

Н. И. СТАСЬКОВ¹, канд. физ.-мат. наук, в. н. с.

С. О. ПАРАШКОВ², канд. физ.-мат. наук

¹БГУИР (Минск, Беларусь)

²Белорусско-Российский университет (Могилев, Беларусь)

ОБОБЩЕННЫЙ ЭФФЕКТ БРЮСТЕРА В СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ СЛОЯ ДИЭЛЕКТРИКА НА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПОДЛОЖКЕ

Аннотация: Статья посвящена разработке и экспериментальной апробации резонансного метода определения толщины микронного слоя диэлектрика на полупроводниковой подложке с использованием спектральной эллипсометрии. В основе метода лежит явление обобщённого эффекта Брюстера. Показано, что из-за дисперсии показателей преломления слоя и подложки деструктивные интерференционные резонансы s и p-поляризованного света наблюдаются на двух длинах волн при одном угле падения. При этом только для p-поляризованного света выполняется обобщенный эффект Брюстера ($\theta_0 + \theta_t = 90^\circ$). На точность определения толщины слоя влияет точность определения резонансных длин волн, которая зависит от шага изменения длины волны спектрального эллипсометра при измерении углов $\Delta(\theta, \lambda)$ и $\psi(\theta, \lambda)$.

Ключевые слова: спектральная эллипсометрия, обобщённый эффект Брюстера, оптический резонанс, тонкие диэлектрические плёнки, кремниевая подложка, деструктивная интерференция, толщина слоя.

Введение. Для моделирования структур фотоники с заданными характеристиками необходимо знать толщины (d), спектры показателей преломления $n(\lambda)$ и поглощения $k(\lambda)$, ширину запрещенной зоны E_g и энергию Урбаха каждого элемента. В настоящее время большое внимание уделяется созданию приборов и разработке экспресс-методик аналитического определения параметров ультратонких ($d \sim \lambda_0$) планарных структур по угловым зависимостям эллипсометрических ($\Delta(\theta), \psi(\theta)$) и спектрофотометрических ($R_s(\theta), R_p(\theta)$) параметров монохроматического s и p-поляризованного света в области углов Брюстера [1]. Это направление в оптике называют монохроматической рефлектометрией (МР) из-за аналогии с известным методом монохроматической эллипсометрии (МЭ). При исследовании интерференционных слоев ($d \sim \lambda$) эти методы сталкиваются с трудностями при определении толщины слоя.

В [2] теоретически и экспериментально методами МР и МЭ доказано существование углов падения, при которых планарная структура не отражает s и p-поляризованный свет. По аналогии с явлением, открытым Брюстером ($R_p \rightarrow 0$) для границы раздела двух сред с $\mu=1$, это явление назвали обобщенным эффектом Брюстера (generalized Brewster angle GBA).

Цель данного сообщения – обсудить метод определения толщины слоя диэлектрика на полупроводниковой подложке по экспериментальным данным, полученных методом спектральной эллипсометрии (СЭ) при углах падения, которые задаются условиями деструктивного интерференционного резонанса в слое на двух длинах волн. Существование такого резонанса заложено в теории [3] интерференционных устройств планарного типа, которые работают на когерентном отражении или пропускании света. Новый резонансный метод, формально похожий на метод резонансного возбуждения волноводных мод, должен обеспечить повышение точности определения спектральных характеристик структуры диэлектрик-полупроводник.

Теория. Будем считать, что s и p-поляризованный свет под углом $\theta > 45^\circ$ падает из воздуха ($n_0 = 1$) на слой $(d_1, N_1(\lambda) = n_1(\lambda) - ik_1(\lambda))$, под которым находится миллиметровая полупроводниковая пластина $(h, N_2(\lambda) = n_2(\lambda) - ik_2(\lambda))$. В видимой и ближней ИК области такая слухае пластина эквивалентна полу-бесконечной среде ($h \rightarrow \infty$).

В приближении плоско-волновой когерентной оптики, когда можно не учитывать аппаратную функцию прибора, основные уравнение СЭ для слоя на подложке ($h \rightarrow \infty$) имеет вид [3]

$$\rho(\theta, \lambda) = \frac{r_p(\theta, \lambda)}{r_s(\theta, \lambda)} = \tan(\psi(\theta, \lambda))e^{i\Delta(\theta, \lambda)}, \quad (1)$$

где $r_{p,s}(\theta, \lambda) = \frac{r_{01,p,s}(\theta, \lambda) + r_{12,p,s}(\theta, \lambda)\exp(-i2\beta(\theta, \lambda))}{1 + r_{01,p,s}(\theta, \lambda)r_{12,p,s}(\theta, \lambda)\exp(-i2\beta(\theta, \lambda))}$, $\beta(\theta, \lambda)$ – фазовая толщина слоя, $r_{01,p,s}(\theta, \lambda)$, $r_{12,p,s}(\theta, \lambda)$ – френелевские коэффициенты отражения для границ раздела воздух-слой (01), слой подложка (12).

Так как в (1) входит $\tan(\psi(\theta, \lambda))$, то для угла $\Delta(\theta, \lambda)$ используют функцию $\cos(\Delta(\theta, \lambda))$. Уравнение (1) является уравнением комплексных чисел. Поэтому, его решения d_1 , N_1 , N_2 являются комплексными числами. Считается, что на величину мнимой части d_1 влияет точность численного решения обратной задачи эллипсометрии.

Обычно, параметр $\beta(\theta, \lambda)$ в (1) представляют [3] зависящим от оптической толщины слоя, которая рассчитывается как произведение геометрического пути света в слое на его показатель преломления. Для интерференционных минимумов такая толщина должна быть кратна $\lambda/4$.

Условия деструктивного интерференционного резонанса и обобщенного эффекта Брюстера ($\theta_i + \theta_t = 90$) для p-поляризованного света получим из (1)

$$\begin{aligned} r_p(\lambda_{m1}) \rightarrow 0 \wedge \tan(\psi(\lambda_{m1})) \rightarrow 0: d_1 = m1D(\lambda_{m1}); \\ m1 = 1, 2, 3, \dots, \exp(-i2\pi m1) = 1, r_{01,p}(\lambda_m) + r_{12,p}(\lambda_m) = 0; \end{aligned} \quad (2)$$

$$D(\lambda_{m1}) = 0.5\lambda_{m1}(n_1^2(\lambda_{m1}) - \sin^2(\theta_p(\lambda_{m1})))^{-0.5},$$

$$\theta_p(\lambda_{m1}) = \arctan(n_2(\lambda_{m1})).$$

Из (1) следуют условия деструктивного интерференционного резонанса для s-поляризованного света

$$r_s(\theta_s(\lambda_{m2})) \rightarrow 0 \wedge \tan(\psi(\lambda_{m2})) \rightarrow \infty: d_1 = m2D(\lambda_{m2}),$$

$$m2 = l + 0.5, l = 0, 1, 2, \dots, \exp(-i2\pi m2) = -1, r_{01,s}(\lambda_{m2}) - r_{12,s}(\lambda_{m2}) = 0, \quad (3)$$

$$D(\lambda_{m2}) = 0.5\lambda_{m2}(n_1^2(\lambda_{m2}) - \sin^2(\theta_s(\lambda_{m2})))^{-0.5},$$

$$\theta_s(\lambda_{m2}) = \arctan(\operatorname{Re}(N_2^2(\lambda_{m2}) - N_1^4(\lambda_{m2})) / (1 - N_1^2(\lambda_{m2})))^{0.5}.$$

Из (2) и (3) следует условие деструктивного резонанса на длинах волн λ_{m2} и λ_{m1}

$$\theta_0 = \theta_s(\lambda_{m2}) = \theta_p(\lambda_{m1}) \quad (4)$$

и формула для расчета толщины слоя

$$d_1 = (m2 - m1)\lambda_{m1}\lambda_{m2} / \left[2(\lambda_{m1}\sqrt{N_1^2(\lambda_{m2}) - \sin^2(\theta_0)} - \lambda_{m1}\sqrt{N_1^2(\lambda_{m2}) - \sin^2(\theta_0)}) \right]. \quad (5)$$

Существование двух резонансных длин волн λ_m и λ_l при одном угле падения можно объяснить наличием дисперсионной зависимости $n_1(\lambda)$, $n_2(\lambda)$ и тем, что фаза р-поляризованной световой волны, отраженной на границе раздела 01 при угле Брюстера ($\theta_{01} = \arctan(n_1)$) для слоя, изменяется на 180° . Это приводит к изменению знака $r_{01,p}(\theta)$. При $\theta < \theta_{01}$ $r_{01,p}(\theta) > 0$, а при $\theta > \theta_{01}$ $r_{01,p}(\theta) < 0$. Знак $r_{12,p}(\theta)$ при этом не изменяется.

Таким образом, при использовании метода СЭ для определения толщины слоя по (5) должны наблюдаться резонансы s и р-поляризованного света в слое на длинах волн λ_{m1} и λ_{m2} при толщинах слоя, кратных интерференционному периоду, и таком угле падения θ_0 , для которого выполняется условие (4).

Экспериментальные результаты. Слой диоксида кремния (SiO_2) на кремниевой подложке КДБ-12 получен на промышленной установке при термическом окислении кремниевой пластины диаметром 150 мм в течении 90 минут. Поверхность образца контролировалась на профилометре Talystep (фирма Taylor-Hobson, игла с радиусом закругления 2мкм). Измерения угловых спектральных характеристик $\tan(\psi(\theta, \lambda))$ и $\cos(\Delta(\theta, \lambda))$ подложки и слоя на подложке выполнены на СЭ HORIBA UVISEL2 при углах падения (таблица 1), удовлетворяющих условиям (2 – 4), в области прозрачности SiO_2 ($260\text{nm} \leq \lambda \leq 1495\text{nm}$).

На рисунке 1а представлены измеренный $\rho e(\lambda) = \tan(\psi e(\lambda))$, рассчитанный $\rho t(\lambda)$ по (1) с использованием параметров из таблицы 1 (вторая строка), $\rho 02(\lambda) = \tan(\psi_{02}(\lambda))$ подложки, огибающая $Om(\lambda)$ максимумов $\rho t(\lambda)$ и спектрофотометрические характеристики слоя $Rs(\lambda)$, $Rp(\lambda)$.

Таблица 1. Характеристики оптического резонанса в слое SiO₂ на КДБ12.

Резонанс	m	λ_m , нм	θ_0 , °	d_1 , нм
P	2	1015.1	74.35	933.44
S	4.5	457.2		
S	5	410.0	76.76	929.64
P	4	509.2		
DeltaPsi2 HORIBA UVISEL2			70	933.4±2.6

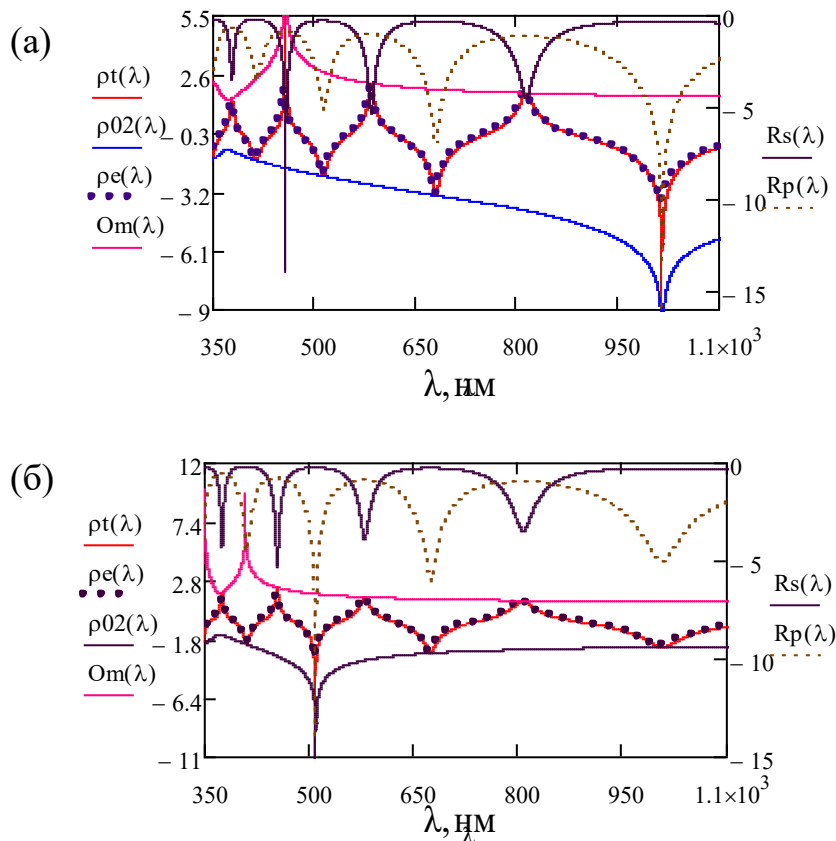


Рисунок 1 а, б. Измеренные и рассчитанные дисперсионные функции слоя SiO₂ на подложке КДБ-12

Деструктивные интерференционные резонансы наблюдаются в области второго ($m_1 = 2$, р-поляризованный свет) минимума на длине волны $\lambda_1 = 1015.1$ нм и в области четвертого ($m_2 = 4.5$, s-поляризованный свет) минимума на длине волны $\lambda_2 = 457.2$ нм при угле Брюстера для подложки 74.35° . Из-за этого эффекта $Rp(\lambda_{m1}) \rightarrow 0$, $\rho e(\lambda_{m1}) \rightarrow 0$ и $r_s(\theta_s(\lambda_{m2})) \rightarrow 0$, $\tan(\psi(\lambda_{m2})) \rightarrow \infty$. На точность определения d_1 по (5) влияет точность

определения λ_1 и λ_2 , которая зависит от шага изменения длины волны ($\delta\lambda \approx 0.35\text{ нм}$) при измерении $pe(\lambda)$. Расчеты спектральных характеристик слоя выполнены при $\delta\lambda = 0.1\text{ нм}$. Функции $\cos(\Delta e(\lambda))$ и $\cos(\Delta t(\lambda))$ на длинах волн интерференционных максимумов и минимумов скачком изменяются от -1 до 1 .

На рисунке 1б представлены измеренный $pe(\lambda) = \tan(\psi e(\lambda))$, рассчитанные по (1) с использованием параметров из табл. 1 (четвертая строка) $pt(\lambda)$, $p02(\lambda)$, огибающая $Om(\lambda)$ максимумов $pt(\lambda)$ и спектрофотометрические характеристики слоя $Rs(\lambda)$, $Rp(\lambda)$ при угле падения 76.76° . Деструктивный интерференционный резонанс наблюдается в области четвертого ($m_1 = 4$, р-поляризованный свет) минимума на длине волны $\lambda_1 = 509.2\text{ нм}$. Конструктивный интерференционный резонанс наблюдается в области пятого ($m_2 = 4.5$, s-поляризованный свет) максимума на длине волны $\lambda_2 = 410.0\text{ нм}$. Расчет толщины слоя по длинам волн, которые характеризует положение конструктивного и деструктивного интерференционных минимума и максимума, позволяет определить (табл. 1, четвертая строка) толщину слоя с невысокой точностью ($\pm 5\text{ нм}$). В шестой строке таблицы приведена толщина слоя, рассчитанная с помощью лицензионной программы DeltaPsi2 к эллипсометру HORIBA UVISEL2.

Закключение. Из-за дисперсии показателей преломления микронного слоя и подложки оптические резонансы в методе СЭ наблюдаются на двух длинах волн при одном угле падения. Причиной этого явления являются резонансы s и р-поляризованного света, коэффициенты отражения которого входят в основное уравнение эллипсометрии. Углы Брюстера для подложки на указанных длинах волн разные. На точность определения d_1 влияет точность определения резонансных длин волн, которая зависит от шага изменения длины волны ($\delta\lambda = 0,35\text{ нм}$) спектрального эллипсометра при измерении $pe(\lambda)$. Определенная толщина слоя ($934,44 \pm 0,02$) нм удовлетворительно коррелирует с литературными данными [4].

Список литературы

1. Aliev I. M. и др. Method to control the optical parameters of thin transparent films using angle optical reflectometry // Technical Physics. 2015. Т. 60. № 10. С. 1560-1562.
2. Sreekanth K. V. и др. Generalized Brewster Angle Effect in Thin-Film Optical Absorbers and Its Application for Graphene Hydrogen Sensing // ACS Photonics. 2019. Т. 6. № 7. С. 1610-1617.
3. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – 2-е изд., испр. – М. : Наука, 1973. – 720 с.
4. Стаськов, Н. И. Трехкомпонентная модель эффективной среды для определения состава слоев на кремниевых пластинах / Н. И. Стаськов, Л. И. Сотская // Журнал прикладной спектроскопии. – 2017. – № 5. Т. 84. – С. 703–709.

Контакты:

ni_staskov@mail.ru (Стаськов Николай Иванович).