

УДК 535.51:666.192

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЭЛЛИПСОМЕТРИИ В ОПТИКЕ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

А.Н. Горляк^a, И.А. Храмовский^b, В.М. Солонуха^b

^a Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, 197376, Российская Федерация

^b Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация

Адрес для переписки: ellipsometry@mail.ru

Информация о статье

Поступила в редакцию 20.11.14, принята к печати 10.02.15

doi:10.17586/2226-1494-2015-15-3-378-386

Язык статьи – русский

Ссылка для цитирования: Горляк А.Н., Храмовский И.А., Солонуха В.М. Применение метода эллипсометрии в оптике неоднородных сред // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2015. Т. 15. № 3. С. 378–386.

Аннотация

На основе обобщения теории отражения поляризованного света в приближении Борна от границы раздела неоднородных сред усовершенствованы физико-математические методы моделирования и измерений поляризационно-оптических характеристик отражающей системы «неоднородный поверхностный слой – неоднородная среда». Дано теоретическое и экспериментальное обоснование одновременного применения методов многоугловой и сканирующей эллипсометрии для элементов градиентной оптики при наличии неоднородного слоя на поверхности оптической детали.

Измерение основных эллипсометрических параметров – азимута линейной восстановленной поляризации Ψ и разности фаз Δ между взаимно ортогональными p - и s -компонентами отраженного поляризованного светового пучка – осуществлялось на двухканальной установке, где в первом канале используется схема измерений поляризационных параметров Ψ и Δ по методу компенсационной (нулевой) эллипсометрии; во втором канале – по фотометрической схеме измерений параметров Ψ и Δ с применением метода Фурье-детектирования выходного сигнала. Такое разделение каналов позволяет измерять поляризационные параметры отраженного светового пучка отдельно и тем самым повысить точность эллипсометрических измерений по отношению к исследуемой физической величине объекта измерений.

На основе измерений поляризационных параметров Ψ и Δ при угле падения светового пучка $\varphi=45^\circ$ в рамках метода сканирующей эллипсометрии и модели геометрически плоской границы раздела однородных сред были рассчитаны значения показателя преломления $n(r)$ и показателя поглощения $k(r)$ по «аксиальному значению» градана. Полученные результаты указали на некорректность модели геометрически плоской границы раздела сред для поляризационных измерений распределения показателей преломления $n(r)$ и поглощения $k(r)$ в элементах градиентной оптоэлектроники. Для отражающей системы «неоднородный поверхностный слой – неоднородная среда» изменение показателя преломления $n(r)$ по «аксиальному сечению» элемента r пропорционально разности фаз $\Delta(r)$ между двумя взаимно ортогональными компонентами отраженного светового пучка. При этом азимут линейной восстановленной поляризации $\Psi(r)$ по сечению градиентного оптического элемента изменяется незначительно.

На основе уравнения эллипсометрии, полученного в рамках теории отражения поляризованного света Борна, приведены основные соотношения для расчета показателя преломления n_c и толщины d_c поверхностного слоя в каждой локальной точке r градана. Полученные результаты экспериментальных исследований позволяют дать количественную оценку качества обработки поверхности элементов оптоэлектроники. Разработанные эллипсометрические методики рекомендованы в технологическом производстве оптических узлов с элементами градиентной и волоконной оптики.

Ключевые слова

эллипсометрия, градиентный элемент, поверхностный слой, показатель преломления, толщина слоя.

ELLIPSOMETRY METHOD APPLICATION IN OPTICS OF INHOMOGENEOUS MEDIA

A.N. Gorlyak^a, I.A. Khramtsovsky^b, V.M. Solonukha^b

^a Saint Petersburg State Electrotechnical University, Saint Petersburg, 197376, Russian Federation

^b ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation

Corresponding author: ellipsometry@mail.ru

Article info

Received 20.11.14, accepted 10.02.15

doi: 10.17586/2226-1494-2015-15-3-378-386

Article in Russian

For citation: Gorlyak A.N., Khramtsovsky I.A., Solonukha V.M. Ellipsometry method application in optics of inhomogeneous media. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2015, vol.15, no. 3, pp. 378–386.

Abstract

Physico-mathematical methods of modeling and measurements of polarization optical characteristics of “inhomogeneous surface layer – inhomogeneous medium” reflective system have been improved based on generalization of the polarized light reflection theory in the Born approximation from inhomogeneous media interface. Theoretical and experimental justification for simultaneous application of multi-angular and scanning ellipsometry methods is given for gradient optics elements in inhomogeneous layer presence on the surface of the optical detail.

The measurement of the main ellipsometric parameters – linear reduced polarization azimuth Ψ and phase difference Δ between mutually orthogonal p - and s - components of a reflected polarized light beam – was carried out on a dual-channel installation, in which the scheme of measurements of polarization parameters Ψ and Δ by balanced (null) ellipsometry method is used in the first channel; the photometric scheme of measurements of parameters Ψ and Δ by Fourier method of output detection is used in the second channel. Such separation of channels gives the possibility for measuring of polarization parameters of reflected light beam separately and, thereby, improving the accuracy of ellipsometric measurements in relation to observable physical quantity of measurements object.

The values of refractive index $n(r)$ and absorption index $k(r)$ were calculated by axial section of selfoc on the basis of measurements of polarization parameters Ψ and Δ with angle of incidence of the light beam $\varphi=45^\circ$ within the limits of scanning ellipsometry method and a model of geometrically flat interface of homogeneous media. Empirical data indicated the model incorrectness of the geometrically flat interface for polarization measurements of refractive index distribution $n(r)$ and absorption index $k(r)$ in gradient optical engineering elements. For the reflective system “inhomogeneous surface layer – inhomogeneous medium” the refractive index $n(r)$ change by axial section of an element r is proportional to phase difference $\Delta(r)$ between mutually orthogonal components of a reflected light beam. At the same time the linear reduced polarization azimuth $\Psi(r)$ in the section gradient optical element varies slightly.

The main proportions for calculation of refractive index n_c and thickness d_c of superficial layer in each local point r of selfoc are adduced on the basis of the ellipsometry equation, obtained within the framework of the polarized light reflection Born theory. Empirical data of experimental researches make it possible to give quantitative assessment of surface processing quality for optical engineering elements. Elaborated ellipsometric techniques are recommended in technological production of optical base assemblies with gradient and fiber optics elements.

Keywords

ellipsometry, gradient element, surface layer, refractive index, layer thickness.

Введение

В настоящее время разработка и усовершенствование оптико-электронных систем различного функционального назначения (техники связи и систем обработки информации, автоматизированного управления технологических процессов оптического производства, эндоскопов технического и медицинского назначения и т.п.) непосредственно связаны с использованием элементов градиентной и волоконной оптики [1, 2].

Основными физико-техническими характеристиками градиентных элементов являются распределение показателя преломления $n(r)$ и угловой пространственной частоты передачи изображения $\Omega(r)$ по «аксиальному сечению» r элемента, апертура града NA , абберрационные коэффициенты h_{ik} трансляции изображения [1–7].

Преимущество элементов градиентной и волоконной оптики, используемых в системах трансляции изображения и обработки информации, по сравнению с обычными линзами проявляется при условии реализации распределений показателя преломления по «аксиальному сечению» града $n(r)$, обеспечивающих минимальные оптические aberrации [3–5]. Вследствие целого ряда причин, возникающих при технологическом процессе изготовления элементов градиентной оптики (selfoc imaging lens, plane-convex, Rod Lens), реализуемое на практике распределение показателя преломления $n(r)$ отличается от идеального (теоретически обоснованного) и подлежит технологическому контролю [4–7].

Для измерений оптических характеристик элементов градиентной оптоэлектроники, полученных различными технологическими способами [8–10], используются методы интерферометрии [4, 5] и эллипсометрии [6, 7]. Однако метод интерферометрии «тонкого среза» [4] имеет существенные недостатки: он является разрушающим и трудоемким. Точность этого метода (10–25%) определяется точностью локального измерения доли интерференционной полосы и недостаточна для градуировки с дифракционно-ограниченными параметрами и блоков градуировки. Увеличение толщины «среза» образца d_{cp} по сравнению с оптимальной толщиной d_{opt} приводит к возрастанию погрешности измерений из-за искривления траектории лучей в неоднородной среде [4].

Метод иммерсионной интерферометрии [5] основан на сравнении показателя преломления $n(r)$ в исследуемой точке r градиентного образца с показателем преломления n'_o оптически однородного эталона. Точность метода определяется, главным образом, той точностью, с которой известен показатель преломления эталона n'_o , а также величиной ошибки в измерении дробной части интерференционной полосы при определении ее смещения, связанной с возможными изменениями показателя преломления иммерсии и ее температурной нестабильности [5].

Методы отражательной эллипсометрии в основном разработаны для анализа поляризационно-оптических характеристик неоднородного поверхностного слоя (ПС), образующегося при различной технологической обработке поверхности детали, изготовленной из оптически однородного по своим

свойствам материала [11–14]. Для определения оптических постоянных (показателя преломления n и показателя поглощения k) материала при наличии на поверхности образца шероховатости или неоднородного слоя используются методы иммерсионной [15–17] и многоугловой эллипсометрии [18–20]. Однако предложенные методы эллипсометрии не снимают в полной мере научно-технических проблем, связанных с определением физико-технических характеристик элементов градиентной оптики по поляризационно-оптическим параметрам отраженного светового пучка, учитывающих влияние поляризационно-оптических свойств неоднородного ПС.

Цель настоящей работы состояла в усовершенствовании метода отражательной эллипсометрии, предназначенного для измерения физико-технических характеристик градиентных элементов при наличии на поверхности оптической детали неоднородного ПС.

Использование новых методологических подходов в эллипсометрии неоднородных оптических сред для отражающей системы «неоднородный поверхностный слой – неоднородная подложка» позволит усовершенствовать поляризационно-оптические методы технологического контроля при изготовлении элементов градиентной оптоэлектроники и выйти на качественно более высокий уровень измерения физико-технических характеристик оптических узлов с элементами градиентной и волоконной оптики.

Особенности методов измерения и расчета основных эллипсометрических параметров отраженного светового пучка

Одна из основных задач, которую необходимо решить для практического применения метода эллипсометрии при анализе поляризационно-оптических свойств отражающих систем, состоит в установлении функциональной связи между параметрами эллипса поляризации отраженного светового пучка и оптическими характеристиками исследуемой оптической системы. Для описания эллипса поляризации отраженной световой волны используются следующие параметры [11]: азимут большой полуоси эллипса χ [0; π]; азимут восстановленной линейной поляризации Ψ [0; $\pi/2$]; эллиптичность $\gamma = \pm \arctg(b/a)$, где b , a – соответственно малая и большая полуоси эллипса [$-\pi/4$; $+\pi/4$]; разность фаз Δ между p - и s -компонентами поляризованного светового пучка. Поскольку основные эллипсометрические параметры Δ , Ψ , χ , γ связаны между собой тригонометрическими соотношениями

$$\begin{aligned} \cos 2\Psi &= -\cos 2\gamma \cdot \cos 2\chi, & \operatorname{tg} \Delta &= \operatorname{tg} 2\gamma \cdot \sin 2\chi, \\ \sin 2\gamma &= \sin 2\Psi \cdot \sin 2\Delta, & \operatorname{tg} 2\chi &= -\operatorname{tg} 2\Psi \cdot \cos \Delta, \end{aligned} \quad (1)$$

то для полного описания состояния поляризации отраженного светового пучка необходимо измерить только два параметра χ , γ или Ψ , Δ отраженного светового пучка.

Поскольку в исследуемых объектах изменение показателя преломления происходит по двум независимым направлениям – по сечению градиентного элемента $n(r)$ и по глубине неоднородного ПС $n(z)$, то используются два метода измерения поляризационных характеристик отраженного светового пучка – метод сканирующей и многоугловой эллипсометрии.

На рис. 1 приведена обобщенная оптическая схема измерения эллипсометрических параметров отраженного светового пучка. В предложенной схеме измерений используются два канала оптико-электронной измерительной системы. По первому каналу применяется схема измерений поляризационных параметров Ψ и Δ по методу компенсационной (нулевой) эллипсометрии $PSCA_2$; по второму каналу – по фотометрической схеме PSA_1 измерений поляризационных параметров χ и γ . Такое разделение каналов в оптико-электронной схеме прибора позволяет проводить измерение поляризационных параметров отраженного светового пучка Ψ , Δ и χ , γ отдельно по каждому каналу и, тем самым, повысить точность эллипсометрических измерений.

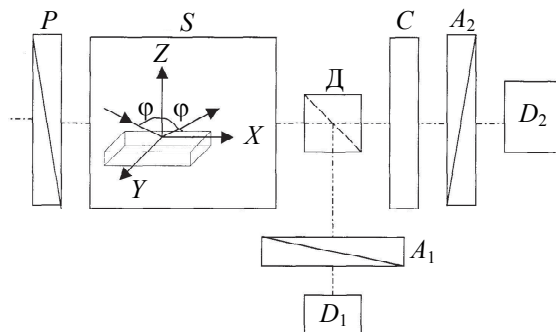


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки для измерения основных эллипсометрических параметров по методу компенсационной (нулевой) эллипсометрии $PSCA_2$ и фотометрическому методу PSA_1 : P – поляризатор; S – объект измерения; C – компенсатор; A_1 , A_2 – анализатор; D – делитель светового пучка; D_1 , D_2 – фотодетектор

Отметим, что под s -компонентой светового пучка подразумевается компонента электромагнитного поля \mathbf{E}_s , когда электрический вектор \mathbf{E}_s ориентирован перпендикулярно плоскости падения светового пучка (плоскость XOZ). В другой составляющей вектора электромагнитного поля \mathbf{E} , т.е. p -компоненте, электрический вектор \mathbf{E}_p ориентирован параллельно плоскости падения. Ось Z направлена по нормали к границе раздела сред (плоскость XOY), угол падения светового пучка φ (рис. 1).

В фотометрической схеме эллипсометрии PSA_1 может использоваться метод «стандартных положений» поляризующих элементов и метод «вращающего анализатора» [21, 22]. В первом методе измеряемыми параметрами являются интенсивности отраженного светового пучка I_0, I_{45}, I_{90} при азимуте падающего линейно поляризованного света $\text{tg}\Psi_n$ и азимутах анализатора $A_1 = 0^\circ, A_2 = 45^\circ, A_3 = 90^\circ$ [21]. Поляризационные параметры отраженного светового пучка определяются по формулам

$$\gamma = \text{tg}\Psi_n \cdot \sqrt{I_0/I_{45}}, \quad \cos\Delta = (2I_{45} - I_0 - I_{90}) / 2\sqrt{I_0 \cdot I_{90}}. \quad (2)$$

Практическая реализация фотометрических измерений интенсивностей $I(A)$ при использовании метода «вращающего анализатора» с цифровым Фурье-детектированием представлена в [22]. В этом случае зависимость интенсивности светового пучка от азимута анализатора $I(A)$ можно записать как

$$I(A) = a_0 + a_2 \cdot \cos 2A + b_2 \cdot \sin 2A, \quad (3)$$

$$a_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i, \quad a_2 = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N I_i \cdot \cos \left[\frac{4\pi}{N} i \right], \quad b_2 = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N I_i \cdot \sin \left[\frac{4\pi}{N} i \right]. \quad (4)$$

Поляризационные параметры светового пучка определяются по формулам

$$\chi = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \arctg \frac{b_2}{a_2}, \quad \text{tg}\gamma = \left[\frac{a_0 - (a_2^2 + b_2^2)^{1/2}}{a_0 + (a_2^2 + b_2^2)^{1/2}} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

Если в методе фотометрической эллипсометрии обычно определяются два параметра эллипса поляризации χ и γ , то для измерения двух других параметров эллипса поляризации Ψ и Δ широко используется метод компенсационной (нулевой) эллипсометрии $PSCA_2$ (рис. 1). Все эти параметры связаны соотношениями (1)–(5).

В компенсационной (нулевой) схеме эллипсометрии $PSCA_2$ на отражающую поверхность объекта S подает линейно поляризованный свет с такой ориентацией плоскости поляризации относительно плоскости падения, при которой после отражения от объекта S свет эллиптически поляризуется так, чтобы, пройдя компенсатор C , он имел бы линейную поляризацию. В этом случае отраженный световой пучок может быть погашен с помощью поворота анализатора на азимутальный угол A . Линейное состояние поляризации на входе оптической системы P и азимут анализатора A в положении «гашения» светового пучка определяются из следующих выражений [11]:

$$\text{tg}P = \rho_s \cdot [\rho_c - C \cdot \text{tg}(AC)] \cdot [\rho_c \cdot \text{tg}C + \text{tg}(A - C)]^{-1}, \quad (6)$$

$$\rho_s = \text{tg}\Psi_s \cdot i\Delta_s = R^{(p)}/R^{(s)}, \quad \rho_c = \text{tg}\Psi_c \cdot \exp i\delta_c = T_c^{(p)}/T_c^{(s)}, \quad (7)$$

где ρ_s, ρ_c – эллипсометрические соотношения и поляризационные характеристики (Δ, Ψ) объекта измерений (S) и компенсатора (C) соответственно. Приборная реализация метода компенсационной эллипсометрии представлена в [23].

Таким образом, применение двухканальной схемы измерений поляризационных параметров отраженного светового пучка позволяет объединить преимущества методов фотометрической и компенсационной (нулевой) эллипсометрии и устранить недостатки, присущие каждому из этих методов.

Теория метода эллипсометрии неоднородных оптических сред

В эллипсометрии однородных сред амплитудные коэффициенты отражения $R_o^{(p,s)}$ для p - и s -компоненты поляризованного света определяются формулами Френеля [24], которые для наклонного падения светового пучка взаимосвязаны и определяются соотношениями (8)–(10):

$$R_o^{(p)} = R_o^{(s)} \cdot (R_o^{(s)} - \cos 2\varphi) \cdot (1 - R_o^{(s)} \cdot \cos 2\varphi)^{-1}, \quad (8)$$

$$\Phi = R^{(s)} \cdot (\rho + \cos 2\varphi) \cdot (1 + \rho \cdot \cos 2\varphi)^{-1}, \quad (9)$$

$$\rho = R^{(p)} / R^{(s)} = \text{tg}\Psi \cdot \exp(i\Delta), \quad (10)$$

где Ψ – азимут линейной восстановленной поляризации; Δ – разность фаз между p - и s -компонентой поляризованного света; Φ – вспомогательный параметр для вычисления амплитудных коэффициентов отражения взаимно ортогональных поляризаций; $R_o^{(p,s)}, R^{(p,s)}$ – коэффициенты отражения для границы раздела однородных сред и неоднородной подложки; φ – угол падения светового пучка. Для однородной подложки значение параметра $|\Phi| \approx 1$ (соотношение (9)). При этом показатель преломления n и показатель поглощения k для геометрически плоской границы раздела однородных сред определяются по следующей формуле [11]:

$$N = n - ik = n_B \cdot \sin\varphi \cdot \left[1 + \left(\frac{1-\rho}{1+\rho} \right)^2 \cdot \operatorname{tg}^2\varphi \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где n_B – показатель преломления внешней среды.

Для неоднородной подложки, т.е. оптически неоднородной среды, при наличии на поверхности элемента ПС соотношение (8) для двух взаимно ортогональных компонент поляризованного излучения не выполняется. При этом значения оптических параметров n и k зависят не только от угла падения светового пучка φ , но и способа их вычисления по аналогам формул Френеля, приведенным в [11, С. 31].

В общем случае рассмотрение поляризационно-оптических свойств отражающей системы «внешняя среда – поверхностный слой – неоднородная подложка» проводится по двум взаимно ортогональным направлениям:

1. по «аксиальному сечению» градана $n(r)$, т.е. на границе раздела «ПС – неоднородная подложка», на глубине ПС $z \rightarrow \infty$;
2. по глубине ПС значение $n(z)$ в каждой локальной точке r градана, т.е. на границе раздела «внешняя среда – ПС».

При физико-математическом моделировании оптического профиля неоднородной отражающей системы удобно использовать следующее математическое выражение для показателя преломления ПС по его глубине:

$$n(z, r) = n_0(r) + (n(0, r) - n_0(r)) \cdot \exp(-z/d), \quad (12)$$

где $n(z, r)$ – распределение показателя преломления по глубине z ПС в локальной точке r градиентного элемента; $n_0(r)$ – значение показателя преломления ПС в локальной точке градана r по его «аксиальному сечению», т.е. перпендикулярно нормали к поверхности (ось Z рис. 1) при $z \rightarrow \infty$; $n(0, r)$ – значение показателя преломления ПС в локальной точке градана r при $z = 0$; d – толщина ПС.

В глубине ПС, т.е. когда $z \rightarrow \infty$, изменение показателя преломления $n(r)$ по радиусу r градана описывается следующими зависимостями [4, 5]:

$$n(r) = n_0(0) \cdot \left(1 - [1 - (n_2/n_0(0))^2] \cdot (r \cdot a)^\alpha \right)^{1/2}, \quad (13)$$

$$\Omega(r) = \left[\Delta_n \cdot \left(\frac{1}{a} \right)^\alpha \cdot r^{(\alpha-2)} \right]^{1/2} \times \left[1 - \Delta_n \cdot \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right]^{-1/2}, \quad (14)$$

$$\Delta_n = [n_0^2(0) - n_2^2] \cdot n_0^{-2}(0), \quad NA = [\alpha/(\alpha + 2)] \cdot [n_0^2(0) - n_2^2]^{1/2}, \quad (15)$$

где $n_0(0)$ – показатель преломления на оптической оси OO' градана, т.е. при $r = 0$; n_2 – показатель преломления на краю градана, т.е. при $r = a$, где a – эффективный радиус, отсчитываемый от оптической оси OO' градана; показатель степени « α » может принимать значения $1 < \alpha < \infty$: для параболического закона изменения $n(r)$ величина $\alpha = 2$, для ступенчатого оптического профиля $n(r)$ значение $\alpha \rightarrow \infty$; NA – апертура градиентного элемента; $\Omega(r)$ – распределение угловой пространственной частоты переноса изображения по «аксиальному сечению» градана r .

Определяя значения показателей преломления в локальных точках градана $n(r)$, $n(0)$, n_2 , по формулам (13)–(15) несложно определить значение параметра « α » профиля показателя преломления градана, распределение угловой пространственной частоты передачи изображения $\Omega(r)$ по «аксиальному сечению» градана r , значение апертуры градиентного элемента NA , а по формулам, приведенным в [4], – абберационные коэффициенты трансляции изображения h_{ik} . Тем самым можно определить все физико-технические характеристики градиентного элемента [1–7].

При анализе поляризационно-оптических характеристик отражающей системы «неоднородный поверхностный слой – неоднородная подложка» используется уравнение эллипсометрии в приближении Борна [11, 12]. Для профиля показателя преломления неоднородного ПС, описываемого формулой (12), оптические параметры слоя определяются по формулам, приведенным в работах [11, 12, 25]:

$$E = \operatorname{Re}(\rho/\rho_0) - 1, \quad D = \operatorname{Re}(\rho/\rho_0), \quad d = E/(D \cdot U_0 \cdot k),$$

$$\delta n_q = 2D \cdot (1 + U_0^2 \cdot k^2 \cdot d^2) \cdot (A \cdot k \cdot d)^{-1}, \quad \delta n_q = n(0, r) - n_0(r), \quad (16)$$

$$\rho = \operatorname{tg}\Psi \cdot \exp(i\Delta), \quad \rho_0 = \operatorname{tg}\Psi_0 \cdot \exp(i\Delta_0),$$

$$U_0 = [n_0^2(r) - \sin^2\varphi]^{1/2}, \quad k = 2\pi/\lambda,$$

$$A = -(1 + \operatorname{tg}\Psi)^3 \cdot [4 \cdot (1 - \operatorname{tg}\Psi) \cdot \operatorname{tg}\Psi \cdot \sin^2\varphi \cdot \operatorname{tg}^2\varphi]^{-1}.$$

где E и D – вспомогательные параметры, введенные в решение обратной задачи эллипсометрии; d – толщина слоя; k – волновое число; U_0 – адмиттанс однородной среды локальной точки градана радиуса r ; A – параметр, зависящий только от условия проведения многоугловых измерений; δn_q – отклонение показателя преломления на поверхности градана $n(0, r)$ при $z=0$, от показателя преломления в объеме неоднородной среды $n_0(r)$, ρ , ρ_0 – эллипсометрическое отношение; Ψ , Ψ_0 – азимут линейной восстановленной

поляризации; Δ , Δ_0 – разность фаз между ортогональными компонентами поляризованного излучения для неоднородной и однородной подложки в локальной точке градана r соответственно.

Теоретический анализ неоднородных отражающих систем показал [25], что наличие на поверхности градана неоднородного слоя позволяет в методе эллипсометрии перейти от зависимости $\Psi = \Psi[n_0(r)]$ к зависимости $\Delta = \Delta[n_0(r)]$ и тем самым повысить чувствительность метода и дать более детальный анализ aberrаций угловой пространственной частоты передачи изображений $\Omega(r)$. При этом изменение показателя преломления $\delta n_0(r)$ по радиальному сечению градана прямо пропорционально отклонению фазового сдвига Δ от фазового сдвига однородной подложки Δ_0 .

$$\begin{aligned} \delta n(r)_{\varphi=\text{const}} &= [n(r) - n_0(r_0)] \approx (\delta\Delta)_{r=\text{var}} = [\Delta(r) - \Delta_0], \\ \delta n(z)_{r=\text{const}} &= [n(z) - n_0(r_0)] \approx (\delta\Delta)_{\varphi=\text{var}}^2 = [\Delta(\varphi) - \Delta_0]^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Отклонение $\delta n(z)$ показателя преломления неоднородного слоя $n(z)$ от объемного значения n_0 в локальной точке градана r_i пропорционально квадрату отклонения фазового сдвига Δ от фазового сдвига однородной подложки Δ_0 (формула (17)). Если измерение эллипсометрических параметров $\Psi(r)$ и $\Delta(r)$ проводится по сечению градана методом локального зондирования поляризованным световым пучком поверхности, имеющей неоднородный ПС, для которого по сечению градана (в пределах погрешности измерения поляризационных углов S_Ψ и S_Δ) средние значения толщины d_{cp} и показателя преломления n_{cp} неоднородного ПС для различных видов профиля $n(z)$ можно считать близкими, то из уравнения эллипсометрии в приближении Борна несложно получить следующие соотношения [25]:

$$\begin{aligned} \delta(\Delta) &= \Delta(r_j) - \Delta(r_{j+1}) = A_j \cdot [n(r_j) - n(r_{j+1})], \\ A_j &= -(1 + \text{tg}\Psi_j)^3 \cdot [4 \cdot (1 - \text{tg}\Psi_j) \cdot \text{tg}\Psi_j \cdot \sin^2\varphi \cdot \text{tg}^2\varphi]^{-1}. \end{aligned} \quad (18)$$

При углах падения светового пучка φ , где параметр Ψ_j принимает малые значения и, согласно (18), коэффициент пропорциональности A_j резко возрастает, т.е. увеличивается чувствительность измерений по параметру Δ , но возрастает также среднеквадратическая погрешность его измерения [7]. В связи с этим измерение разности фаз $\Delta(r_j)$ по сечению градиентного элемента должно проводиться при углах падения φ , при которых сохраняется высокая чувствительность метода эллипсометрии к измерению параметра $\Delta(r_j)$ и незначительна его погрешность измерения $S_{j,\Delta}$, которая определяется по формулам, приведенным в работе [11].

Для определения оптического профиля градана следует сопоставить теоретические зависимости профиля показателя преломления $n^{(t)}(r)$, рассчитанные по формуле (6) при различных значениях α , с экспериментальной зависимостью $n^{(o)}(r)$, полученной из результатов эллипсометрических измерений поляризационных параметров Δ и Ψ . Сопоставление проводится по значениям функции ошибок $F(\alpha)$ принятия решений о зависимости $n(r)$ по методу максимального правдоподобия, описанному в работах [20–26]:

$$F(\alpha) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \frac{[n^{(o)}(r_i) - n^{(t)}(r)]^2}{(S_n)^2}, \quad (19)$$

где S_n – погрешность измерения показателя преломления; M – количество измерительных ситуаций, определяемых количеством локальных значений $n^{(o)}(r_i)$. Вычисления по формуле (19) для различных видов распределений показателя преломления $n^{(o)}(r_i)$ позволяют принять за истинное распределение теоретическую зависимость показателя преломления $n^{(t)}(r)$, при которой значение функции $F(\alpha) \leq 1$. В этом случае вероятность ошибки второго рода минимальна при наименьшем количестве проводимых эллипсометрических измерений.

Эксперимент и обсуждение результатов

В качестве объектов исследования были использованы элементы градиентной оптики, полученные методом ионообменной диффузии [8, 9], имеющих эффективный радиус $a = 6\text{--}12$ мм. Полирование образцов осуществлялось по стандартной технологии [11]. Измерение эллипсометрических параметров Ψ и Δ проводилось на приборе ЛЭФ-3М ($\lambda = 0,6328$ мкм) по двухзонной методике эллипсометрических измерений [11] при углах падения светового пучка $\varphi = 45\text{--}60^\circ$ и при диаметре светового пучка $D \leq 1$ мм. Погрешность измерений этих параметров не превышала $S_\Psi = 1'$ и $S_\Delta = 2\text{--}3'$.

По измеренным значениям основных эллипсометрических параметров Δ и Ψ при угле падения светового пучка $\varphi = 45^\circ$ в различных локальных точках градиентного элемента X по формуле (11) были рассчитаны эффективные значения показателя преломления n^* и показателя поглощения k^* (рис. 2). Из представленных результатов видно, что показатель поглощения k^* изменяется закономерно от значений k , соответствующих прозрачным диэлектрикам $k < 10^{-3}$, до значений, соответствующих полупроводникам (в частности, для кремния $k \approx 0,023$).

Это указывает на несоответствие модели геометрически плоской границы раздела для элементов градиентной оптики. Исходя из этого, анализ поляризационно-оптических свойств элементов градиентной оптики должен проводиться в рамках модели «неоднородный поверхностный слой – неоднородная подложка» [25].

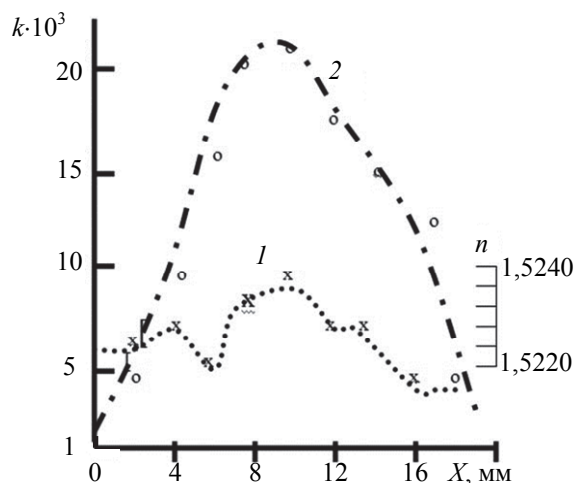


Рис. 2. Изменение значений показателя преломления n (кривая 1) и показателя поглощения k (кривая 2) по сечению градана, рассчитанных по формуле (11)

На рис. 3 показано изменение поляризационных параметров $\Psi(r)$ (кривая 2) и $|\delta\Delta|$ (кривая 1), где $|\delta\Delta| = |\Delta(r) - \Delta_0|$, $\Delta(r)$ – экспериментально измеренное значение разности фаз для взаимно ортогональных поляризаций; Δ_0 – разность фаз для геометрически плоской границы раздела сред, значение которой при $\varphi = 60^\circ$ равно $\Delta_0 = 0^\circ$.

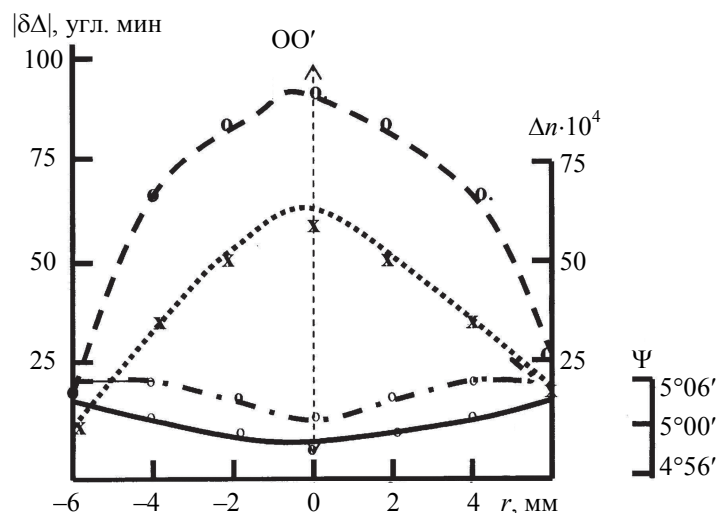


Рис. 3. Изменение поляризационных параметров отраженного светового пучка и показателя преломления по «аксиальному сечению» градана. Кривая 1 – $|\delta\Delta|$; кривая 2 – $\Psi(r)$; кривая 3 – $\delta n(r)$; кривая 4 – $\Psi_0(r)$; за ось симметрии градана принято значение $r = 0$, диаметр градана составлял 12 мм; различные физические параметры в локальных точках градана « r » помечены различными символами: изменение показателя преломления $\delta n(r)$, – «x», а изменение фазового сдвига $|\delta\Delta|$ – «o»

При малом изменении параметра $\Psi(r)$ по «аксиальному сечению» градана изменение параметра $\delta\Delta(r)$ носит регулярный характер, а изменение показателя преломления $\delta n(r)$ (кривая 3) по радиальному сечению градана пропорционально изменению разности фаз $\delta\Delta(r)$. Расчет показал, что в локальной точке градана при $r_i = a$ значение показателя преломления равно $n_{o,r=a} = 1,5256$ при погрешности измерения $S_n = \pm 2 \cdot 10^{-4}$.

По показателю преломления $n_o(r)$ материала градиентного элемента рассчитывались истинные значения азимута линейной восстановленной поляризации Ψ_0 для геометрически резкой границы раздела в локальных точках «внешняя среда – неоднородная среда», т.е. без учета оптических свойств ПС (кривая 4). Затем по формулам (16) определялись оптические характеристики ПС: показатель преломления $n(0,r)$ на поверхности градана и толщина слоя d (таблица).

Погрешность в измерении показателя преломления $n(0,r)$ составила $S_n \leq \pm 2 \cdot 10^{-4}$, а толщины слоя – $S_d \leq \pm 10$ нм. Расчет параметров ПС при локальном значении показателя преломления градана $n(0,r) = n_o(r=a) + \delta n(r)$, т.е. при учете распределения показателя преломления $n(r)$ по радиальному сечению градана, дает хорошую сходимость результатов, что подтверждает правомерность используемой ме-

тодики определения оптического профиля градана и топографии поверхности, оцениваемой по параметрам ПС.

r , мм	d , нм	$n(0,r)$	$n_0(r)$
-6	143	1,5278	1,5254
-4	406	1,5376	1,5278
0	145	1,5434	1,5299
4	492	1,5383	1,5284
6	140	1,5290	1,5258

Таблица. Оптические параметры поверхностного слоя по «аксиальному сечению» градана

Для данного распределения показателя преломления градана по формулам (13)–(15) были получены следующие физико-технические параметры градана: $\alpha = 1,76$; $\Omega(r=0) = 0,07678 \text{ мм}^{-1}$, $NA = 0,04655$.

Заключение

На основе разработанного методического подхода к эллипсометрическому анализу оптических характеристик отражающей системы «поверхностный слой – неоднородная подложка», проводимому на основе результатов исследований поляризационно-оптических характеристик элементов градиентной оптики, можно сделать следующие выводы.

Модель геометрически плоской границы раздела однородных сред в локальной точке градиентного элемента не соответствует физическому содержанию исследуемой отражающей системы.

Показано, что при наличии на поверхности градиентного элемента неоднородного слоя азимут линейной восстановленной поляризации практически не зависит от изменений показателя преломления в глубине поверхностного слоя, а разность фаз между взаимно ортогональными компонентами поляризованного светового пучка полностью определяет распределение показателя преломления по «аксиальному сечению» градиентного элемента.

Разработанный метод эллипсометрии неоднородных сред позволяет определять распределение показателя преломления по «аксиальному сечению» градиентного элемента при наличии на поверхности детали неоднородного слоя.

Предложена и обоснована эллипсометрическая методика определения показателя преломления и толщины поверхностного слоя при изменении показателя преломления по «аксиальному сечению» градиентного элемента в объеме материала.

Литература

1. Васильева В.И., Петровский Г.Т., Черных В.Д., Ягмуров В.Х. Гибкие регулярные элементы для эндоскопии // Оптический журнал. 1994. Т. 61. № 12. С. 55–57.
2. Архипова Л.Н., Ивашевский С.Н., Карапетян Г.О. и др. Градиентная оптика для медицинских эндоскопов // Оптический журнал. 1994. Т. 61. № 12. С. 51–54.
3. Ильин В.Г., Меланьина Т.М., Ремизов Н.В. Оценка распределения показателя преломления при измерении угловой пространственной частоты передачи изображения в граданах // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. № 5. С. 933–936.
4. Ильин В.Г., Ремизов Н.В. Интерференционный метод измерения распределения показателя преломления в передающих изображением граданах // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 2. С. 105–110.
5. Ильин В.Г., Карапетян Г.О., Полянский М.Н. Измерение локальных значений показателя преломления неоднородных сред // Журнал прикладной спектроскопии. 1978. Т. 28. № 1. С. 160–163.
6. Демидов И.В., Лисицын Ю.В., Михайлов Ю.В., Храмцовский И.А. Определение пространственной частоты передачи изображений градиентными оптическими элементами методами эллипсометрии // Сборник тезисов V Международной конференции "Прикладная оптика-2002". СПб., 2002. Т. 1. С. 156.
7. Землянский В.С., Горляк А.Н., Степанчук А.А., Храмцовский И.А. Эллипсометрический метод технологического контроля элементов лазерной техники и градиентной оптики // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 2007. № 9 (43). С. 81–87.
8. Ильин В.Г., Карапетян Г.О., Ремизов Н.В. Стекла для градиентной оптики // Сборник тезисов VII Всесоюзного симпозиума "Оптические и спектральные свойства стекол". Л., 1989. С. 234–235.
9. Стеклообразное состояние / Под ред. Е.А. Порай-Кошица. Л.: Наука, 1988. 170 с.
10. Серков М.М., Кондратьев Ю.Н. Градиентные среды на основе кварцоидов // Физика и химия стекла. 1984. Т. 10. № 1. С. 160–163.
11. Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л.: Химия, 1986. 152 с.

12. Храмовский И.А., Пшеницын В.И., Каданер Г.И., Кислов А.В. Учет оптических характеристик поверхностного слоя при определении коэффициентов отражения и пропускания прозрачных диэлектриков // Журнал прикладной спектроскопии. 1987. Т. 46. № 2. С. 272–279.
13. Землянский В.С., Храмовский И.А., Горляк А.Н., Степанчук А.А. Методы эллипсометрического анализа поляризационно-оптических свойств неоднородных поверхностных слоев элементов оптоэлектроники // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 105. № 2. С. 346–351.
14. Прокопенко В.Т., Храмовский И.А., Землянский В.С., Лисицын Ю.В., Секарин К.Г. Эллипсометрия оптических соединений элементов оптоэлектроники // Изв. вузов. Приборостроение. 2008. Т. 51. № 10. С. 57–65.
15. Любинская Р.И., Мардежов А.С., Швец В.А. Исследование неоднородных структур с использованием иммерсионных эллипсометрических измерений // Сб. Эллипсометрия: теория, методы, приложение / Под ред. А.В. Ржанова и Л.А. Ильина. Новосибирск: Наука, 1987. С. 59–67.
16. Гайнер А.В., Сурдутович Г.И. О критериях шероховатости и неоднородности поверхностного слоя образцов при эллипсометрических измерениях // Сб. Эллипсометрия: теория, методы, приложение / Под ред. А.В. Ржанова и Л.А. Ильина. Новосибирск: Наука, 1987. С. 50–53.
17. Мардежов А.С., Швец В.А. К вопросу интерпретации результатов эллипсометрических измерений // Сб. Эллипсометрия: теория, методы, приложение / Под ред. А.В. Ржанова и Л.А. Ильина. Новосибирск: Наука, 1987. С. 83–86.
18. Golyak A.N., Cramtsovsky I.A. The ellipcometry of the roug suface on an inhomogeneous substrate // Proc. of 4th Int. Conf. on Spectroscopic Ellipsometry (ICSE 4). 2007. Stockholm, Sweden, 2007. P. 74.
19. Gorlyak A.N., Khramtsovskij I.A. Diagnostics of the physicochemical state of the surface of optoelectronics elements by ellipsometry method // Proc of. 5th Workshop Ellipsometry. Zweibruecken, Germany, 2009. P. 63.
20. Gorlyak A.N., Khramtsovsky I.A. Research of the optical characteristics of surface layers by methods of an ellipsometry and of the resonance excitation of waveguide modes // Proc. 6th Int. Conf. on Spectroscopic Ellisometry (ICSE VI). Kyoto, Japan, 2013. P. 195.
21. Маслов В.П., Одарич В.А. Эллипсометрические исследования механически полированных образцов некоторых оптических стекол // Оптико-механическая промышленность. 1983. № 3. С. 60–61.
22. Алексеев С.А., Горляк А.Н., Прокопенко В.Т., Сухорукова М.В., Устинов С.Н., Фэн Ли Шуан. Автоматический спектральный эллипсометр // Приборы и техника эксперимента. 1996. № 3. С. 166.
23. Алгазин Ю.Б., Иошенко Н.Н., Леоненко А.Ф., Панькин В.Г., Рыхлитский С.В., Свиташев К.К. Лазерный фотоэлектрический эллипсометр ЛЭФ-3М-1 // Приборы и техника эксперимента. 1987. № 6. С. 204.
24. Azzam R.M.A. Direct relation between Fresnel's interface reflection coefficients for the parallel and perpendicular polarizations // Journal of the Optical Society of America. 1979. V. 69. N 7. P. 1007–1016.
25. Пшеницын В.И., Храмовский И.А., Крылова Н.А., Подсекаев А.В., Туркбоев А. Эллипсометрия отражающей системы «неоднородный слой – неоднородная подложка» // Сборник «Методы прикладной математики в транспортных системах» / Под ред. Ю.М. Кулибанова. СПб.: ГУВК, 2000. Вып. 3. С. 32–37.
26. Горляк А.Н., Солонуха В.М., Храмовский И.А. Применение метода секционирования в эллипсометрии неоднородных отражающих систем // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 2014. № 3 (91). С. 24–29.

<i>Горляк Андрей Николаевич</i>	– кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И.Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, 197376, Российская Федерация, ellipsometry@mail.ru
<i>Храмовский Игорь Анатольевич</i>	– кандидат технических наук, ведущий инженер, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, ellipsometry@mail.ru
<i>Солонуха Владимир Михайлович</i>	– аспирант, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, vsolonukha@yandex.ru
<i>Andrey N. Gorlyak</i>	– PhD, leading scientific researcher, Saint Petersburg State Electrotechnical University, Saint Petersburg, 197376, Russian Federation, ellipsometry@mail.ru
<i>Igor A. Khramtsovsky</i>	– PhD, leading engineer, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, ellipsometry@mail.ru
<i>Vladimir M. Solonukha</i>	– postgraduate, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, vsolonukha@yandex.ru