

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ НПВО ГРАДИЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУБМИКРОННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Н. Н. Розанов и В. М. Золотарев

В рамках явления НПВО на основе теории возмущений получены выражения для коэффициента отражения света от слоя с градиентным изменением комплексной диэлектрической проницаемости. Для экспоненциального изменения диэлектрической проницаемости приведен явный вид этих выражений для случая прозрачной, слабо поглощающей и сильнопоглощающей подложек. Результаты применены к изучению диффузии воды в стекле и физико-химической структуры полированной поверхности стекла.

Отличие структуры поверхностных свойств твердого тела от его объемных параметров весьма эффективно исследовать оптическими методами внутреннего отражения [1] и эллипсометрии [2]. Систематические исследования поверхности стекла и полимеров, выполненные с помощью ИК спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО), позволили выявить роль структурно-химического состояния поверхности в прочностных свойствах этих материалов [3-8]. В работе [9] указывалось, что некоторые свойства (в частности, прочность стекла) коррелируют с концентрацией воды в поверхностном слое. Наличие воды в тончайшем поверхностном слое полированного стекла косвенным образом было обнаружено также методами эллипсометрии [2]. Распределение концентрации по глубине обычно исследуется путем последовательного стравливания части слоя, что не всегда допустимо. В этом отношении большой интерес представляют неразрушающие методы контроля состава и градиентных характеристик поверхностных слоев. В настоящем сообщении проведено теоретическое рассмотрение возможностей неразрушающего варианта метода НПВО для изучения характеристик субмикронных поверхностных слоев для случая малого и сильного поглощения в слое. Приведены примеры практического использования полученных соотношений для вычисления градиентного распределения воды в стекле и оценки глубины структурных искажений в поверхностном слое.

К о э ф ф и ц и е н т о т р а ж е н и я о т п е р е х о д н о г о с л о я

Рассмотрим отражение плоской световой волны, падающей под углом θ на границу двух сред (рис. 1). Первая среда прозрачна и ее диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = n_1^2$, а вторая обладает поглощением в поверхностном слое, что отвечает комплексной диэлектрической проницаемости

$$\bar{\epsilon}_2 = \bar{\epsilon}_\infty + \overline{\Delta\epsilon}(z). \quad (1)$$

Здесь $\bar{\epsilon}_\infty$ — диэлектрическая проницаемость в объеме второй среды, а $\Delta\bar{\epsilon}(z)$ характеризует вызванное переходным слоем отклонение $\bar{\epsilon}_2$ от значения $\bar{\epsilon}_\infty$ в зависимости от координаты z . Амплитуда электрического поля световой волны в первой среде ($z < 0$) имеет вид (опущен фазовый множитель $\exp[i(k_x x - \omega t)]$)

$$E = E_a [e^{ik_{z1}z} + r e^{-ik_{z1}z}], \quad (2)$$

где E_a — амплитуда падающей волны, $k_{z1} = k_0 n_1 \cos \theta$, $k_x = k_0 n_1 \sin \theta$, $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор в вакууме, r — искомый коэффициент

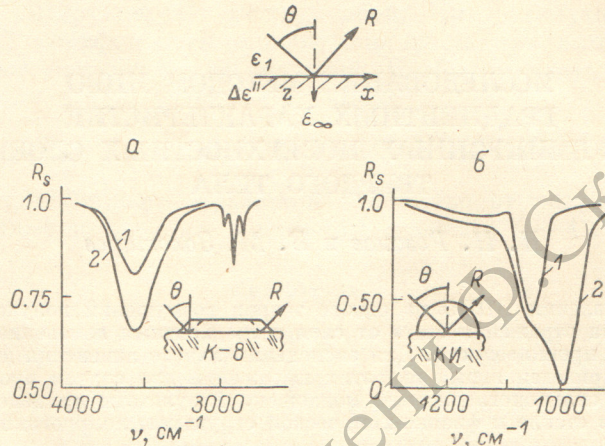


Рис. 1. Спектры НПВО стекол К-8 и КИ (плавленый кварц).

a — полоса валентных колебаний молекул воды, $\nu_{\text{макс.}} = 3500 \text{ см}^{-1}$. 1 — $\theta = 45^\circ$, 2 — $\theta = 64^\circ$. Использовался элемент НПВО из фианита с числом отражений 21. В области 2980 см^{-1} видны полосы загрязнений (углеводороды), присутствующих на поверхности. *б* — полоса валентных колебаний связи Si—O. 1 — $\theta = 67^\circ$, элемент НПВО из Ge ($n=4.0$), 2 — $\theta = 55^\circ$, элемент НПВО из ИРС-25 ($n=2.76$). Из рисунка видно, как выбор условий измерений приводит к искажению контура полосы SiO в спектре НПВО. В нижней части рисунков указаны схемы получения спектров НПВО.

отражения. Во второй среде ($z > 0$) волновое уравнение для амплитуды поля в случае s -поляризации имеет вид [10]

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + [-Q^2 + k_0^2 \Delta\bar{\epsilon}(z)] E = 0, \quad (3)$$

$$Q = k_0 (\epsilon_1 \sin^2 \theta - \bar{\epsilon}_\infty)^{1/2}, \quad Q' = \text{Re } Q > 0. \quad (4)$$

Из двух линейно независимых решений уравнения (3) следует выбрать убывающее при $z \rightarrow \infty$. Амплитудный коэффициент отражения определяется из требования непрерывности величины

$$F = \frac{1}{E} \frac{dE}{dz} \quad (5)$$

на границе раздела сред ($z=0$). Используя (2), находим

$$r = \frac{1 + i \frac{F_0}{k_{z1}}}{1 - i \frac{F_0}{k_{z1}}}, \quad (6)$$

где F_0 — определяемое для решения уравнения (3) значение F при $z=0$.

Точные решения (3) возможны только для некоторых видов зависимости $\Delta\bar{\epsilon}(z)$ [10]. В частности, для экспоненциального изменения

$$\Delta\bar{\epsilon}(z) = \Delta\bar{\epsilon}_0 e^{-2qz} = \Delta\bar{\epsilon}_0 e^{-z/z_0}, \quad (7)$$

где вещественная величина q — затухание, определяющее характерную ширину переходного слоя $z_0 = 1/2q$, решение (3) выражается через функции Бесселя

$$E = J_{q/q} \left(\frac{1}{q} \frac{\omega}{c} \sqrt{\Delta\bar{\epsilon}_0} e^{-qz} \right). \quad (8)$$

При этом коэффициент отражения дается формулой (6), где

$$F_0 = -k_0 \sqrt{\overline{\Delta \epsilon_0}} \frac{J'_{Q/g} \left(\frac{1}{g} \frac{\omega}{c} \sqrt{\overline{\Delta \epsilon_0}} \right)}{J_{Q/g} \left(\frac{1}{g} \frac{\omega}{c} \sqrt{\overline{\Delta \epsilon_0}} \right)} \quad (9)$$

(штрих означает производную от бesselевой функции по аргументу). Заметим, что от угла падения θ зависит только индекс бesselевой функции, а аргумент определяется параметрами переходного слоя (g и $\overline{\Delta \epsilon_0}$) и длиной волны. Если вторая среда прозрачна ($\Delta \epsilon_0'' = \text{Im } \Delta \epsilon_0 = 0$) и $\sin^2 \theta > \epsilon_\infty / \epsilon_1$ (условие полного внутреннего отражения), то величина F_0 — вещественная. При этом из уравнения (6) следует, что энергетический коэффициент отражения $R = |r|^2 = 1$. Явный вид зависимости фазы амплитудного коэффициента отражения от параметров задачи в этом случае можно определить, пользуясь таблицами бesselевых функций. Точное решение уравнения (3) можно также использовать для получения приближенных соотношений, справедливых для малого или достаточно медленного изменения $\overline{\Delta \epsilon}(z)$. В этом случае методом теории возмущений можно найти зависимость величины R для общего вида изменения $\overline{\Delta \epsilon}(z)$. Для этого решение уравнения (3) для указанных граничных условий следует искать в виде

$$E = E_0 + E_1, \quad E_0 = \exp(-Qz), \quad |E_1| \ll 1. \quad (10)$$

Ввиду линейности задачи без ограничения общности считаем $E_0(0) = 1$. Для поправки первого порядка теории возмущений E_1 находим

$$\frac{d^2 E_1}{dz^2} - Q^2 E_1 = -k_0^2 \overline{\Delta \epsilon}(z) e^{-Qz}. \quad (11)$$

Решая (11), получаем

$$F_0 = -Q + k_0^2 \int_0^\infty \overline{\Delta \epsilon}(z) e^{-2Qz} dz. \quad (12)$$

Амплитудный коэффициент отражения r определяется из (6) по найденному значению F_0 . При этом теория возмущений применима при условии

$$\min \left\{ z_0, \frac{1}{|Q|} \right\} k_0 \sqrt{|\overline{\Delta \epsilon}(0)|} \ll 1. \quad (13)$$

Аналогичные соотношения можно получить и для p -поляризации падающей волны.

В случае экспоненциальной зависимости (7) из (12) следует

$$F_0 = -Q + k_0^2 \frac{\overline{\Delta \epsilon_0}}{2Q}. \quad (14)$$

Это выражение можно получить из точного решения (8), используя условия (13). Выражение (12) также можно проверить другим способом. Так при $\overline{\Delta \epsilon}(z) = \overline{\Delta \epsilon_0} = \text{const}$ вид зависимости коэффициента отражения, получаемый с помощью этого выражения, совпадает с приближенной формулой Харрика [1].

Дальнейшие результаты относятся к случаю применимости теории возмущений.

Если объемное поглощение во второй среде отсутствует

$$\text{Im } \epsilon_\infty = \epsilon_\infty'' = 0, \quad Q'' = 0, \quad (15)$$

то из (6) и (12) следует

$$1 - |r|^2 = 4k_0 \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta}{\varepsilon_1 - \varepsilon_\infty} \int_0^\infty \Delta \varepsilon''(z) e^{-2Qz} dz, \quad (16)$$

или

$$1 - R = \frac{4n_{21} \cos \theta}{1 - n_{21}^2} \int_0^\infty \tilde{\alpha}(z) \exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda_1} \sqrt{\sin^2 \theta - n_{21}^2} z\right) dz, \quad (17)$$

где $n_{21} = n_\infty/n_1$, $\lambda_1 = \lambda/n_1$, $\tilde{\alpha} = 2\pi\Delta\varepsilon''/\lambda n_\infty = 4\pi\kappa/\lambda$ — коэффициент поглощения. В отличие от выражения, приведенного в работе [13], уравнение (17) содержит множитель перед интегралом. Условием применимости служит критерий $1 - R \ll 1$, который выполняется для $\sin \theta > n_{21}$ при малых значениях поглощения $\tilde{\alpha}$.

Определение характеристик переходных слоев

Полученные соотношения могут быть применены для определения профиля переходного слоя $\overline{\Delta\varepsilon}(z)$. Для этого требуется измерить значения коэффициента отражения для ряда углов падения θ и далее для нахождения $\overline{\Delta\varepsilon}(z)$ использовать соотношения (6) и (12). Такой подход рассматривался в [13]. Реально, однако, нельзя решить эту задачу, не привлекая дополнительных сведений об искомой зависимости $\overline{\Delta\varepsilon}(z)$. Для практических задач следует задавать возможный общий вид зависимости $\overline{\Delta\varepsilon}(z)$, содержащий несколько подлежащих определению параметров. Хорошей аппроксимацией во многих случаях является экспоненциальная зависимость (7) с параметрами q (или z_0) и $\overline{\Delta\varepsilon}_0$ (комплексная величина). Эта модель может быть детализирована, например, путем учета дополнительного тонкого поверхностного слоя, в пределах которого диэлектрическая проницаемость постоянна. Задача определения строения переходного поверхностного слоя сводится при этом к решению алгебраических уравнений для, вообще говоря, небольшого числа параметров. С увеличением числа параметров растет и необходимое число измерений R при разных θ (или показателях преломления n_1). Для проверки принятой оптической модели могут быть использованы дополнительные измерения.

Следует отметить, что методы нарушенного полного внутреннего отражения измеряют энергетический коэффициент отражения, а не амплитудный. При этом часть информации, связанная с величиной фазы амплитудного коэффициента r , теряется. Например, когда объемное поглощение отсутствует, из (17) следует, что величина R полностью определяется коэффициентом поглощения $\tilde{\alpha}$ и не зависит от показателя преломления переходного слоя. Поэтому уравнение (17) не позволяет непосредственным образом находить вид $\Delta n(z)$ в слое. В этом отношении методы эллипсометрии в принципе более информативны, так как они оперируют с амплитудными величинами r ; однако измерения, как правило, могут быть выполнены в видимой области и для одной длины волны λ . Это обстоятельство накладывает существенные ограничения на возможности проведения прямых структурно-химических исследований поверхностных слоев методами эллипсометрии.

Рассмотрим теперь более подробно случай экспоненциального изменения диэлектрической проницаемости [уравнение (7)]. В зависимости от величины объемного поглощения можно выделить три последовательно усложняющихся варианта.

1. Объемное поглощение отсутствует ($\varepsilon''_\infty = 0$, $Q' = 0$).

Из уравнения (16) следует

$$1 - R = \frac{4\pi}{\lambda_1} \frac{\cos \theta}{n_1^2 (1 - n_{21}^2)} \frac{\Delta \varepsilon_0''}{q + Q}. \quad (18)$$

Параметры q и $\Delta \varepsilon_0''$ однозначно определяются по значениям отражения R при двух углах θ_1 и θ_2 .

Введем обозначения

$$D_{1,2} = 1 - R(\theta_{1,2}), \quad \Delta_{1,2} = \sqrt{\sin^2 \theta_{1,2} - n_{21}^2}, \quad \tilde{\gamma} = \frac{D_2}{D_1} \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2}. \quad (19)$$

Задача имеет решение, если выполнены условия

$$\frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} < \frac{D_2}{D_1} < \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} \frac{\Delta_1}{\Delta_2}. \quad (20)$$

Ширина переходного слоя определяется отношением оптических плотностей измеряемых коэффициентов отражения

$$q = \frac{2\pi}{\lambda_1} \left[\frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\tilde{\gamma} - 1} - \Delta_2 \right]. \quad (21)$$

Величина $\Delta \varepsilon_0''$, пропорциональная коэффициенту поглощения $\tilde{\alpha} = 4\pi\kappa/\lambda$, находится из выражения

$$\Delta \varepsilon_0'' = D_2 \frac{n_1^2 - n_\infty^2}{2 \cos \theta_2} \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\tilde{\gamma} - 1}. \quad (22)$$

2. Малое объемное поглощение ($1 - R \ll 1$). В этом случае в качестве возмущения диэлектрической проницаемости можно рассматривать величину

$$\tilde{\Delta \varepsilon}(z) = i\varepsilon_\infty'' + \bar{\Delta \varepsilon}_0 e^{-2qz}. \quad (23)$$

Подстановкой (23) в уравнение (16) получим соотношение (18) с заменой его левой части

$$1 - R \rightarrow 1 - R \frac{4\pi}{\lambda_1} \frac{\cos \theta}{n_1^2 - n_\infty^2} \frac{\varepsilon_\infty''}{Q}. \quad (24)$$

Величина Q вычисляется в этом случае в приближении, что поглощение в объеме пренебрежимо мало. Считая объемный коэффициент поглощения во второй среде известным (а следовательно, и ε_∞'') после соответствующей замены (24) задача сводится к предыдущему варианту. Результат не усложняется, если использовать две призмы с разными $n_1^{(1)}$ и $n_1^{(2)}$.

3. Произвольное объемное поглощение. Введем обозначения

$$\left. \begin{aligned} \gamma_0' &= -\frac{Q'}{n_1 \cos \theta}, \quad \Delta \gamma' = \frac{\Delta \varepsilon_0' \left(\frac{q}{k_0} + Q' \right) + \Delta \varepsilon_0'' Q''}{2n_1 \cos \theta \left[\left(\frac{q}{k_0} + Q' \right)^2 + Q''^2 \right]}, \\ \gamma_0'' &= -\frac{Q''}{n_1 \cos \theta}, \quad \Delta \gamma'' = \frac{-\Delta \varepsilon_0' Q'' + \Delta \varepsilon_0'' \left(\frac{q}{k_0} + Q' \right)}{2n_1 \cos \theta \left[\left(\frac{q}{k_0} + Q' \right)^2 + Q''^2 \right]}, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

где Q' и Q'' — соответственно вещественная и мнимая части величины Q/k_0 (4). Тогда из (6) и (14) получим

$$D \equiv 1 - \frac{R}{R_0} = \alpha \Delta \gamma' + \beta \Delta \gamma'', \quad (26)$$

где

$$\alpha = -\frac{8\gamma_0' \gamma_0''}{(1 + \gamma_0'^2 + \gamma_0''^2)^2 - 4\gamma_0'^2}, \quad \beta = \frac{4(1 + \gamma_0'^2 - \gamma_0''^2)}{(1 + \gamma_0'^2 + \gamma_0''^2)^2 - 4\gamma_0''^2}, \quad (27)$$

а R_0 — френелевский коэффициент отражения в отсутствие переходного слоя

$$R_0 = \left| \frac{1 - i \frac{Q}{k_{z1}}}{1 + i \frac{Q}{k_{z1}}} \right|^2. \quad (28)$$

В рассматриваемом случае следует определить три вещественные величины ($\Delta\varepsilon'_0$, $\Delta\varepsilon''_0$ и q), для чего требуется не менее трех измерений коэффициента отражения R при различных θ и n_1 . Пометив номер соответствующего измерения нижним индексом (1, 2, 3), запишем соотношения (26) в виде

$$a_k \Delta\varepsilon'_0 + b_k \Delta\varepsilon''_0 = c_k \quad (k=1, 2, 3), \quad (29)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a_k &= \alpha_k \left(\frac{q}{k_0} + Q'_k \right) - \beta_k Q''_k, \\ b_k &= \alpha_k Q''_k + \beta_k \left(\frac{q}{k_0} + Q''_k \right), \\ c_k &= 2n_{1k} \cos \theta_k D_k \left[\left(\frac{q}{k_0} + Q'_k \right)^2 + (Q''_k)^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Ширина переходного слоя определяется из условия совместности системы уравнений (29)

$$\begin{vmatrix} a_1 & b_1 & c_1 \\ a_2 & b_2 & c_2 \\ a_3 & b_3 & c_3 \end{vmatrix} = 0. \quad (31)$$

В явном виде (31) эквивалентно алгебраическому уравнению четвертой степени относительно q . Имеющий физический смысл корень уравнения должен удовлетворять условию $0 < q < \infty$. После определения величины q из (29) однозначно находятся значения $\Delta\varepsilon'_0$ и $\Delta\varepsilon''_0$. Экспериментальные исследования субмикронных поверхностных слоев полированного стекла были выполнены с помощью серийной аппаратуры НПВО [14] и ИК спектрофотометра Хитачи ЕР1-С₃. Измерения велись в поляризованном свете с использованием призм из фианита ($n_1=2.15$), ИКС-25 ($n_1=2.76$), ЛХС ($n_1=2.37$) и Ge ($n_1=4$). Для уменьшения расходимости (апертуры) пучка до $1-2^\circ$ с целью уменьшения фотометрических искажений при малых θ , пучок диафрагмировался. Практически идеальное соединение призмы и объекта, что всегда представляет большие трудности [1, 3], достигалось путем высокоточной обработки сопрягаемых поверхностей и посадкой их на оптический контакт. Объектами исследования служили стекло К-8 и стекло КИ. Первый объект изучался с использованием уравнения (22) в области полосы $\lambda=2.8$ мкм гидроксильных групп воды (рис. 1), диффундировавшей в стекло в процессе его полировки. Поскольку на поверхности стекла присутствуют молекулы физсорбированной воды, также поглощающие у 2.8 мкм, то они удалялись путем вакуумирования. Второй объект обследовался в полосе $\lambda=10$ мкм валентных колебаний Si—O—Si-связи с помощью уравнения (23), что позволило изучить структурные изменения в поверхностном слое полированного кварцевого стекла. Результаты определения содержания воды в стекле К-8 приведены на рис. 2 в сравнении с данными эллипсометрических исследований, которые получены в приближении однородного слоя, лежащего на поверхности стекла.

Концентрация воды в стекле определена с помощью измеренного значения $\Delta\varepsilon''$, отнесенного к $\Delta\varepsilon''_{H_2O}$ жидкой воды [9]. Ход показателя преломления в поверхностном слое получен расчетом с помощью уравнения Лорентц—Лоренца, где учитывались объемные значения показателей преломления стекла К-8 ($n_1=1.518$) и воды ($n=1.33$), а также концентрация воды в слое. Отметим хорошее совпадение средних значений

толщины слоя и величины n с данными эллипсомерии [2]. Если изменения свойств поверхностного слоя твердого тела в видимой и ближней ИК области связаны главным образом с примесной диффузией воды и адсорбционными процессами на поверхности, то в более далекой ИК области могут проявляться еще и структурные нарушения слоя [9]. С целью изучения влияния полировки на структуру поверхности были проведены измерения спектров НПВО кварца в области основной полосы (рис. 3). Наибольшие различия между исходным спектром, полученным расчетом по данным [15], и экспериментом наблюдаются в окрестности $\lambda=8$ мкм, где кварц сильно поглощает. Поэтому оценка переходного слоя была выполнена и применением варианта 2 обработки данных.

Необходимо отметить, что отыскание решения в случае поглощающей подложки весьма критично к погрешности исходных данных для ϵ''_{∞} и особенно экспериментальных величин $R_{1,2}$.

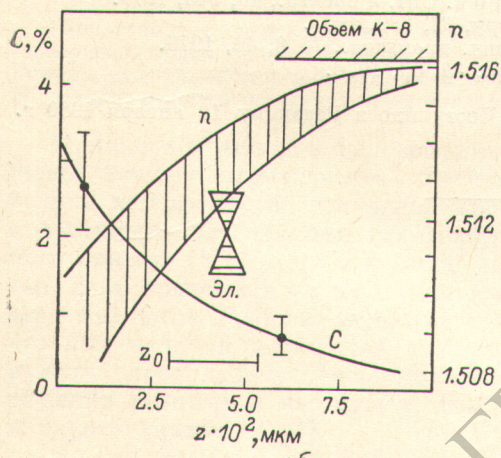


Рис. 2. Зависимость концентрации воды (C) и показателя преломления (n) от глубины z для стекла К-8.

Эл. — данные эллипсометрических измерений с учетом разброса по толщине и показателю преломления [2]. Вертикали на кривой C отражают погрешность, которая учтена при расчете поля рассеяния величины n . Внизу указана вероятная ширина переходного слоя z_0 , рассчитанная для кривой C .

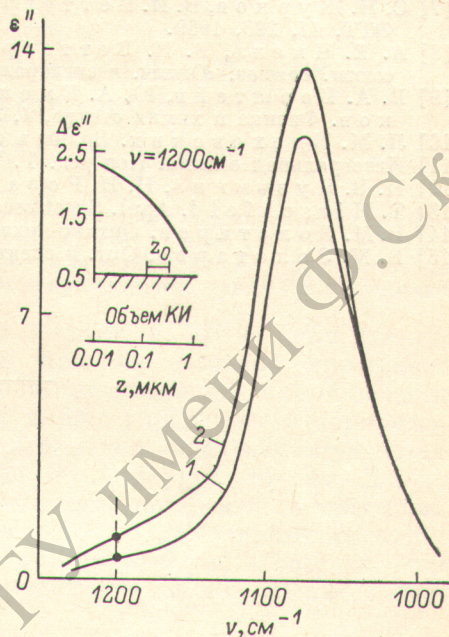


Рис. 3. Диэлектрические потери ϵ'' для частот, соответствующих валентным колебаниям связи Si—O, измеренные при различных глубинах проникновения светового поля в образец (стекло КИ).

1 — расчет по данным [15] (внешнее отражение), 2 — эксперимент, $\theta=67^\circ$, элемент НПВО из Ge. В левой части рисунка показан ход градиента $\Delta\epsilon''$ в поверхностном слое на частоте $\nu=1200$ см $^{-1}$ по отношению к объемным параметрам, а также вероятная ширина поверхностного слоя z_0 .

В связи с этим определение z_0 и $\Delta\epsilon''_0$ было выполнено с учетом их статистической обработки для области значений $R_{1,2} \pm 2\%$ с шагом 0.5%. Полученные таким способом вероятные значения искомых величин находятся в пределах $z_0=(1\div 5)\cdot 10^{-5}$ см и $\Delta\epsilon''_0=1\div 2$. Для сужения диапазона определяемых значений z_0 и $\Delta\epsilon''$ требуется повышение точности фотометрических измерений z_0 и $\Delta\epsilon''_0$, а также применение третьего варианта обработки данных, более предпочтительного при наличии объемного поглощения. Найденная оценка глубины разрушенного слоя мостиковых связей Si—O—Si заметно превосходит толщину слоя, в котором присутствует диффундированная вода. В свою очередь увеличение $\Delta\epsilon''$ в области 8 мкм свидетельствует о деполимеризации мостиков Si—O—Si вблизи поверхности [9].

Таким образом, приведенные примеры показывают эффективность использования полученных соотношений для количественного исследования методом НПВО как прозрачных x , так и поглощающих материалов.

В заключение авторы выражают благодарность Г. М. Мансурову за помощь в вычислениях.

Литература

- [1] Н. Харрик. Спектроскопия внутреннего отражения. «Мир», М., 1970.
- [2] Н. Yokota, Н. Sakata, М. Hishibori, К. Kinoshita. Surf. Sci., *16*, 265, 1969.
- [3] В. А. Берштейн, В. В. Никитин. ДАН СССР, *190*, 823, 1970.
- [4] В. А. Берштейн, С. Н. Новиков, В. В. Никитин. ФТТ, *15*, 498, 1973.
- [5] В. А. Берштейн, С. Н. Новиков. ФТТ, *17*, 241, 1975.
- [6] V. I. Vettegren, A. E. Tshmel. European Polymer J., *12*, 853, 1976.
- [7] С. Н. Журков, В. И. Веттегрень, В. Е. Корсуков, И. И. Новак. ФТТ, *11*, 290, 1969.
- [8] А. Е. Чмель, В. И. Веттегрень, К. Н. Куксенко. Тез. III Всесоюз. симпоз. «Оптич. и спектральн. свойства стекол», 45. Л., 1974.
- [9] В. А. Берштейн, Ю. А. Емельянов, В. А. Рыжов, В. А. Степанов. Физика и химия стекла, *4*, 557, 1978.
- [10] Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М., 1957.
- [11] Интегральная оптика. Под ред. Т. Тамира. «Мир», М., 1978.
- [12] Н. В. Кузьмина, Н. Н. Розанов. Опт. и спектр., *40*, 343, 1976.
- [13] T. Hirschfeld. Appl. Spectroscopy, *31*, 289, 1977.
- [14] В. М. Золотарев. Оптико-механич. промышл., № 8, 46, 1976.
- [15] В. М. Золотарев. Опт. и спектр., *29*, 69, 1970.

Поступило в Редакцию 19 января 1980 г.