{(m)} - \Delta_{k,j}^{(m)} \right| > S_{j,\Delta}, \quad \delta \psi_{i,k} = \left| \psi_{i,j}^{(m)} - \psi_{k,j}^{(m)} \right| > S_{j,\psi}. \quad (12)$$

В работе [10] было показано, что при механической обработке кристаллов кварца на поверхности оптических элементов образуется аморфизированный поверхностный слой. Поэтому при эллипсометрическом анализе, проводимом по формулам (9), использовалось следующее математическое описание оптического профиля:

$$\epsilon^{(o,e)}(z) = \epsilon_0^{(o,e)} + (\epsilon_q - \epsilon_0^{(o,e)}) F_m(qz). \quad (13)$$

Здесь  $d=1/q$  — характеристическая толщина ПС; для прозрачных кристаллов  $\epsilon_0^{(o,e)}=n^{(o,e)}$  и  $\epsilon_q=n(0)$ , где  $n(0)$  — показатель преломления на границе раздела „внешняя среда — ПС“, т.е. при  $z=0$ . В качестве характеристических функций  $F_m(qz)$  профиля ПС может быть использована следующая совокупность  $m$  альтернативных моделей отражающей системы: I — ступенчатый профиль  $F_I(qz)=1$  при  $0 \leq z \leq d$ ; II — линейный профиль  $F_{II}(qz)=(1 - qz)$  при  $0 \leq z \leq d$ ; III — экспоненциальный профиль  $F_{III}(qz)=\exp(-qz)$  при  $0 \leq z \leq \infty$ ; IV — профиль вида  $F_{IV}(qz)=(1 - qz)\exp(-qz)$  при  $0 \leq z \leq \infty$ .

На основе соотношений (9)—(13) был проведен экспериментально-теоретический анализ результатов эллипсометрических исследований оптических характеристик ПС элементов, выполненных из кристаллического кварца с различной ориентацией оптической оси. Анализ показал, что после полирования и ионной обработки на поверхности кристаллов кварца образуется неоднородный анизотропный слой, описываемый зависимостью (13), где  $F_m(qz)=F_{IV}(qz)$ . Согласно данным, приведенным на рис. 2, при углах падения светового пучка

$\varphi=50\dots55^\circ$  и  $\varphi>60^\circ$  при малых погрешностях  $S_\Delta$  измерения фазового сдвига (кривая 2) наблюдаются значительные расхождения в отклонении фазовых сдвигов  $|\delta\Delta|$ , рассчитываемых для моделей однородного изотропного и неоднородного анизотропного ПС кристалла (кривая 1). Иными словами, эти условия являются оптимальными для сопоставления оптических характеристик, получаемых в рамках рассмотренных модельных представлений о структуре ПС.

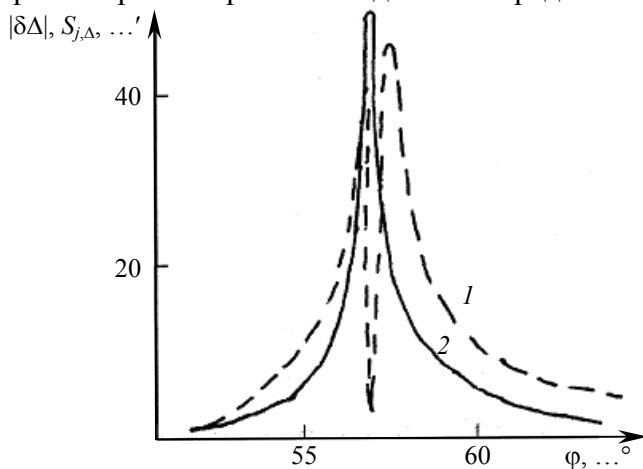


Рис. 2

Результаты расчета показателя преломления и толщины поверхностного слоя кристаллического кварца при ионно-плазменной обработке пучком ионов  $Ag^+$  с энергией  $E_{Ag^+}=1,5$  кэВ приведены в таблице. Полученные результаты подтверждают справедливость применения модели неоднородного анизотропного слоя.

Ориентация оптической оси	$\varphi, \dots^\circ$	Поляризационные параметры		Оптические параметры ПС			
				Модель однородного слоя		Модель неоднородного слоя	
		$\Delta$	$\psi$	$n$	$d, \text{нм}$	$n(0)$	$d, \text{нм}$
$\alpha=90^\circ$	50	$175^\circ 17'$	$10^\circ 34'$	1,3241	7,0	1,4680	40,7
$\beta=90^\circ$	60	$12^\circ 05'$	$4^\circ 47'$	1,3638	8,8	1,4734	43,5
$\alpha=90^\circ$	50	$174^\circ 13'$	$11^\circ 03'$	1,4050	12,2	1,4759	43,6
$\beta=0^\circ$	60	$14^\circ 39'$	$4^\circ 36'$	1,4400	15,6	1,4803	47,6

На рис. 3, а показаны изменение величины анизотропии  $\delta n_a(z)=n^{(e)}(z)-n^{(o)}(z)$  в ПС кристаллического кварца после полирования (кривая 1) и ионной обработки (кривая 2), а также спектральные характеристики пропускания  $T(\lambda)$  этих образцов в ВУФ-области спектра (рис. 3, б). Анализ кривых показывает, что при последующей ионной обработке толщина нарушенного поверхностного слоя кристаллов уменьшается и соответственно уменьшаются потери излучения в ВУФ-области спектра (кривые 2).

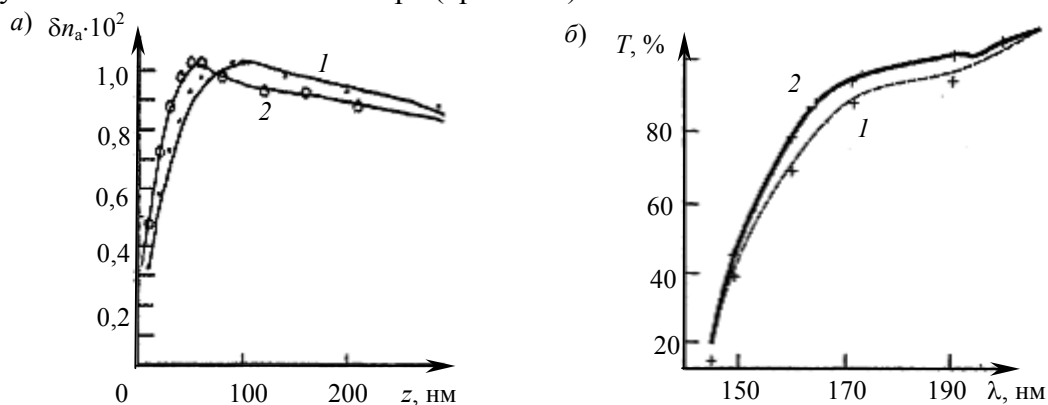


Рис. 3

Таким образом, предложенный метод эллипсометрического анализа оптических характеристик неоднородных поверхностных слоев анизотропных элементов может быть использован как метод технологического контроля качества изготовления внутрирезонаторных элементов ионных и эксимерных лазеров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филиппов В. В., Тронин А. Ю., Константинов А. Ф. Эллипсометрия анизотропных сред // Физическая кристаллография. М., 1992. С. 254—289.
2. Эллипсометрия в науке и технике / Под ред. К. К. Свиташева и А. С. Мардежева. Новосибирск, ИФП СО АН СССР, 1987. 205 с.
3. Эллипсометрия: теория, методы, приложение / Под ред. К. К. Свиташева. Новосибирск: Наука, 1991. 200 с.
4. Azzam R. M. A. A perspective on ellipsometry // Surface Sci. 1976. Vol. 56. P. 6—17.
5. Горшков М. М. Эллипсометрия. М.: Сов. радио, 1974. 200 с.
6. Дронь О. С. Развитие эллипсометрии // Научное приборостроение. 2002. Т. 12, № 4. С. 57—62.
7. Новиков А. А., Прокопенко В. Т., Храмцовский И. А. Оптические свойства поверхностных слоев силикатных стекол при ионной и электронно-лучевой обработке // Изв. вузов. Приборостроение. 2007. Т. 50, № 8. С. 54—60.
8. Антонов В. А., Пишеницын В. И., Храмцовский И. А. Уравнение эллипсометрии для неоднородных и анизотропных поверхностных слоев в приближении Друде — Борна // Опт. и спектр. 1987. Т. 62, вып. 4. С. 828—831.
9. Пишеницын В. И., Храмцовский И. А., Качалов С. Н. и др. Отражение поляризованного света от неоднородного анизотропного слоя // Методы прикладной математики в транспортных системах / Под ред. Ю. М. Кулибанова. СПб., 2000, вып. 3. С. 78—85.
10. Steinike H., Muller B., Richter-Mendan J., Hennig H.-p. Evidence of an amorphous layer on mechanically treated single crystal of quartz // Kristall und Technik. 1979. Bd. 14, N 7. S. 37—38.

**Сведения об авторах**

- Александр Александрович Новиков** — аспирант; Санкт-Петербургский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники.
- Игорь Анатольевич Храмцовский** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники.
- Владимир Юрьевич Иванов** — аспирант; Санкт-Петербургский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники.
- Иван Сергеевич Федоров** — аспирант; Санкт-Петербургский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники.
- Ашурбек Туркбоев** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра твердотельной оптоэлектроники.

Рекомендована кафедрой  
твердотельной оптоэлектроники

Поступила в редакцию  
06.02.06 г.