

МОДЕЛЬ ЛОРЕНТЦ-ЛОРЕНЦА В СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ
НЕОДНОРОДНОГО СЛОЯ

Л. И. СОТСКАЯ, *К. Н. КРИВЕЦКИЙ,
**А. Б. СОТСКИЙ, А. В. ХОМЧЕНКО

Государственное учреждение высшего профессионального образования
«БЕЛОРУССКО-РОССИЙСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

*ООО «ЭССЕНТОПТИКС»

Учреждение образования

**«МОГИЛЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

им. А. А. Кулешова»

Могилев, Минск, Беларусь

Актуальной проблемой, возникающей при изготовлении тонких пленок методом напыления, является неразрушающий контроль их плотности $f(y)$, удельной рефракции $r(\lambda)$ и распределения показателя преломления $n(\lambda, y)$. В докладе рассматриваются вопросы восстановления указанных характеристик путем обработки экспериментальных спектров отражательной способности пленки для волн s и p поляризации.

Мы используем метод наименьших квадратов с целевыми функциями

$$F(p_1, \dots, p_l) = \sum_{\alpha=s,p} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \left[(R_{\alpha}^{(e)})_{ij} - R_{i\alpha}(\lambda_j, p_1, \dots, p_l) \right]^2,$$

где i – номер угла падения света θ_i ; j – номер длины волны излучения; $(R_{s,p}^{(e)})_{ij}$ – экспериментальные данные для энергетических коэффициентов отражения волн s и p поляризации; p_i – искомые параметры, описывающие зависимости $f(y)$, $r(\lambda)$, $n(\lambda, y)$.

Соответствующие им теоретические функции $R_{is,p}(\lambda_j, p_1, \dots, p_l)$ рассчитываются с помощью рекуррентных соотношений. Величины p_i – искомые параметры, описывающие зависимости $f(y)$, $r(\lambda)$, $n(\lambda, y)$.

Известно, что для успешного решения обратной оптической задачи требуется как можно более простая и в то же время адекватная физической ситуации модель эксперимента. Этими свойствами обладает модель Лорентц-Лоренца

$$n(\lambda, y) = \sqrt{[1 + 2r(\lambda)f(y)][1 - r(\lambda)f(y)]^{-1}},$$

$$r(\lambda) = \sum_{i=1}^{nm+1} [r_i(\lambda - \bar{\lambda})(B - \bar{\lambda})^{-1}]^{i-1}, \quad f(y) = 1 + \sum_{i=1}^{lp} f_i[\eta^i + (-1)^{i+1}(i+1)^{-1}],$$

где nm и lp – максимальные степени интерполяционных полиномов; $\bar{\lambda} = 0.5(A + B)$, A и B – границы экспериментального диапазона длин волн; $\eta = yp_1^{-1}$; p_1 – толщина пленки; $p_i = r_{i-1}$ при $i = \overline{2nm+2}$; $p_i = f_{i-nm-2}$ при $i = \overline{nm+3, l}$; $l = nm + lp + 2$. Исследование ряда пленок показало, что

корректное решение обратной оптической задачи обычно достигается при $nm=6$, $lp \leq 10$. Таким образом, в рамках принятой модели $l \leq 18$, что обеспечивает устойчивость решения.

На рис. 1 представлены данные, полученные при исследовании пленки ZrO_2 с ориентировочной толщиной $p_1 \approx 500nm$, нанесенной методом электронно-лучевого напыления на подложку из стекла К8. Измерения $(R_{s,p}^{(e)})_{ij}$ выполнены с использованием спектрофотометра Photon RT при $N=4$ ($\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$, $\theta_3 = 50^\circ$, $\theta_4 = 60^\circ$), $A = 402,02nm$.

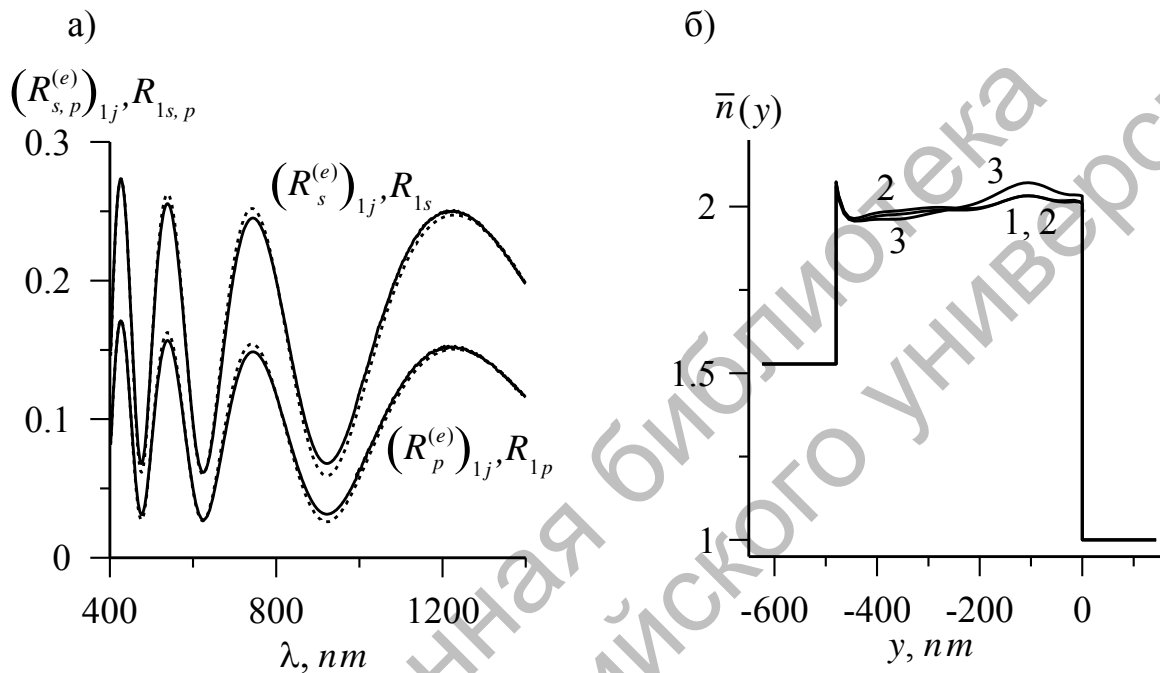


Рис. 1. Результаты расчетов и экспериментальных исследований: а – спектры отражательной способности пленки ZrO_2 : сплошные кривые – эксперимент $(R_{s,p}^{(e)})_{ij}$ и теория $R_{1s,p}$ при $l=17$ ($lp=9$); штриховые кривые – теория при $l=8$ ($f(y) \equiv 1$); б – усредненный по спектрам профиль показателя преломления пленки, восстановленный при $B=1400nm$, $M=500$ (кривая 1), $B=1200nm$, $M=400$ (2) и $B=1000nm$, $M=300$ (3)

Расхождение сплошных и штриховых кривых на рис. 1, а свидетельствует о заметной неоднородности материала пленки. Этот вывод подтверждается рассмотрением рис. 1, б. Из рис. 1, б можно сделать вывод о снижении точности решения обратной оптической задачи при сужении экспериментального диапазона длин волн.

Корректность изложенного подхода проверена нами путем сопоставления экспериментальных (измеренных методом волноводной спектроскопии) и теоретических (рассчитанных по восстановленной функции $n(\lambda, y)$) значений постоянных распространения волноводных мод пленки.