

Это наводит нас на мысль, что при определении показателя преломления слабо поглощающих пленок методом Абеlesa целесообразно определять угол, при котором отражательная способность системы с оптической толщиной кратной $\lambda/4$ равна отражению подложки с пленкой, оптическая толщина которой кратна $\lambda/2$. Причем эти две сравниваемые системы должны удовлетворять такому условию: при нормальном падении излучения они должны давать экстремальное отражение одного порядка интерференции. При малой разнице в толщинах пленок сравниваемых систем можно считать, что поглощение в пленках одинаково.

Изложенный выше метод имеет максимальную чувствительность, когда разность оптических толщин пленок сравниваемых систем равна одной четверти длины волны. Так как оптический путь в пленке зависит от угла падения, то условие максимальной чувствительности метода будет выполняться с ростом толщины все более приближенно. Поэтому для определения показателя преломления желательно использовать тонкие пленки, допускающие при нормальном падении 1—2 порядка интерференции.

Метод имеет минимальную чувствительность, когда толщина одной из пленок при нормальном падении близка к целому λ . Метод теряет силу, если положение угла Брюстера изменяется с ростом толщины слоя. Это говорит о том, что показатель поглощения вещества пленки нельзя считать малым.

Метод можно проиллюстрировать рисунком, который показывает расчетные зависимости отражательной способности для монохроматического излучения с длиной волны $4.358 \cdot 10^{-7}$ м, поляризованного в плоскости падения, от угла падения для тантала, покрытого окисной пленкой.

Литература

- [1] F. Abeles. J. Phys. Rad., 11, 310, 1950.
- [2] F. Abeles. J. Phys. Rad., 19, 327, 1958.
- [3] О. С. Хевенс. Физика тонких пленок. 2, 154. Изд. «Мир», М., 1967.
- [4] J. Koppelman. K. Krebs. Zs. Physik, 163, 539, 1961.
- [5] O. S. Heavens, H. M. Liddell. Appl. Opt., 4, 629, 1965.
- [6] M. Ruiz-Urbieto, E. M. Sparrow, E. R. G. Ecet. J. Opt. Soc. Am. 61, № 3, 1970.

Поступило в Редакцию 15 января 1973 г.

УДК 535.324+535.341: 546.5

СУБСТРУКТУРА И АНОМАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОСТРОВКОВЫХ КОНДЕНСАТОВ СЕРЕБРА

Б. Т. Бойко, В. В. Ефимовский и В. И. Шкалето

В работах [1—3] развита теория аномальной дисперсии света в островковых конденсатах металла на диэлектрике, которая объясняет наблюдаемые явления в случае эллипсоидальных частиц. Однако при электронно-микроскопических исследованиях профиля островков размером 100—200 Å [4] было показано, что частицы металла имеют форму, мало отличающуюся от сферической.

Это противоречие теории и эксперимента можно преодолеть, если ввести размерно-зависимые оптические постоянные металла в островке. Причем учесть не только ограничение длины свободного пробега электронов проводимости в гранулах [5], но и изменение их концентрации в мелкодисперсных частицах по сравнению с массивным состоянием.

Согласно [3], ϵ — комплексная диэлектрическая постоянная (ДП) эффективной пленки равна

$$\epsilon = \frac{t}{T} \frac{\epsilon_0 (\epsilon_\infty - \epsilon_0)}{\epsilon_0 + (f - \gamma) (\epsilon_\infty - \epsilon_0)} + \epsilon_0, \quad (1)$$

где T и t — оптическая и весовая толщина пленки, ϵ_0 — ДП окружающей среды, ϵ_∞ — комплексная ДП массивного металла, f — фактор формы, γ — член, учитывающий дипольное взаимодействие (см. [6]).

Мы считаем, что вследствие размерных и поверхностных эффектов ДП в островке (ϵ_g) будет существенно отличаться от ее значений в массивном металле. В приближении квазисвободных электронов ϵ_g можно записать

$$\epsilon_g = \epsilon_{1g} + i\epsilon_{2g} = \alpha (\epsilon_{1\infty} - 1) + 1 + i\alpha\beta\epsilon_{2\infty}, \quad (2)$$

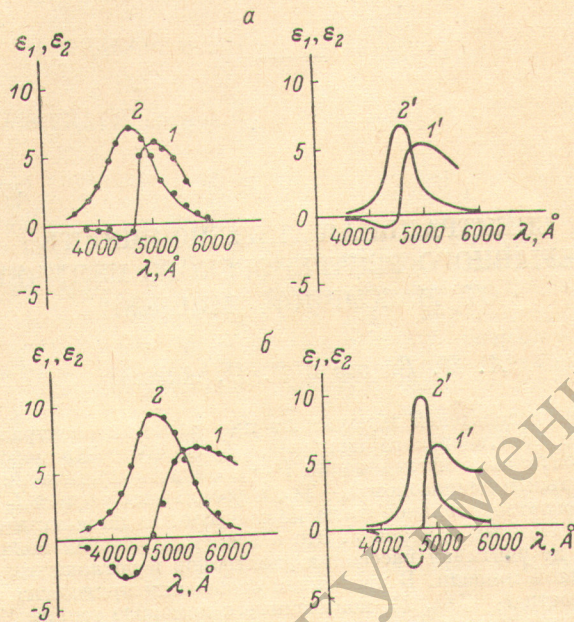
где $\epsilon_{1\infty}$ и $\epsilon_{2\infty}$ — действительная и мнимая части ДП массивного металла, α — эффективное число электронов проводимости на атом в грануле, β — отношение времени релаксации электронов проводимости в массивном металле и в грануле. Согласно [7],

$\beta = 1 + l_\infty/R$, l_∞ — длина свободного пробега электронов проводимости в массивном металле, R — радиус островка.

Подставив (2) в (1) и выделив действительную ε_1 и мнимую ε_2 части ДП эффективной пленки, мы получим расчетные формулы

$$\varepsilon_1 = \frac{t\varepsilon_0}{T} \frac{(\varepsilon_{1g} - \varepsilon_0)[(f - \gamma)(\varepsilon_{1g} - \varepsilon_0) + \varepsilon_0] + (f - \gamma)\varepsilon_{2g}^2}{[(f - \gamma)(\varepsilon_{1g} - \varepsilon_0) + \varepsilon_0]^2 + (f - \gamma)^2\varepsilon_{2g}^2} + \varepsilon_0, \quad (3)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{t}{T} \frac{\varepsilon_0^2\varepsilon_{2g}}{[(f - \gamma)(\varepsilon_{1g} - \varepsilon_0) + \varepsilon_0]^2 + (f - \gamma)^2\varepsilon_{2g}^2}. \quad (4)$$



Спектральные зависимости ε_1 и ε_2 островковых конденсатов серебра.

1, 2 — экспериментальные, 1', 2' — теоретические. а — образец № 1, б — образец № 2.

Учет ε_0 выполнен согласно последним работам Шкляревского [8] и Йошиды [9]. Исходными данными для теоретических расчетов послужили электронно-микроскопические исследования, результаты которых сведены в таблицу.

Экспериментальные кривые были построены по приведенным в работах [2, 10] формулам на основании спектральных зависимостей энергетических коэффициентов образцов № 1 и 2. Последние зависимости не приведены, так как они аналогичны подобным кривым других авторов [11, 12].

На наш взгляд, совпадение теоретических и экспериментальных кривых (см. рисунок) неплохое. Здесь надо учитывать, что теория выведена для системы одинаковых островков, в то время как на практике имеется некоторое статистическое распределение островков по размерам. И чем толще конденсат, тем сильнее сказывается это распределение, тем заметнее будут отличаться рассчитанные кривые от экспериментальных.

№ образца	R , Å	l , Å	t , Å	f	T , Å
1	30	200	6	0.33	60
2	50	180	10	0.33	100

Литература

- [1] E. David. Zs. Physik, 114, 389, 1939.
- [2] H. Schopper. Zs. Physik, 130, 565, 1951.
- [3] S. Yamaguchi. J. Phys. Soc. Japan, 17, 184, 1962.
- [4] Б. Т. Бойко, А. Н. Синельников, Г. И. Копач. Заводск. лабор., № 4, 455, 1972.
- [5] A. Carlan. Ann. Phys., 4, 5, 1969.
- [6] P. Bousquet. Compt. rend., 266, B 505, 1968.
- [7] J. Euler. Zs. Physik, 137, 318, 1954.

- [8] И. Н. Шкляревский, П. Л. Пахомов, Т. И. Корнеева. Диспергированные металлические пленки, 201. Киев, 1972.
 [9] S. Yochida, T. Yamaguchi, A. Kinbara. J. Opt. Soc. Am., 62, 1415, 1972.
 [10] H. Wolter. Zs. Physik, 113, 547, 1939.
 [11] И. Н. Шкляревский, Т. И. Корнеева. Опт. и спектр., 24, 744, 1968.
 [12] И. Н. Шкляревский, Т. И. Корнеева, К. Н. Зозуля. Опт. и спектр., 27, 332, 1969.

Поступило в Редакцию 12 марта 1973 г.

УДК 537.531 : 535.33

СПЕКТРАЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ НЕПРЕРЫВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МАССИВНОЙ МИШЕНИ

А. И. Егоров и В. П. Афонин

Большинство исследователей используют при расчетах спектральной интенсивности непрерывного рентгеновского излучения I_λ формулу Крамерса [1]. Но, как показали экспериментальные исследования [2, 3], область применения этой формулы ограничена спектральным диапазоном $\lambda_0 \div 2\lambda_0$, и результаты расчета I_λ по [1] не могут претендовать на удовлетворительное согласие с опытными данными в широком интервале длин волн λ и атомных номеров Z . Это в известной степени может быть связано с тем, что Крамерс не учитывал рассеяния электронов и поглощения рентгеновского излучения в массивной мишени. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования зависимости $I_\lambda = f(\lambda, Z)$, полученные с помощью теории Крамерса, после ее уточнения, заключающегося в учете вышеуказанных факторов. Рассматривается непрерывное излучение в спектральной области $0.3 \div 40 \text{ \AA}$, возбужденное в массивной мишени, пучком нормально падающих на ее поверхность моноэнергетических электронов с начальной энергией $E_0 = 15 \div 40 \text{ кэВ}$. Для получения правильной зависимости $I_\lambda = f(E_0)$, по-видимому, необходима корректировка результатов теоретической работы Крамерса по тонким мишеням [4], что может быть предметом самостоятельного исследования.

Спектральная интенсивность непрерывного рентгеновского излучения от массивной мишени может быть представлена в виде

$$I_\lambda = \int_0^{pz_\lambda} \varphi_\lambda(pz) \exp(-\chi_\lambda pz) d(pz), \quad (1)$$

где pz — массовая глубина проникновения электронов в мишень; E_λ — минимальная энергия электронов, необходимая для возбуждения I_λ составляющей спектра; pz_λ — глубина, на которой $E(pz) = E_\lambda$; $\chi_\lambda = \mu_\lambda / \sin \psi$; μ_λ — массовый коэффициент поглощения; ψ — угол отбора излучения; $\varphi_\lambda(pz)$ — функция распределения спектральной интенсивности по глубине мишени.

Современная теория рассеяния электронов с энергиями $10 \div 100 \text{ кэВ}$ в твердом теле не позволяет удовлетворительно рассчитать функцию $\varphi_\lambda(pz)$ с учетом энергетического распределения электронов. Поэтому в работе использована модель прохождения электронов через вещество с усреднением их траекторий и принято приближение, заменяющее угловое распределение электронов средним косинусом углов отклонения электронов от исходного направления движения. Поток электронов, проходящий через мишень, условно разбивается на два — прямой и обратный, каждый из которых характеризуется своей функцией распределения спектральной интенсивности по глубине мишени. С учетом введенных приближений на основе формулы Крамерса для тонкой мишени [4], уточненного закона ослабления электронов [5, 6] и результатов исследований авторов по торможению и угловому рассеянию электронов [7], можно получить для функции $\varphi_\lambda(pz)$ следующее выражение:

$$\varphi_\lambda(pz) = \frac{cn_0 Z^2 \varphi_1(pz)}{\lambda^2 A}, \quad (2)$$