

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЭЛЛИПСОМЕТРИЯ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ
ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА

*Л. И. СОТСКАЯ, С. С. МИХЕЕВ, А. Б. СОТСКИЙ, И. В. ИВАШКЕВИЧ

*Государственное учреждение высшего профессионального образования
«БЕЛОРУССКО-РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»Учреждение образования
«МОГИЛЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. А. А. Кулешова»
Могилев, Беларусь

Известное математическое обеспечение метода спектральной эллипсометрии поверхности основывается на когерентном приближении. Однако исследования, выполненные авторами на спектральном эллипсометре ES-2, показали, что в случаях наноразмерных слоистых структур на диэлектрических подложках и структур микронной толщины на диэлектрических и полупроводниковых подложках, названное приближение приводит к существенным погрешностям при расчете поляризационных углов ψ , Δ и последующем решении обратных задач спектральной эллипсометрии. В докладе представлен уточненный алгоритм вычисления ψ и Δ , учитывающий частичную временную когерентность зондирующего света.

Основные расчетные соотношения алгоритма имеют вид:

$$\operatorname{tg} \psi = \sqrt{(\sin^2 A - B_1 B_2 \cos^2 A + C)(B_1 B_2 \sin^2 A - \cos^2 A + C)^{-1}}, \quad (1)$$

$$\cos \Delta = [B_1(\cos^2 A \sin^2 P + \operatorname{tg}^2 \psi \sin^2 A \cos^2 P) - \sin^2 A \sin^2 P - \operatorname{tg}^2 \psi \cos^2 A \cos^2 P][0.5 \operatorname{tg} \psi \sin(2A) \sin(2P)(1 + B_1)]^{-1}, \quad (2)$$

$$C = B_1(\sin^2 A \cos^2 P - \cos^2 A \sin^2 P) + B_2(\sin^2 A \sin^2 P - \cos^2 A \cos^2 P), \quad (3)$$

$$B_1 = S_1 S_2^{-1}, \quad B_2 = S_3 S_4^{-1}, \quad (4)$$

$$S_1(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} |R_s \sin A \sin P + R_p \cos A \cos P|^2 G(\lambda - \lambda') d\lambda', \quad (5)$$

$$S_2(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} |R_s \cos A \sin P - R_p \sin A \cos P|^2 G(\lambda - \lambda') d\lambda', \quad (6)$$

$$S_3(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} |R_s \sin A \cos P - R_p \cos A \sin P|^2 G(\lambda - \lambda') d\lambda', \quad (7)$$

$$S_4(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} |R_s \cos A \cos P + R_p \sin A \sin P|^2 G(\lambda - \lambda') d\lambda'. \quad (8)$$

В (1–7) предполагается, что используется бинарная модуляция состояния поляризации света с исходными азимутами поляризатора и анализа-

тора A и P ; $R_s(\lambda')$ и $R_p(\lambda')$ – коэффициенты отражения плоских волн s и p поляризации от исследуемой поверхности на длине волны λ' ; $G(\lambda - \lambda')$ – аппаратная функция монохроматора. При расчетах мы использовали:

$$G(\lambda - \lambda') = \exp[-(\lambda - \lambda')^2 \lambda_0^{-2}].$$

Заметим, что в когерентном приближении ($\lambda_0 \rightarrow 0$) выражения (1–7) переходят в известные формулы для эллипсометра ES-2. Для реальных решеточных монохроматоров $\lambda_0 \approx 2$ нм.

На рис. 1 приведены зависимости $\text{tg}\psi(\lambda)$ и $\cos\Delta(\lambda)$, для слоя ZnS толщиной 358 нм, нанесенного на подложку в виде плоско-параллельной пластины из стекла К8.

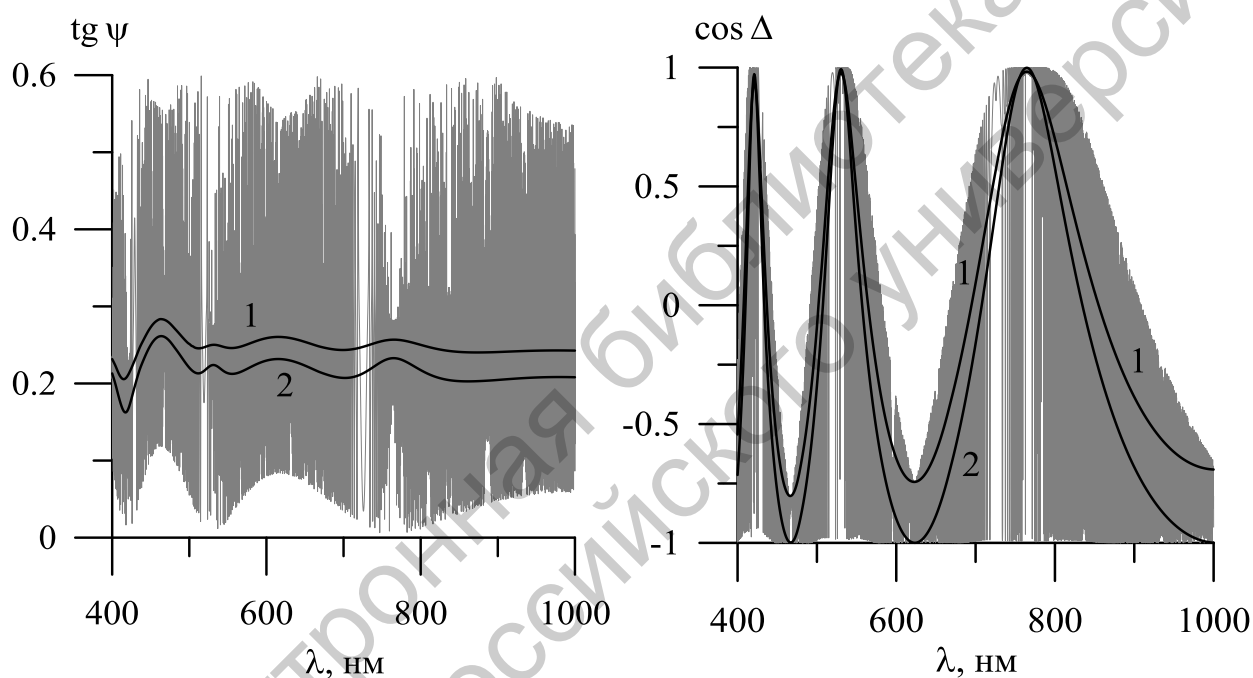


Рис. 1. Спектры поляризационных углов, рассчитанные при угле падения света 65° . Серые быстропеременные кривые, относящиеся к $\lambda_0 \rightarrow 0$ и черные кривые 1, относящиеся к $\lambda_0 = 2$ нм, рассчитаны при толщине подложки $d = 2,14$ мкм; черные кривые 2 соответствуют $d = \infty$, $\lambda_0 = 2$ нм и $\lambda_0 \rightarrow 0$

Как видно, частичная когерентность света (или, что эквивалентно, конечность ширины его спектра) может существенно влиять на спектры поляризационных углов. Корректная обработка таких спектров может быть проведена на основании разработанного подхода.

Работа выполнена при поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Фотоника, опто- и микроэлектроника 1.3.03» (2016–2017 гг.).