Физика твердого тела, 1997, том 39, № 4

Измерение тепловых свойств тонких диэлектрических пленок зондовым методом периодического нагрева. I. Теория метода

© *С.Н. Кравчун, С.Т. Давитадзе, Н.С. Мизина, Б.А. Струков*

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 3 декабря 1996 г.)

Рассмотрены основы теории метода измерений тепловых свойств анизотропных твердых тел и нанесенных на них тонких диэлектрических пленок. Проведен анализ решений, позволяющий установить предельные возможности метода периодического нагрева и условия, которые необходимы для эксперимента, позволяющего проводить измерения теплоемкости и теплопроводности пленок с достаточной точностью.

Исследование свойств тонких пленок представляет интерес с практической и научной точек зрения. Тонкие пленки широко используются в разных областях техники. Исследование тонких пленок дает информацию об изменении свойств вещества при переходе от трехмерной пространственной размерности к двумерной. Особый интерес представляет изучение фазовых переходов в системах с пониженной размерностью. Однако данные по тепловым свойствам таких систем крайне ограничены. Связано это со сложностью измерений теплопроводности, теплоемкости, температуропроводности пленок, с необходимостью создания специальных методов и дорогостоящих установок.

В данной работе рассматривается возможность решения этой задачи с помощью зондового метода периодического нагрева, принципы которого изложены в [1–3]. Ранее метод периодического нагрева в основном использовался для измерения тепловых свойств газов и органических жидкостей. В последние годы этот метод начал довольно широко применяться для исследования теплопроводности и теплоемкости кристаллов, а также стеклующихся жидкостей в качестве метода тепловой спектроскопии [4–10]. В настоящей работе получены решения задач теории теплопереноса, составляющих основу метода периодического нагрева применительно к исследованию тонких пленок и анизотропных твердых тел. Измерение тепловых свойств твердого образца, используемого в качестве подложки, является необходимым этапом в исследовании нанесенной на него пленки. Проведен анализ полученных решений, позволяющий установить минимальные значения толщин пленок, исследование которых возможно методом периодического нагрева на подложках с известными тепловыми свойствами, и выявить характер изменения погрешностей измерения тепловых свойств пленок в зависимости от условий проведения эксперимента.

В следующей статье будут представлены экспериментальные данные, полученные этим методом для теплопроводности пленки титаната стронция $SrTiO_3$ и комплекса тепловых свойств монокристалла лейкосапфира, использованного в качестве подложки.

Метод периодического нагрева состоит в регистрации температурных колебаний тонкого металлического зонда, нагреваемого переменным током частоты ω, фиксируемых по пульсациям его сопротивления. Амплитуда Θ и фаза φ колебаний температуры зонда зависят от тепловых свойств среды, в контакте с которой находится зонд, что и служит основой для их определения.

При измерении тепловых свойств пленок, как правило, необходимо знание свойств подложки. Для исследования твердых тел в качестве зонда используется металлическая полоска, напыленная на поверхность образца. В качестве соотношений, устанавливающих связь колебаний температуры зонда с тепловыми свойствами исследуемого твердого тела, используются решения уравнения теплопроводности для линейного и плоского источников. В соответствии с этим зонд выполняется в виде предельно узкой или широкой металлической полоски.

В работе [7] рассмотрено решение задачи о колебаниях температуры бесконечно длинного плоского зонда произвольной ширины, расположенного на поверхности изотропного образца, которое получено методом преобразования Фурье. Однако это общее решение используется только в процессе отладки установки — при сопоставлении измеренных и вычисленных значений амплитуды колебаний температуры на разных частотах для веществ с известными тепловыми свойствами [5–7] (прямая задача теплопроводности). Использование указанного решения в общем виде для определения теплопроводности и теплоемкости по результатам измерения амплитуды и фазы колебаний температуры зонда (обратная задача теплопроводности) нам неизвестно.

Нами рассмотрена теория метода периодического нагрева плоского зонда произвольной ширины, расположенного на анизотропном образце, и составлена программа, позволяющая по регистрируемым в эксперименте электрическим величинам, связанным с амплитудой и фазой колебаний температуры зонда, определять тепловые свойства образца-подложки.

Пусть на поверхности анизотропного образца расположен периодический источник тепла, представляющий собой ориентированную по направлению оси y бесконечную длинную полоску шириной $2l$, толщиной которой можно пренебречь. Источник характеризуется постоянной величиной P_{0s} — амплитудой мощности, выделяющейся на единице поверхности $(P_s(t) = P_{0s}(2i\omega t))$. Главные значения теплопроводности образца вдоль осей x и z равны соответственно λ_x и λ_z (рис. 1). В результате решения уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + a_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{1}$$

(a_x и a_z — значения температуропроводности вдоль осей x и z соответственно) методом мгновенного источника получено соотношение для среднего значения комплексной амплитуды колебаний температуры зонда

$$\tilde{\Theta} = \frac{1}{2l}\int_{-1}^{1} T(x)\,dx = \frac{P_0}{\pi L\sqrt{\lambda_x \lambda_z}} F(\delta_x), \tag{2}$$

где $\delta_x = 2l\sqrt{2\omega/a_x}$, $a_x = \lambda_x/(C_p\rho)$, C_p — удельная теплоемкость образца, ρ — его плотность, P_0 — амплитуда мощности, выделяющейся на участке зонда длиной L ($P_{0s} = 2P_0Ll$). В полученном решении главное значение теплопроводности вдоль оси y λ_y в силу двумерности задачи (бесконечной длины зонда) себя не проявляет.

Функция

$$F(\delta_x) = \frac{2}{\delta_x^2}\int_0^{\delta_x}\left[\int_0^{\eta}(\ker\xi + i\,\mathrm{ke}\,i\xi)\,d\xi\right]d\eta \tag{3}$$

является универсальной и зависит от единственного безразмерного аргумента δ_x, равного отношению ширины зонда к глубине проникновения температурной волны в образец. Этот факт не отмечен авторами [6], и они для каждой ширины зонда проводят специальные расчеты. Величина $\tilde{\Theta}$ определяет амплитуду колебаний температуры зонда $\Theta = |\tilde{\Theta}|$ и фазу φ, характеризующую отставание колебаний температуры от колебаний мощности — $\mathrm{tg}\,\varphi = \mathrm{Im}\,\tilde{\Theta}/\,\mathrm{Re}\,\tilde{\Theta}$.

Для вычисления $F(\delta_x)$ использовались разложение функций Кельвина $\ker\xi$, $\mathrm{ke}\,i\xi$ в степенные ряды [11,12] и двухкратное аналитическое интегрирование в соответствии с формулой (3) каждого члена ряда.

При измерениях тепловых свойств методом периодического нагрева в основном используются асимптотические соотношения, соответствующие бесконечно узкой и бесконечно широкой полоске-зонду [4–8]. Примененная нами процедура вычисления $F(\delta_x)$ позволила расширить область применимости этих соотношений, дополнив их следующими членами разложения, пропорциональными δ_x^2 и δ_x^{-2}.

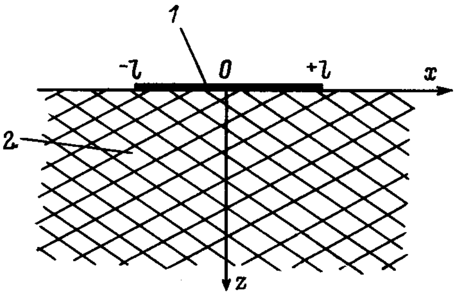

Рис. 1. Система координат при решении задачи о периодическом нагреве плоского зонда шириной $2l$, расположенного на поверхности анизотропного образца. *1* — зонд, *2* — образец.

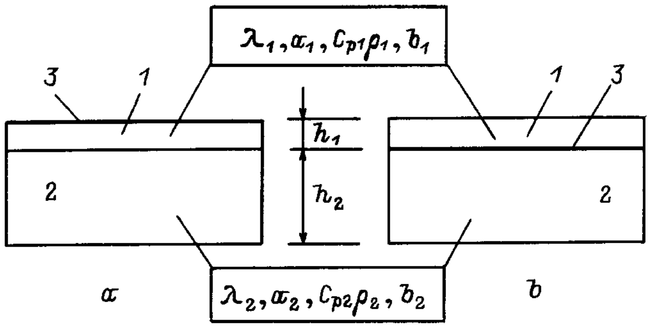

Рис. 2. Варианты взаимного расположения пленки *1*, подложки *2* и плоского зонда *3* при измерении тепловых свойств пленки. *a* — зонд на пленке с подложкой, *b* — зонд между пленкой и подложкой.

В пределе узкой полоски ($\delta_x \ll 1$) действительная и мнимая составляющие функции $F(\delta_x)$ имеют вид

$$\mathrm{Re}\,F(\delta_x) = -\ln(\delta_x/2) + \left(\frac{3}{2} - C_0\right) + \frac{\pi}{96}\delta_x^2, \tag{4}$$

$$\mathrm{Im}\,F(\delta_x) = -\frac{\pi}{4} - \frac{\delta_x^2}{24}\left(\ln(\delta_x/2) + C_0 - \frac{19}{12}\right), \tag{5}$$

где $C_0 = 0.5772156\ldots$ — постоянная Эйлера. Расхождение между расчетом по (4), (5) и (3) при $\delta_x < 0.4$ не превосходит 0.003 %.

Области $\delta_x \gg 1$ (широкий зонд) соответствует приближенная формула

$$F(\delta_x) = \frac{(1-i)\,\pi}{\sqrt{2}\delta_x} + \frac{2i}{\delta_x^2}. \tag{6}$$

Отклонение вычисленных по (6) значений $\mathrm{Re}\,F(\delta_x)$, $\mathrm{Im}\,F(\delta_x)$, $F(\delta_x)$, $\mathrm{tg}\,\varphi$ от расчетов по (3) не превосходит 0.1 % при $\delta_x > 6$. Соотношение (6) удобно для учета поправки, связанной с конечностью поперечных размеров широкого зонда.

В основу теории метода измерения тепловых свойств диэлектрической пленки малой толщины положена тепловая задача, в которой плоский зонд пренебрежимо малой толщины расположен на поверхности пленки толщиной h_1, нанесенной на подложку толщиной h_2 (рис. 2,*a*). Комплексная амплитуда колебаний температуры зонда $\tilde{\Theta}_1$ в этом случае определяется соотношением

$$\frac{\tilde{\Theta}_1}{\tilde{\Theta}_2} = x_0\frac{mC_1C_2 - nS_1S_2 + i(fC_1S_2 + gS_1C_2)}{gC_1C_2 - fS_1S_2 + i(nC_1S_2 + mS_1C_2)}, \tag{7}$$

где $\tilde{\Theta}_2 = \frac{P_0}{Sb_2\sqrt{\omega\,(1+i)}}$ — комплексная амплитуда колебаний температуры зонда, расположенного на поверхности бесконечной по толщине подложки ($h_1 = 0$,

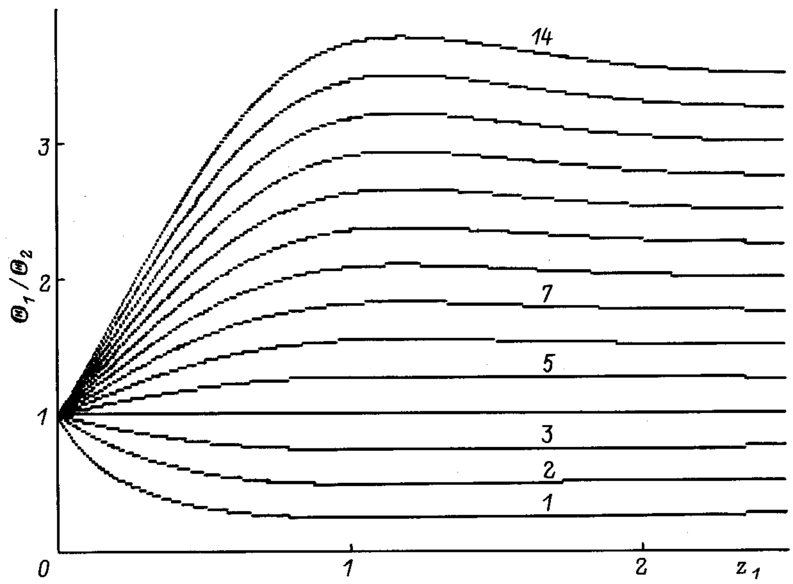

Рис. 3. Зависимость относительной амплитуды колебаний температуры Θ_1/Θ_2 зонда, расположенного на поверхности пленки (вариант *a* на рис. 2), от ее безразмерной толщины $z_1 = h_1\sqrt{\omega/a_1}$ при различных значениях $X_0 = b_2/b_1$. X_0: *1* — 0.25, *2* — 0.50, *3* — 0.75, ..., *14* — 3.50.

$h_2 \to \infty$), $b_1 = \sqrt{\lambda_1 C_{p1}\rho_1}$ — тепловая активность пленки, $b_2 = \sqrt{\lambda_2 C_{p2}\rho_2}$ — тепловая активность подложки, $S = 2Ll$ — площадь полоски-зонда, $X_0 = b_2/b_1$,

$$f = \mathrm{ch}(z_1)\,\mathrm{sh}(z_2) + X_0\,\mathrm{sh}(z_1)\,\mathrm{ch}(z_2),$$

$$g = \mathrm{sh}(z_1)\,\mathrm{ch}(z_2) + X_0\,\mathrm{ch}(z_1)\,\mathrm{sh}(z_2),$$

$$m = \mathrm{ch}(z_1)\,\mathrm{ch}(z_2) + X_0\,\mathrm{sh}(z_1)\,\mathrm{sh}(z_2),$$

$$n = \mathrm{sh}(z_1)\,\mathrm{sh}(z_2) + X_0\,\mathrm{ch}(z_1)\,\mathrm{ch}(z_2),$$

$$C_1 = \cos(z_1),\quad C_2 = \cos(z_2),\quad S_1 = \sin(z_1),\quad S_2 = \sin(z_2),$$

$$z_j = h_j\sqrt{\omega/a_j},\qquad j = 1,\ 2.$$

Для надежного определения тепловых свойств пленки необходимо, чтобы она заметным образом влияла на величину $\tilde{\Theta}_1$. Характер этого влияния можно проследить по рис. 3, на котором представлены зависимости отношения Θ_1/Θ_2 от параметра z_1 при различных значениях X_0 и $z_2 \to \infty$. В приближении $z_1 \ll 1$ и $z_2 \to \infty$ (тонкая в тепловом отношении пленка, полубесконечная подложка) функция $\tilde{\Theta}_1/\tilde{\Theta}_2$ приобретает вид

$$\tilde{\Theta}_1/\tilde{\Theta}_2 = 1 + (1+i)(X_0 - 1/X_0)z_1. \qquad (8)$$

Одним их вариантов использования соотношения (7) для определения тепловых свойств пленки является измерение амплитуды колебаний температуры зонда на двух разных частотах. В этом случае система двух уравнений типа (7), соответствующих двум разным частотам, позволяет в принципе определить совокупность параметров пленки λ_1, a_1, $C_{p1}\rho_1 = \lambda_1/a_1$, $b_1 = \lambda_1/\sqrt{a_1}$ при условии, что известны толщина пленки и тепловые свойства подложки. Погрешность вычисления тепловых свойств пленки при заданной условиями эксперимента погрешности измерения Θ_1 в значительной степени определяется выбранными значениями более низкой ω_l и более высокой ω_h частот (при фиксированной величине h_1), т.е. параметрами $z_{1l} = h_1\sqrt{\omega_l/a_1}$ и $z_{1h} = h_1\sqrt{\omega_h/a_1}$. Из формулы (8) видно, что в области $z_1 \ll 1$ (тонкие пленки, низкие частоты) определить теплопроводность и теплоемкость вне комбинации, входящей в соотношение (8), не представляется возможным, задача вычисления совокупности теплофизических свойств пленки становится некорректной.

Действительно, измерение амплитуды, фазы на одной или нескольких частотах позволяет определить только величину $\zeta = (X_0 - 1/X_0)$, $z_1 = (b_2/\lambda_1 - C_{p1}\rho_1/b_2)h_1\sqrt{\omega}$. Знание величин h_1, ω, b_2 не дает возможности отдельно вычислить λ_1 и $C_{p1}\rho_1$. Только в том случае, если параметры z_{1l} и z_{1h} охватывают область, в которой проявляется значительное отклонение от линейного по аргументу z_1 соотношения (8), возможно определение совокупности тепловых свойств пленки (рис. 3).

Анализ коэффициентов чувствительности $K_{H\Theta} = \frac{\partial H}{\partial \Theta}\frac{\Theta}{H}$ ($H = \lambda_1$, a_1, b_1, $C_{p1}\rho_1$), которые показывают, во сколько раз относительная погрешность определения H больше относительной погрешности измерения Θ, позволяет рассмотреть изменение погрешностей определения тепловых свойств в зависимости от характерных параметров теории метода измерения. Погрешность измерения тепловых свойств в рассматриваемом случае определяется погрешностями измерения амплитуд колебаний температуры на каждой из двух частот (более высокой Θ_{1h} и более низкой Θ_{1l}). Для оценки их общего вклада удобно ввести суммарный коэффициент чувствительности $K_H = \sqrt{K_{Hh}^2 + K_{Hl}^2}$, с помощью которого вычи-

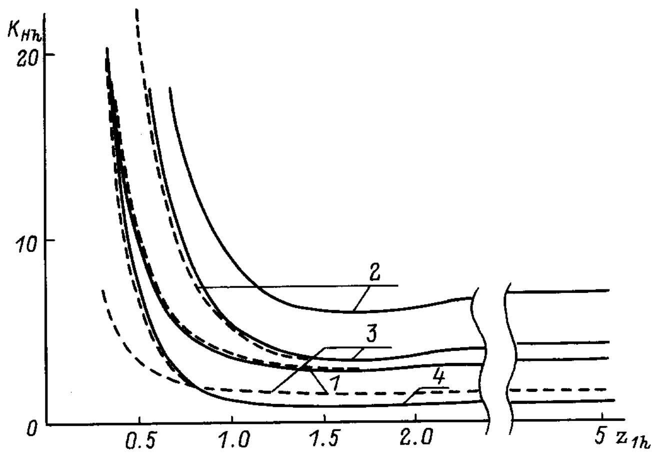

Рис. 4. Зависимость коэффициентов чувствительности K_λ (*1*), K_a (*2*), $K_{C_p\rho}$ (*3*), K_b (*4*) от величины $z_{1h} = h_1\sqrt{\omega_h/a_1}$ при расположении зонда на пленке с подложкой (вариант *a* на рис. 2). $X_0 = 2$ (сплошные линии) и 0.25 (штриховые линии).

сляется погрешность параметра H, если относительные погрешности измерений Θ_{1l} и Θ_{1h} являются случайными и равными между собой величинами, например, при $H = \lambda$, $\delta\lambda/\lambda = K_\lambda(\delta\Theta/\Theta)$, K_{Hh} и K_{Hl} — коэффициенты чувствительности для высокой и низкой частот соответственно.

Результаты расчета величины K_H в зависимости от z_{1h} для $X_0 = 2$ (сплошные кривые) и 0.25 (штриховые кривые) представлены на рис. 4. Для каждого z_{1h} выбранное значение z_{1l} соответствует минимуму K_H. Влияние z_{1l} на K_H иллюстрирует рис. 5, при этом $z_{1h} = 1.5$, а $X_0 = 0.25$. Выбранные значения X_0 приблизительно соответствуют случаю расположения пленки титаната стронция $SrTiO_3$ на сапфире ($b_1 = 5\,700$, $b_2 = 12\,500\,\mathrm{W}\cdot\mathrm{c}^{1/2}/(\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{K})$, $T = 300\,\mathrm{K}$ [13]) (кривая *8* на рис. 3), исследовавшемуся экспериментально в настоящей работе, и случаю, когда та же пленка располагается на плавленом кварце ($b_2 = 1\,500\,\mathrm{W}\cdot\mathrm{c}^{1/2}/(\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{K})$, $T = 300\,\mathrm{K}$ [14]) (кривая *1* на рис. 3).

Графики, представленные на рис. 4 и 5, показывают, что оптимальными для измерения тепловых свойств пленки являются значения $z_{1h} = 1.5-1.7$. Эти значения обеспечивают минимальное отношение бо́льшей частоты к меньшей ω_h/ω_l при наименьших погрешностях измерения (минимум K_H). Увеличение z_{1h} ($z_{1h} > 1.7$) практически не влияет на значение K_H (наблюдается лишь незначительное его возрастание), однако приводит к расширению необходимого диапазона частот установки, так как оптимальные значения z_{1l} при этом остаются на прежнем уровне.

Влияние z_{1l} на K_H незначительно в широком диапазоне z_{1l}, а следовательно, и частот ω_l. Так, при $z_{1h} = 1.5$ и $X_0 = 0.25$, как это видно из рис. 5, минимальные значения K_λ, K_a, $K_{C_p\rho}$, K_b находятся в окрестности $z_{1l} = 0.4$ и мало меняются в диапазоне 0.2–0.6.

Уменьшение тепловой активности подложки (изменение X_0 от 2 до 0.25) приводит к тому, что K_λ и K_b при прочих равных условиях остаются практически неизменными, а значения K_a и $K_{C_p\rho}$ заметно уменьшаются, особенно $K_{C_p\rho}$, для которого происходит снижение z_{1l}, при котором начинается резкое возрастание K_H. Это свидетельствует о возможности измерения теплоемкости $C_{p1}\rho_1$ несколько более тонких пленок и с меньшей погрешностью, чем в случае, когда подложка обладает большой тепловой активностью.

Рассмотрение ситуации, когда зонд расположен между пленкой и подложкой (рис. 2,*b*), приводит к соотношению

$$\frac{\tilde\Theta_1}{\tilde\Theta_2} = X_0\frac{c_1c_2C_1C_2 - s_1s_2S_1S_2 + i(c_1s_2C_1S_2 + s_1c_2S_1C_2)}{gC_1C_2 - fS_1S_2 + i(nC_1S_2 + mS_1C_2)}, \tag{9}$$

в котором $c_1 = \mathrm{ch}(z_1)$, $c_2 = \mathrm{ch}(z_2)$, $s_1 = \mathrm{sh}(z_1)$, $s_2 = \mathrm{sh}(z_2)$. Зависимость модуля величины $\tilde\Theta_1/\tilde\Theta_2 = \Theta_1/\Theta_2$ от z_1 при различных значениях X_0 и $z_2 \to \infty$ представлена на рис. 6. В случае $z_1 \ll 1$, $z_2 \to \infty$ (тонкая пленка, полубесконечная подложка) из (9) следует приближенная формула

$$\tilde\Theta_1/\tilde\Theta_2 = 1 - (1 + 2i)\frac{z_1}{X_0}$$

или

$$\Theta_1/\Theta_2 = 1 - C_{p1}\rho_1h_1\sqrt{\omega}/b_2. \tag{10}$$

Из последнего соотношения видно, что при расположении зонда между пленкой и подложкой величина $\tilde\Theta_1/\tilde\Theta_2$ в области $z_1 \ll 1$ в отличие от первого рассмотренного случая определяется конкретным тепловым параметром пленки — объемной теплоемкостью $C_{p1}\rho_1$. Отражением этого факта является то, что коэффициент чувствительности $K_{C_p\rho}$ остается близким к единице даже при относительно малых значениях z_{1h} (рис. 7). Коэффициенты чувствительности для остальных параметров

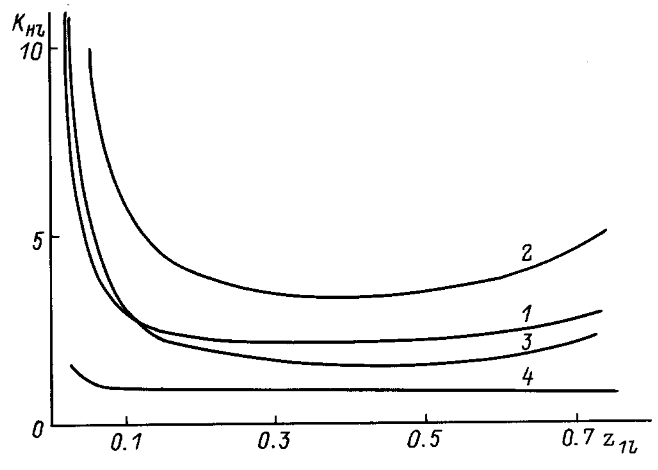

Рис. 5. Зависимость коэффициентов чувствительности K_{Hl}, соответствующих низкой частоте ω_l, от величины $z_{1l} = h_1\sqrt{\omega_l/a_1}$ при расположении зонда на пленке с подложкой (рис. 2,*a*), $X_0 = 0.25$. *1* — K_λ, *2* — K_a, *3* — $K_{C_p\rho}$, *4* — K_b.

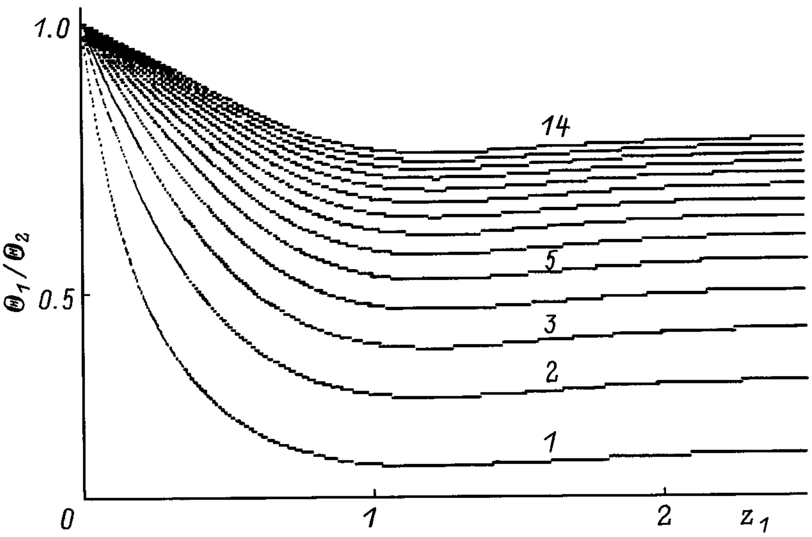

Рис. 6. Зависимость относительной амплитуды колебаний температуры Θ_1/Θ_2 зонда, расположенного между пленкой и подложкой (рис. 2,*b*), от безразмерной толщины пленки $z_1 = h_1\sqrt{\omega/a_1}$ при различных значениях $X_0 = b_2/b_1$. X_0: *1* — 0.25, *2* — 0.50, *3* — 0.75, ..., *14* — 3.5.

изменяются аналогично ранее рассмотренному случаю расположения зонда. При $X_0 = 2$ значения коэффициентов чувствительности приблизительно в 2.5 раза больше, чем при $X_0 = 0.25$, в остальном их поведение подобно случаю, представленному на рис. 7.

Минимальные значения K_H, соответствующие значениям $z_{1h} = 1.5{-}1.7$ и $z_{1l} = 0.4{-}0.6$ в различных рассмотренных нами случаях, представлены в табл. 1.

Проведенный анализ позволяет определить минимальные значения толщины пленок, тепловые свойства которых могут быть исследованы рассматриваемым в настоящей работе вариантом метода периодического нагрева.

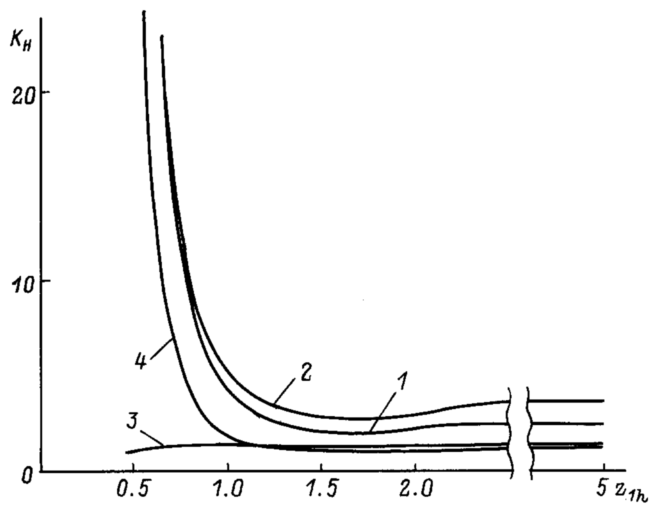

Рис. 7. Зависимость коэффициентов чувствительности K_H от величины $z_{1h} = h_1\sqrt{\omega_h/a_1}$ при расположении зонда между пленкой и подложкой (рис. 2,*b*), $X_0 = 0.25$. *1* — K_λ, *2* — K_a, *3* — $K_{C_p\rho}$, *4* — K_b.

Из представленных выше графиков для коэффициентов чувствительности следует, что для каждого из четырех параметров λ_1, a_1, b_1, $C_{p1}\rho_1$ эта толщина будет разной, если считать, что предельным является значение $K_H = 10$. В среднем минимальная толщина пленок определяется значением $z_{1h} = 0.7$, что составляет половину оптимального значения. Максимальную частоту ω_{max}, на которой можно проводить измерения амплитуды колебаний температуры, примем равной $\omega_{max}/2\pi = 5\,000$ Hz. Значение ω_{max} определяется возможностями экспериментальной установки, 5 000 Hz — ориентировочное значение верхнего частотного предела нашей и известных нам аналогичных установок. Измерения на пределе возможностей установки сопряжены с большими погрешностями, принятые предельные значения K_H усугубляют ситуацию. Поэтому для оценок минимальной толщины пленок удвоим величину h и примем

$$h_{min} = 1.4\sqrt{a/\omega_{max}}$$

или

$$h_{min} = 5\,000\sqrt{a}. \quad (11)$$

В последнем соотношении размерность температуропроводности a — m^2/s, а толщины h_{min} — μm.

Используя справочные данные [13–15] для температуропроводности веществ различных классов (полимеров, стекол, кристаллов), легко получить значения h_{min}, приведенные в табл. 2.

Представленные в табл. 2 величины h_{min} характеризуют возможность определения совокупности тепловых свойств пленки. Однако при определенных условиях один из тепловых параметров может быть определен при $h_1 < h_{min}$ на основе асимптотических соотношений. Из (10) видно, что если при условии $z_1 \ll 1$ можно одновременно добиться выполненния требования, чтобы

Таблица 1. Минимально возможные значения коэффициентов чувствительности K_H при измерении тепловых свойств пленок амплитудно-частотным вариантом метода периодического нагрева плоского зонда

Конфигурация	X_0	K_λ	$K_{C_p\rho}$	K_a	K_b
Зонд–пленка–подложка (a)	2	2.9	3.4	6.1	0.85
	0.25	2.2	1.5	3.3	0.85
Пленка–зонд–подложка (b)	2	5.0	3.6	7.2	2.4
	0.25	2.1	1.3	2.7	1.0

Таблица 2. Оценочные значения минимальной толщины пленок $h_{\min}$, для которых возможно измерение комплекса тепловых свойств методом периодического нагрева плоского зонда. $T = 300\,\mathrm{K}$

Вещество	$a, 10^{-6}\,\mathrm{m^2/s}$	$h_{\min}, \mu\mathrm{m}$
Полиамид	0.17	2
Плавленый кварц	0.84	5
Титанат стронция	4.4	10
Сапфир	15	20

величина $C_{p1}\rho_1 h_1\sqrt{\omega}/b_2$ была сопоставима с единицей ($\gtrsim 0.1$), то возможно измерение теплоемкости более тонкой пленки. Для этого необходимо выбрать подложку с как можно меньшим значением b_2. Например, пусть подложкой служит оргстекло, для которого $b_2 = 560\,\mathrm{W\cdot s^{1/2}/(m^2\cdot K)}$, тогда для пленки титаната стронция $(C_{p1}\rho_1 = 273\cdot 10^4\,\mathrm{J/(m^3\cdot}\,K))$ на частоте $5\,000\,\mathrm{Hz}$ условие $C_{p1}\rho_1 h_1\sqrt{\omega}/b_2 = 0.1$ выполняется при толщине $h_1 = 1.2\,\mu\mathrm{m}$, что почти на порядок меньше значения $h_{\min}$ в табл. 1.

Использование соотношения (8) требует выполнения дополнительного условия. Если $b_2 \ll b_1$, то и в случае расположения зонда на пленке с подложкой возможно измерение теплоемкости пленки, так как $1/X_0 \gg X_0$ и $\Theta_1/\Theta_2 = 1 - z_1/X_0 = 1 - C_{p1}\rho_1 h_1\sqrt{\omega}/b_2$. Если величиной X_0 нельзя пренебречь по сравнению с $1/X_0$, то ее следует учесть как поправку. Для этого требуется приближенное значение теплопроводности λ_1 пленки.

Аналогично в случае, если $X_0 \gg 1/X_0$, т.е. $b_1 \ll b_2$, соотношение (8) приобретает вид

$$\Theta_1/\Theta_2 = 1 + (b_2/\lambda_1)\,h_1\sqrt{\omega}$$

и может быть использовано для измерения теплопроводности пленки с толщиной, меньшей, чем указано в табл. 2. Например, для пленки плавленого кварца на сапфире ($b_2/b_1 = 8$) условие $(b_2/\lambda_1)h_1\sqrt{\omega} = 0.1$ на частоте $5\,000\,\mathrm{Hz}$ выполняется при $h_1 = 0.06\,\mu\mathrm{m}$, что также почти на порядок меньше соответствующего значения в табл. 1. Следует отметить, что внесение поправки $C_{p1}\rho_1 h_1\sqrt{\omega}/b_2$, пропорциональной теплоемкости, более оправдано, чем в предыдущем случае, так как величина объемной теплоемкости $C_p\rho$ для различных твердых веществ меняется в значительно меньших пределах, чем теплопроводность λ.

Таким образом, рассмотрена теория зондового метода периодического нагрева применительно к исследованию тонких диэлектрических пленок. Показано, что при толщине пленки, удовлетворяющей условию $h_1 \backsim \sqrt{a_1/\omega_{\max}}$, возможно определение комплекса ее тепловых свойств: теплопроводности λ_1, объемной теплоемкости $C_{p1}\rho_1$, температуропроводности $a_1 = \lambda_1/(C_{p1}\rho_1)$ и тепловой активности $b_1 = \sqrt{\lambda_1 C_{p1}\rho_1}$. При меньших толщинах пленки возможно измерение либо λ_1 (если $b_2/b_1 \gg 1$), либо $C_{p1}\rho_1$ (если $b_2/b_1 \ll 1$).

Определение тепловых свойств пленки требует данных о ее толщине и тепловых свойствах подложки. Для определения тепловых свойств подложки разработана теория метода периодического нагрева плоского зонда произвольной ширины с учетом анизотропии подложки.

Авторы выражают благодарность программе "Университеты России" и Российскому фонду фундаментальных исследований, поддержавшему данную работу грантом 96-02-17723*a*.

Список литературы

[1] Л.П. Филиппов. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. Энергоатомиздат, М. (1984).
[2] Л.П. Филиппов, С.Н. Кравчун, А.С. Тлеубаев. Измерительная техника, **12**, 28 (1985).
[3] H.P. Philippov, S.N. Kravchun, A.S. Tleubaev. Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods **2**, Ch. 13, 375 (1992).
[4] N.O. Birge, S.R. Nagel. Rev. Sci. Instrum. **58**, *8*, 1464 (1987).
[5] S. Lee, S. Kwun. Rev. Sci. Instrum. **65**, *4*, 966 (1994).
[6] I.K. Moon, Y.H. Jeong, S.I. Kwun. Rev. Sci. Instrum. **67**, *1*, 29 (1996).
[7] D.G. Cahill. Rev. Sci. Instrum. **61**, *2*, 802 (1990).
[8] D.J. Bae, T.Y. Koo, K.B. Lee, Y.H. Jeong, S.M. Lee, S.I. Kwun. Ferroelectrics **159**, 91 (1994).
[9] S.-M. Lee, S.M. Lim, S.-I. Kwun, H. Jeong Yoon. Solid State Commun. **88**, *5*, 361 (1993).
[10] P.K. Dixon. Phys. Rev. **B42**, *13*, 8179 (1990).
[11] Г.Б. Двайт. Таблицы интегралов и другие математические формулы. Наука, М. (1966).
[12] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. Атомиздат, М. (1976).
[13] Физические величины. Справочник / Сост. А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина и др.; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991).
[14] О.А. Сергеев, А.Г. Шашков. Теплофизика оптических сред. Наука и техника, Минск (1983).
[15] И.Г. Кожевников, Л.А. Новицкий. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. Машиностроение, М. (1982).