

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ ТОНКИХ СЛАБОПОГЛОЩАЮЩИХ АНИЗОТРОПНЫХ СЛОЕВ И МОНОКРИСТАЛЛОВ ПО ПРОПУСКАНИЮ

В. К. Милославский и А. И. Рыбалка

Предложен метод определения оптических постоянных слабопоглощающих анизотропных слоев, обладающих оптическими свойствами одноосного кристалла с оптической осью, нормальной к подложке. Метод основан на измерении пропускания p - и s -компоненты при одном угле падения и анализе интерференционных кривых пропускания с помощью кривых, огибающих максимумы и минимумы. Приведены значения n_1 и n_2 тонких слоев PbJ_2 , найденные указанным методом, в интервале длин волн 550–1000 нм.

Слои многих веществ, термически осажденных на аморфные или кристаллические подложки при нормальном падении молекулярного пучка на их поверхность, обладают оптическими свойствами одноосного кристалла с оптической осью, расположенной нормально к поверхности образца. Такая ситуация создается при образовании текстурированных пленок, ось текстуры которых нормальна к подложке, а отдельные кристаллиты анизотропны в процессе рекристаллизации слоев при их высокотемпературном отжиге на аморфных подложках [1], за счет термических напряжений, вызванных различием в коэффициентах линейного расширения материала пленки и подложки [2] и т. д. Приведенные примеры указывают на важность учета анизотропии пленок при исследовании их оптических и других физических свойств. Оптические свойства анизотропных пленок должны быть описаны с помощью тензора $\hat{\epsilon}$, однако зачастую пленки трактуются как изотропные образования, что дает неполную информацию об их свойствах. Исследование пленок обычно ведется при нормальном падении света, и эксперимент дает значение только одной компоненты тензора $\hat{\epsilon}$. Сходные трудности возникают при изучении оптических свойств тонких монокристаллов слоистой структуры (PbJ_2 , $GaSe$ и др.), плоскости легкого скальвания которых нормальны к оптической оси; из-за сложности приготовления образцов с оптической осью, параллельной развитой поверхности, сведений о двулучепреломлении таких кристаллов мало [3].

При определении главных компонент ϵ_1 и ϵ_2 тензора $\hat{\epsilon}$ тонких одноосных кристаллов с оптической осью, нормальной к поверхности, измерения следует проводить при косом падении света на образец. Если излучение при этом падает на поверхность образца из оптически менее плотной среды (обычная экспериментальная ситуация), необыкновенная волна распространяется в кристалле под малыми углами к оси и, следовательно, несет малую информацию о ϵ_1 .

Последнее время предприняты попытки устранения указанной трудности и развит ряд методов определения ϵ_1 и ϵ_2 , основанных на эллипсометрии излучения, отраженного от образца [4] или прошедшего через образец [5]. Методы [4, 5] сложны и требуют измерений при нескольких углах падения ϕ .

В настоящей работе предлагается спектрофотометрический метод определения ε_{\perp} и ε_{\parallel} слабопоглощающих анизотропных слоев по измерению пропускания при одном угле падения.

Основные соотношения

Рассмотрим распространение волн через плоскопараллельную пластинку одноосного кристалла с оптической осью $\parallel z$ (рис. 1), ограниченную прозрачными изотропными средами с показателями преломления n_0 и n_2 . Если волна падает на пластинку под углом и поляризована в плоскости падения (p -компонента), в кристалле возбуждается необыкновенная волна с углом преломления к нормали ψ_{1p} , s -компонента возбуждает обыкновенную волну под углом ψ_{1s} .

Амплитуды p - и s -компонент, прошедших во вторую среду, могут быть найдены обычным методом [6], использующим граничные условия для электрических и магнитных полей на границе 0—1 и 1—2

$$\tau_p = \frac{4 \cos \varphi n_0 m_p \eta_p}{(n_2 m_p + \cos \psi_2) (\cos \varphi + m_p n_0) + \eta_p^2 (n_2 m_p - \cos \psi_2) (\cos \varphi - m_p n_0)},$$

$$\tau_s = \frac{4 \cos \varphi n_0 m_s \eta_s}{(1 + m_s n_2 \cos \psi_2) (m_s n_0 \cos \varphi + 1) + \eta_s^2 (1 - m_s n_2 \cos \psi_2) (m_s n_0 \cos \varphi - 1)},$$

где

$$m_p = \frac{\cos(\psi_{1p} - \theta)}{\cos \theta n_{1p}} = \left(\frac{\varepsilon_{\parallel} - n_0^2 \sin^2 \varphi}{\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp}} \right)^{1/2},$$

$$m_s = \frac{1}{\cos \psi_{1s} n_{1s}} = (\varepsilon_{\perp} - n_0^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\eta_p = \exp\left(-\frac{2\pi t}{\lambda} \varepsilon_{\perp} m_p i\right), \quad \eta_s = \exp\left(-\frac{2\pi t}{\lambda} m_s i\right), \quad (3)$$

n_{1s} , n_{1p} — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волны, θ — угол между лучом и нормалью,

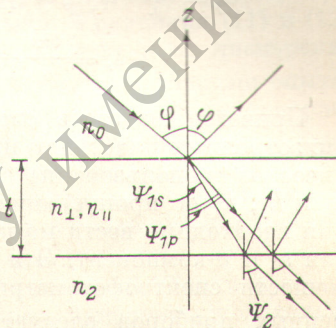


Рис. 1.

$$n_{1s} = \varepsilon_{\perp}^{1/2}, \quad n_{1p} = \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_{\parallel}} \right)^{1/2} [\varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp} - n_0^2 \sin^2 \varphi (\varepsilon_{\perp} - \varepsilon_{\parallel})]^{1/2}, \quad \operatorname{tg} \psi_{1p} = \frac{\varepsilon_{\parallel}}{\varepsilon_{\perp}} \operatorname{tg}(\psi_{1p} - \theta).$$

Для кристаллов средних сингоний формулы (1)—(3) могут быть непосредственно обобщены на случай поглощения в силу совпадения главных систем координат $\operatorname{Re} \hat{\varepsilon}$ и $\operatorname{Im} \hat{\varepsilon}$ [7].¹ Коэффициент пропускания пластинки представим в виде

$$T_{p,s} = \frac{n_2 \cos \psi_2}{n_0 \cos \varphi} |\tau_{p,s}|^2 \quad (4)$$

и

$$|\tau_{p,s}|^2 = \frac{16 \cos^2 \varphi n_0^2 |m_{p,s}|^2 \mu_{p,s}}{\sqrt{x_1^2 + y_1^2 + (x_2^2 + y_2^2) \mu_{p,s}^2 + 2\mu_{p,s} [(x_1 x_2 + y_1 y_2) \cos \Delta_{p,s} + (y_1 x_2 - y_2 x_1) \sin \Delta_{p,s}]}} \quad (5)$$

¹ В дальнейшем мы опускаем случай полного внутреннего отражения, требующий особого рассмотрения. При этом на угол φ накладываются ограничения: $\sin \varphi <$

$< \sin \varphi_{s,p}^*$, $\sin \varphi_{s,p}^* = \frac{\varepsilon_{\perp}^{1/2}}{n_0}$, $\sin \varphi < \frac{n_2}{n_0}$. При $\varepsilon_{\perp}^{1/2} \parallel$, $n_2 > n_0$ указанные условия выполняются во всем диапазоне измерения φ ($0 \div \pi/2$).

где $x_{1,2} = A_1 \pm A_2$, $y_{1,2} = B_1 \pm B_2$, величины $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ имеют вид

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= C_p (n_2 \cos \varphi + n_0 \cos \psi_2), & B_1 &= d_p (n_2 \cos \varphi + n_0 \cos \psi_2) \\ A_2 &= n_0 n_2 (C_p^2 - d_p^2) + \cos \varphi \cos \psi_2, & B_2 &= 2d_p C_p n_0 n_2 \end{aligned} \right\} (p\text{-компонента}),$$

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= C_s (n_2 \cos \psi_2 + n_0 \cos \varphi), & B_1 &= d_s (n_2 \cos \psi_2 + n_0 \cos \varphi) \\ A_2 &= 1 + n_0 n_2 \cos \varphi \cos \psi_2 (C_s^2 - d_s^2), & B_2 &= 2d_s n_0 n_2 \cos \varphi \cos \psi_2 \end{aligned} \right\} (s\text{-компонента}). \quad (6)$$

По определению $m_{p,s} = C_{p,s} - id_{p,s}$; величины $C_{p,s}$ и $d_{p,s}$ выражаются через главные компоненты тензора $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{1\perp} - i\varepsilon_{2\perp}$, $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{1\parallel} - i\varepsilon_{2\parallel}$ ($\varepsilon_{1\perp, \parallel} = n_{\perp, \parallel}^2 - k_{\perp, \parallel}^2$, $\varepsilon_{2\perp, \parallel} = 2n_{\perp, \parallel} k_{\perp, \parallel}$, $n_{\perp, \parallel}$, $k_{\perp, \parallel}$ — главные значения показателя преломления и поглощения) следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} C_p^2 - d_p^2 &= \frac{|\varepsilon_{\perp}|^2 \varepsilon_{1\perp} - n_0^2 \sin^2 \varphi (\varepsilon_{1\perp} \varepsilon_{1\perp} - \varepsilon_{2\perp} \varepsilon_{2\perp})}{|\varepsilon_{\parallel}|^2 |\varepsilon_{\perp}|^2}, \\ 2C_p d_p &= \frac{n_0^2 \sin^2 \varphi (\varepsilon_{2\perp} \varepsilon_{1\perp} + \varepsilon_{2\perp} \varepsilon_{1\parallel}) - \varepsilon_{2\perp} |\varepsilon_{\parallel}|^2}{|\varepsilon_{\perp}|^2 |\varepsilon_{\perp}|^2}, \\ C_s^2 - d_s^2 &= \frac{\varepsilon_{1\perp} - n_0^2 \sin^2 \varphi}{(\varepsilon_{1\perp} - n_0^2 \sin^2 \varphi)^2 + \varepsilon_{2\perp}^2}, & 2C_s d_s &= - \frac{\varepsilon_{2\perp}}{(\varepsilon_{1\perp} - n_0^2 \sin^2 \varphi)^2 + \varepsilon_{2\perp}^2}. \end{aligned} \right\} (7)$$

Представляя также $\tau_{p,s}$ в (1) в виде $\tau_{p,s}^2 = \mu_{p,s} \exp(-i\Delta_{p,s})$, имеем на основании (3)

$$\left. \begin{aligned} \Delta_p &= \frac{4\pi t}{\lambda} (\varepsilon_{1\perp} C_p - \varepsilon_{2\perp} d_p), & \mu_p &= \exp \left[-\frac{4\pi t}{\lambda} (\varepsilon_{2\perp} C_p + \varepsilon_{1\perp} d_p) \right], \\ \Delta_s &= \frac{4\pi t}{\lambda} \frac{C_s}{|m_s|^2}, & \mu_s &= \exp \frac{4\pi t}{\lambda} \frac{d_s}{|m_s|^2}. \end{aligned} \right\} (8)$$

Приведенная здесь сводка формул (5)–(8) описывает пропускание анизотропных пластинок при любой уровне поглощения, однако их практическое использование для нахождения оптических постоянных n_{\parallel} , n_{\perp} и k_{\perp} , k_{\parallel} по пропусканию затруднительно, так как измерение пропускания необходимо вести по крайней мере при двух углах падения отдельно для s - и p -компонент. Эти измерения громоздки и даже при достаточной точности спектрофотометрического определения $T_{p,s}$ с помощью современных приборов следует ожидать большой ошибки в n_{\parallel} и k_{\parallel} , так как их вклад в C_p , d_p , μ_p , Δ_p обычно невелик (7).

Описание метода

Задача значительно облегчается, если образцы обладают слабым поглощением

$$n_{\perp} \gg k_{\perp}. \quad (9)$$

Это соотношение имеет место в полупроводниковых кристаллах или слоях в диапазоне частот $\hbar\omega \leq E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны). При выполнении (9) формула (6) значительно упрощается

$$|\tau_{p,s}|^2 = \frac{16 \cos^2 \varphi n_0^2 C_{p,s}^2 \mu_{p,s}}{x_1^2 + x_2^2 + 2x_1 x_2 \cos \Delta_{p,s}}, \quad (10)$$

так как величинами y_1 и y_2 в (6) можно пренебречь; в то же время величины $\mu_{p,s}$ могут заметно отличаться от единицы при больших значениях t в (8). Соотношение (10) сходно с формулой для пропускания при нормальном падении, обсуждаемой в [8], и на его основе может быть развит метод определения величин n_{\parallel} , n_{\perp} , μ_p , μ_s и t по измерению T_p и T_s при одном угле φ , аналогичный методу, предложенному в [8, 9] для изотропных пленок.

При слабом поглощении спектральные зависимости T_p и T_s имеют ярко выраженный интерференционный характер. При отсутствии погло-

щения и дисперсии $n_{\parallel, \perp}$ интерференционные экстремумы подчиняются соотношениям $\Delta_{p, s} = m\pi$, откуда следует

$$4t\varepsilon_{\perp} C_p = m\lambda, \quad (11a)$$

$$4tC_s^{-1} = m\lambda \quad (11b)$$

(m — целое число, четное для максимумов, нечетное для минимумов). В силу различия Δ_p и Δ_s спектральное положение экстремумов для p - и s -компонент различно. При наличии поглощения и дисперсии соотношения (11) перестают быть условиями экстремумов. Можно заметить, однако, что при выполнении условия $\cos \Delta_{p, s} = \pm 1$ в (10) зависимости

$$\left. \begin{aligned} T_{\max p, s} &= \frac{16n_2 n_0 \cos \psi_2 \cos \varphi C_{p, s}^2 \mu_{p, s}}{(x_1 + x_2 \mu_{p, s})^2}, \\ T_{\min p, s} &= \frac{16n_2 n_0 \cos \psi_2 \cos \varphi C_{p, s}^2 \mu_{p, s}}{(x_1 - x_2 \mu_{p, s})^2}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

при непрерывном изменении ε_{\perp} и ε_{\parallel} по спектру представляют собой кривые, огибающие максимумы и минимумы интерференционной кривой. Если в спектре ε_{\perp} и ε_{\parallel} отсутствуют особенности, спектральный интервал изменения которых меньше расстояния между соседними максимумами то огибающие хорошо передают спектральный ход ε_{\perp} и ε_{\parallel} и могут быть использованы для вычисления этих величин. При этом условия (11) дают точки соприкосновения огибающих с интерференционной кривой; при слабой дисперсии эти точки близки к экстремумам. Уравнения (11) и (12) допускают различные варианты расчета ε_{\parallel} , ε_{\perp} , μ_p и μ_s и их дисперсии. Выбор того или иного варианта диктуется конкретными условиями опыта. Например, огибающими $T_{s \min}$ и $T_{s \max}$ можно воспользоваться для расчета ε_{\perp} и μ_s при одной длине волны, а уравнением (11b) — для определения t и дисперсии ε_{\perp} при правильно выбранном порядке интерференции m . Найденные значения ε_{\perp} и t позволяют найти n_{\parallel} и k_{\parallel} , причем для нахождения n_{\parallel} достаточно воспользоваться (11a), в то же время определение k_{\parallel} требует расчета μ_p по огибающим $T_{p \min, \max}$.

Остановимся также на выборе угла φ для измерений. Так как вклад n_{\parallel} и k_{\parallel} в C_p и d_p увеличивается с ростом $n_0^2 \sin^2 \varphi$, измерения желательно проводить при больших углах φ . Однако формулы (10), (11a) и (12) для T_p -компоненты выполняются не при всех φ даже при слабом поглощении. Последнее связано с наличием углов φ_0 и φ_1 (углы Брюстера), подчиняющихся условию $x_1 x_2 = 0$

$$\sin^2 \varphi_0 = \frac{\varepsilon_{\parallel} (n_0^2 - \varepsilon_{\parallel})}{n_0^2 - \varepsilon_{\parallel} \varepsilon_{\perp}}, \quad \sin^2 \varphi_1 = \frac{\varepsilon_{\perp} n_0^2}{n_0^2 - \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}}. \quad (13)$$

В окрестности этих углов в знаменателе (10) должно быть сохранено слагаемое $2\mu_p (y_1 x_2 - y_2 x_1) \sin \Delta_p$ при сколь угодно слабом поглощении. В связи с этим условие (11a) перестает быть условием, определяющим точки соприкосновения огибающих $T_{p \min, \max}$ с интерференционной кривой. Другими словами, приближение, определяемое (9) и формулами (10), (11a) и (12), должно быть ограничено дополнительным неравенством $|x_1 x_2| \gg |y_1 x_2 - y_2 x_1|$, исключающим некоторые малые угловые интервалы $\delta\varphi$ в окрестности углов φ_0 и φ_1 . Величина этих интервалов тем меньше, чем сильнее выполняется неравенство (9). Интерференционные экстремумы внутри интервалов $\delta\varphi$ выражены крайне слабо из-за малости множителей перед $\cos \Delta_p$ и $\sin \Delta_p$, что и определяет критерий выбора φ для измерений. Заметим также, что в отличие от изотропной среды угол φ_0 существует не всегда. Условие $0 \leq \sin^2 \varphi_0 \leq 1$ требует одновременного выполнения неравенств $\varepsilon_{\parallel, \perp} > n_0^2$ или $\varepsilon_{\parallel, \perp} < n_0^2$; при $\varepsilon_{\perp} \geq n_0^2$ и $\varepsilon_{\parallel} \leq n_0^2$ угол φ_0 отсутствует. В то же время всегда $\varphi_0 < \varphi_p^*$. Анализ существования φ_1 аналогичен. Интервал между углами φ_0 и φ_1 зависит (при их одновремен-

ном существовании) от разности $n_2 - n_0$. При выполнении условия $n_2 = n_0$ или $n_2^2 = (\varepsilon_{\perp} - n_0^2) \varepsilon_{\parallel} / (\varepsilon_{\parallel} - n_0^2)$ углы φ_0 и φ_1 вырождаются в один угол.

Определение n_{\perp} и n_{\parallel} в слоях PbJ_2

Гексагональные кристаллы PbJ_2 — слоистого типа с с-осью, направленной нормально к поверхности слоев. При осаждении PbJ_2 в вакууме на подогретую аморфную подложку образуются текстурированные пленки с осью текстуры, нормальной к подложке и параллельной среднему положению с-оси [10]. Остается следует ожидать, что пленки подобны одноосному кристаллу с оптической осью, нормальной к подложке, свойства которого описываются эффективными компонентами тензора ε_{\perp} и ε_{\parallel} .

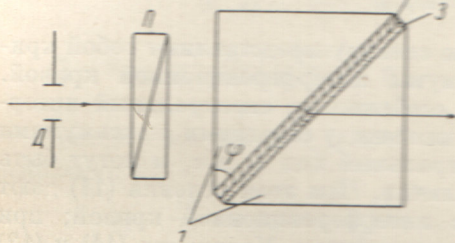


Рис. 2. Устройство для измерения пропускания.

1 — диафрагма, 2 — поляризатор, 3 — призма из стекла $\varphi = 45^\circ$, $n = 1.515$, следующая пленка, 4 — иммерсионная жидкость $n = 1.515$.

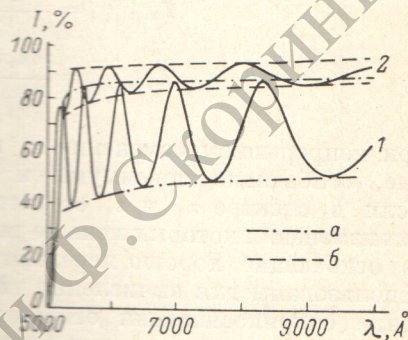


Рис. 3. Интерференционные кривые $T_s(\lambda)$ (1), $T_p(\lambda)$, (2).

a — огибающие $T_{s \min, \max}(\lambda)$, б — огибающие $T_{p \min, \max}(\lambda)$.

Для измерения T_p и T_s использовалось следующее устройство (рис. 2). Образцы PbJ_2 осаждались на гипотенузную грань призмы из стекла при температуре подложки 120°C . Зазор между слоем и второй призмой заполнялся иммерсионной жидкостью для устранения нежелательных рефлексов. Пропускание устройства измерялось относительно идентичного кубика без пленки. При такой установке $n_2 = n_0$ и выражения (12) значительно упрощаются. Типичные спектральные зависимости T_p и T_s даны на рис. 3 (измерения проведены на спектрофотометре СФ-4А), здесь же представлены огибающие $T_{p, s \max}$ и $T_{p, s \min}$.

Введем обозначение $a_{p, s} = T_{p, s \min}^{-1} - T_{p, s \max}^{-1}$. Совместное решение уравнений (12) при фиксированном λ позволяет исключить $\mu_{p, s}$, что дает

$$\left. \begin{aligned} n_{\perp}^2 = \varepsilon_{\perp} &= n_0^2 [1 + 2 \cos^2 \varphi (a_s + \sqrt{a_s (1 + a_s)})] \\ \text{и} \\ n_{\parallel}^2 = \varepsilon_{\parallel} &= \frac{n_0^2 \sin^2 \varphi}{1 - \varepsilon_{\perp} C_p^2}, \quad C_p^2 = \frac{\cos^2 \varphi}{n_0^2 [1 + 2 (a_p + \sqrt{a_p (a_p + 1)})]} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Малое значение угла φ (45°) обеспечивает выполнимость (10) и (12) так как $\varphi_1 = \varphi_0 = 64^\circ$. Рассчитанное по (14) n_{\perp} и n_{\parallel} для некоторых длин волн даны на рис. 4. Ошибка в определении n_{\perp} и n_{\parallel} определяется главным образом ошибкой измерения $T_{p, s}$, так как остальные величины (n_0 , φ) известны с высокой точностью. Анализ ошибок показывает, что при случайной ошибке $\delta T = 5 \cdot 10^{-3}$ ошибка $\delta n_{\perp} \approx 0.03$, ошибка же в определении n_{\parallel} по огибающим $T_{p, s \max, \min}$ значительно выше ($\delta n_{\parallel} \approx 0.15$).

Так как метод огибающих приводит к значительной ошибке в n_{\parallel} , использование его для определения величины и дисперсии n_{\parallel} нежелательно. Уравнения (11) позволяют решить эту задачу с большей точностью. Для этого следует воспользоваться соотношением (11б) для опре-

деления t по известному значению n_{\perp} для одной длины волны (ошибка $\delta t \approx 10^{-2} t$). Затем по точкам соприкосновения огибающих с интерференционной кривой и известным порядкам m можно найти $n_{\perp}(\lambda)$ по (11б) и $n_{\parallel}(\lambda)$ по (11а). Для нахождения $n_{\parallel}(\lambda)$ воспользуемся следующим прие-

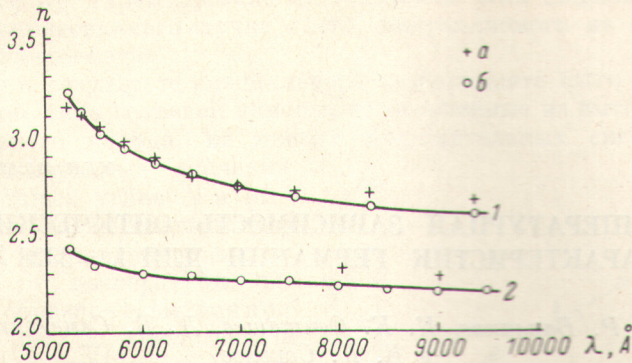


Рис. 4. Зависимости $n_{\perp}(\lambda)$ (1) и $n_{\parallel}(\lambda)$ (2).

а — значения $n_{\perp, \parallel}(\lambda)$, вычисленные по огибающим T_s, p , макс и T_s, p min, б — значения $n_{\perp, \parallel}(\lambda)$, вычисленные по формулам (11а), (11б) и (15).

мом. По точкам соприкосновения λ построим зависимости $f_s(\lambda) = (m\lambda)_s$ и $f_p(\lambda) = (m\lambda)_p$ как непрерывные функции λ . Ясно, что эти интерполяционные зависимости определяют спектральную зависимость разности хода для обыкновенной и необыкновенной волны соответственно (рис. 5). Из этих зависимостей можно определить n_{\perp} на основании (11). Для любой длины волны

$$\frac{n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2}{n_{\parallel}^2} = \frac{f_p^2 - f_s^2}{16t^2 n_0^2 \sin^2 \varphi}. \quad (15)$$

Аналогичный интерполяционный метод использовался в [11] для определения t по линиям равного хроматического порядка.

Следует отметить, что метод определения n_{\perp} и n_{\parallel} , использующий огибающие T_s и T_p , предъявляет ряд условий к образцам. Образцы должны быть плоскопараллельны, в них должно отсутствовать рассеяние, спектральный интервал между максимумами должен быть значительно больше спектральной ширины щели. В то же время соотношение (15) менее критично к этим условиям.

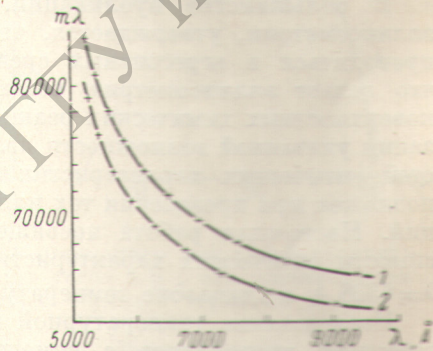


Рис. 5. Зависимости $f_s(\lambda) = (m\lambda)_s$ (1) и $f_p(\lambda) = (m\lambda)_p$ (2).

Литература

- [1] Л. С. Палатник, М. Я. Фукс, В. М. Косевич. Металлик образования и субструктура конденсированных пленок, 28, 54, 69. Изд. «Наука», М., 1972.
- [2] Сб. «Физика тонких пленок», 3, статья 5. Изд. «Мир», М., 1968.
- [3] J. D. Washer, J. Dieleman. Phys. Lett., A39, 279, 1972.
- [4] M. S. Tamar, B. K. Srivastava. Thin. Sol. Films., 15, 207, 1973.
- [5] D. Engelsen. J. Opt. Soc. Am., 61, 1460, 1971.
- [6] Сб. «Физика тонких пленок», 6, статья 3. Изд. «Мир», М., 1973.
- [7] Ф. И. Федоров. Оптика анизотропных сред. Минск, 1958.
- [8] С. П. Ляшенко, В. К. Милославский. Опт. и спектр., 16, 151, 1964.
- [9] А. С. Валеев. Опт. и спектр., 15, 500, 1963.
- [10] M. R. Tubb s. Phys. Stat. Sol. (B), 49, 11, 1972.
- [11] И. Н. Шкляревский. Опт. и спектр., 6, 617, 1958.

Поступило в Редакцию 3 января 1974 г.