

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.324

ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
ТОНКИХ СЛАБО ПОГЛОЩАЮЩИХ ПЛЕНОК
МЕТОДОМ АБЕЛЕСА

Г. А. Бугнин

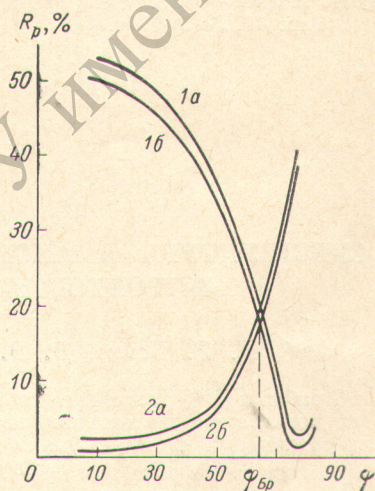
Одним из важных параметров тонких диэлектрических пленок, которые широко используются в настоящее время, является толщина. Наиболее точно она определяется оптическими методами. Но для оптических измерений толщины необходимо также достаточно точно знать показатель преломления вещества пленки.

Простой и очень надежный метод для определения показателя преломления тонких пленок был предложен Абелесом [1] и с тех пор широко применяется. Он основан на том, что при поляризующем угле или угле Брюстера, определяемом соотношением $\operatorname{tg} \varphi_{\text{Бр.}} = n_1/n_0$, в котором n_1 — показатель преломления пленки, n_0 — показатель преломления внешней среды, например воздуха, отражение от границы воздух—слой для p -компоненты поляризованного излучения равно нулю. Следовательно, при этом угле для данной поляризации отражение системы пленка—подложка зависит только от границы слой—подложка и не зависит от толщины пленки.

В работах [2, 3] показано также, что метод Абелеса имеет максимальную чувствительность, если используются пленки, оптическая толщина

Зависимость отражательной способности системы от угла падения p -компоненты поляризованного монохроматического излучения.

1а — прозрачная пленка Ta_2O_5 , $k_1=0$, $n_1=2.25$, оптическая толщина $\lambda/2$. 1б — слабо поглощающая пленка Ta_2O_5 , $k_1=0.01$, $n_1=2.25$, оптическая толщина $\lambda/2$. 2а и 2б — соответствующие пленки с оптической толщиной $\lambda/4$. Оптические константы тантала $n_2=3.50$, $k_2=2.25$.



которых составляет нечетное число четвертей длины волны используемого излучения. Минимальная чувствительность имеет место, когда толщина пленок составляет целое число полуволи. Это справедливо только для прозрачных, однородных и изотропных пленок, при этом подложка может быть как прозрачной, так и поглощающей [4, 5].

Экспериментальное исследование анодных окисных пленок на тантале и ниобии показывает, что пленки не являются совершенно прозрачными. Ряд работ [5, 6] посвящен исследованию слабо поглощающих пленок, для которых выполняется условие $k_1 \ll n_1$, но $k_1 \neq 0$, где k_1 — показатель поглощения пленки. Для таких пленок наблюдается смещение угла Брюстера, если показатель преломления слоя определяется методом Абелеса; при этом показано, что для очень малых k_1 смещение угла Брюстера мало и почти пропорционально k_1 .

Мы вычислили на основе [5, 6] кривые отражательной способности p -компоненты монохроматического излучения для системы слабо поглощающая пленка—поглощающая подложка (Ta_2O_5 —Ta) для очень малых k_1 как функцию угла падения и сравнили с результатами, полученными в [6] для s -компоненты. Анализ показал, что при изменении угла падения изменяется лишь величина отражательной способности такой системы, но фазовые условия получения экстремальных отражений остаются теми же, что и для совершенно прозрачных пленок. При любом угле падения, исключая 90° , отражательная способность системы слабо поглощающая пленка—подложка для обеих поляризаций монохроматического излучения будет несколько ниже, чем в системе прозрачной пленки.

Это наведло 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. Ecert. 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. Шкалото

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],