

ОПТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ ИМПУЛЬСОВ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ В МНОГОСЛОЙНЫХ ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Е.В.Горбунов, Н.А.Евтушенко, П.В.Лобзенко, В.П.Сизов

В последние годы значительное внимание уделяется оптическому возбуждению сверхкоротких импульсов давления, которые используются для изучения упругих свойств материала, распределения дефектов, исследования быстрых нестационарных процессов и других целей [1-3]. Экспериментальные работы по формированию таких импульсов представлены в [4].

Целью настоящей работы является аналитическое рассмотрение процессов формирования в материале сверхкоротких упругих импульсов при действии на его поверхность лазерного излучения (ЛИ) ультракороткого диапазона, а также характера распространения таких импульсов в многослойных системах.

Упругие импульсы возбуждаются в материале вследствие температурных деформаций при воздействии ультракоротких импульсов (УКИ) ЛИ интенсивностью $I(s, t)$ (s — координаты точек поверхности тела, t — время). Перемещения U_i ($i = x, y, z$), характеризующие их, описываются неоднородным волновым уравнением

$$\nabla_j \nabla^j U_i - \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \frac{(3\lambda + 2\mu)\kappa_p}{\lambda + 2\mu} \nabla_i T, \quad (1)$$

где κ_p — коэффициент теплового расширения; λ, μ — упругие коэффициенты Ламе; T — температура, приобретаемая данной точкой тела в результате поглощения УКИ ЛИ.

Вследствие чрезвычайно малой длительности ЛИ ($\tau \approx 10^{-10} - 10^{-14}$ с) процесс нагревания материала имеет сложный характер. Энергию ЛИ поглощают электроны вещества и их температура $T_E(\bar{r}, t)$ за время действия УКИ достигает значительной величины, в то время как температура решетки $T_L(\bar{r}, t)$ растет медленно. За время термализации t_T температуры электронов и решетки выравниваются около значения, являющегося температурой тела T . В общем случае система уравнений, описывающая приведенный процесс взаимодействия УКИ ЛИ с материалом, имеет вид

$$\begin{aligned} C_E \frac{\partial T_E}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \lambda_E \frac{\partial T_E}{\partial x_i} - G(T_E - T_L) + Q_E(\bar{r}, t), \\ C_L \frac{\partial T_L}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial x_j} + G(T_E - T_L) + Q_L(\bar{r}, t). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $C_{E,L}$, $\lambda_{E,L}$ — соответственно коэффициенты электронной и решеточной теплоемкости и теплопроводности; $Q_{E,L}$ — объемная плотность внутренних источников энергии, поглощаемой или выделяемой в электронной и решеточной подсистемах.

В зависимости от вида материала значения данных коэффициентов меняются: так, для металлов $\lambda_L \ll \lambda_E$ и $C_E \ll C_L$. Граничные и начальные условия в этом случае имеют вид

$$T_{E,L}(\infty, t) = 0; \quad \lambda_E \frac{\partial T_E}{\partial n} = I(s, t)(1 - R);$$

$$\frac{\partial T_{E,L}}{\partial x_j}(\infty, t) = 0; \quad T_{E,L}(\bar{\mathbf{r}}, 0) = 0, \quad (3)$$

где $\bar{\mathbf{n}}$ — внешняя нормаль к поверхности облучаемого образца; R — коэффициент отражения излучения от его поверхности.

Решение упрощенной системы ($Q_E = Q_L = \lambda_L = 0$) рассматривалось авторами [5] в предельных случаях очень малых и больших времен. В отличие от этого предлагается общее решение системы (2), (3) методом интегрального преобразования Фурье [6]. Пространственный спектр температуры решетки имеет вид

$$T_L^*(\bar{\mathbf{k}}, t) = \Phi(\bar{\mathbf{k}}) \left\{ e^{ts_1} \int_0^t \varphi^*(\bar{\mathbf{k}}, u) e^{-s_1 u} du - e^{ts_2} \int_0^t \varphi^*(\bar{\mathbf{k}}, u) e^{-s_2 u} du \right\}, \quad (4)$$

где

$$\varphi^*(\bar{\mathbf{k}}, u) = f_{OE} Q_E^*(\bar{\mathbf{k}}, u) + (2\pi)^{1/2} F_0 I_0 I^*(\bar{\mathbf{k}}, u) + f_{OL} \frac{\partial Q_L^*(\bar{\mathbf{k}}, u)}{\partial U} +$$

$$+ (k^2 F_0 + G_0) f_{OL} Q_L^*(\bar{\mathbf{k}}, u),$$

$$\Phi(\bar{\mathbf{k}}) = \frac{I_0}{\lambda},$$

$$\lambda^2 = [G_0 + I_0 + (F_{OL} + F_0)k^2] - 4I_0 F_0 k^2 - 4G_0 F_{OL} k^2 - 4k^4 F_0 F_{OL},$$

$$2S_{1,2} = G_0 + I_0 + (F_{OL} + F_0)k^2 \pm \lambda.$$

Здесь введены следующие безразмерные параметры подобия:

$$F_0 = \frac{\lambda_E \Delta t}{C_E (\Delta x)^2}; \quad F_{OL} = \frac{\lambda_L \Delta t}{C_L (\Delta x)^2}; \quad G_0 = \frac{G}{C_E} \Delta t;$$

$$I_0 = \frac{G}{C_L} \Delta t; \quad I_0 = \frac{\Delta I \Delta x (1 - R)}{\lambda \Delta T}; \quad f_{OE,L} = \frac{\Delta t}{\Delta T C_{E,L}};$$

Δt , Δx , ΔT и ΔI — характерные масштабы изменения времени, координат температуры и интенсивности падающего излучения.

Полученная из (4) зависимость $T(x, t)$ используется при решении уравнения (1).

В случае диэлектрика толщиной h_1 , покрытого слоем металла (h_2) и нанесенного на полупространство (рис. 1), упругое поле в каждом слое должно удовлетворить волновому уравнению, начальным условиям и

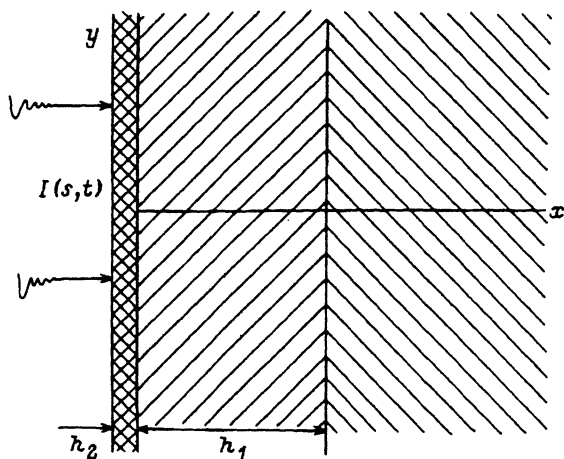


Рис. 1.

граничным условиям жесткого контакта между слоями. В полупространстве, кроме того, должно удовлетворяться условие излучения.

Напряжение $\sigma_{xx}^{(2)}$, возникающее во внешнем слое из металла, может быть представлено по аналогии с [7]

$$\sigma_{xx}^{(2)}(x, t) = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[1 + \Gamma(\omega)] \exp(-\alpha_2|x|)}{1 + \Gamma(\omega) \exp(i2k_2h_2)} (3\lambda + 2\mu) \kappa_p T(\omega) \exp[-i\omega(t - |x|/v)] d\omega, \quad (5)$$

где $\Gamma(\omega)$ — коэффициент отражения от системы диэлектрик-полупространство, $T(\omega)$ — фурье-образ температуры (4) на поверхности.

Чтобы не производить численного интегрирования, разложим дробь под интегралом (5) и величину $\Gamma(\omega)$ в ряды, произведем тождественные преобразования и, заменяя фурье-образ температуры его оригиналом, представим напряжение (5) в виде бесконечной последовательности парциальных импульсов различной амплитуды

$$\frac{\sigma_{xx}^{(2)}(x, t)}{\kappa_p(3\lambda + 2\mu)} = T\left(t - \frac{x}{v_2}\right) - \sum T x \left[t - 2(q-1)\tau_1 \frac{x}{v_2} - 2n\tau_2 \right] \exp\left[-\alpha_2(x + 2nh - 2) - 2\alpha_1(q-1)h_1\right] + \sum T \left[t - 2(q-1)\tau_1 + \frac{x}{v_2} - 2n\tau_2 \right] \exp\left[-\alpha_2(-x + 2nh_2) - 2\alpha_1(q-1)h_1\right],$$

где

$$\sum = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\sum_{q=1}^{n+1} \sum_{j=1}^q + \sum_{q=n+2}^{\infty} \sum_{j=1}^{n+1} \right) Q_{nqj};$$

$$Q_{nqj} = (-1)^{n-j} \frac{(q+n-j-1)n}{(q-j)(n-j+1)(j-1)} g_{01}^{q+1} g_{12}^{n+q-2j+1}; \quad (6)$$

$g_{01} = (\rho_0 v_0 - \rho_1 v_1) / (\rho_0 v_0 + \rho_1 v_1)$, $g_{12} = (\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2) / (\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2)$ — коэффициенты отражения от границ между диэлектриком и полупространством и между металлом и диэлектриком соответственно; v_i — скорости распространения продольных волн в материалах соответственно; ρ_i — плотности материалов; α_i — коэффициенты поглощения в материалах; $\tau_i = h_i / v_i$.

В выражении (6) первое слагаемое относится к первичному импульсу, второе слагаемое описывает волны, распространяющиеся от свободной границы в глубь слоя, а третье слагаемое описывает волны, бегущие в противоположном направлении.

Аналогичное выражение имеем для поля напряжений в среднем слое из диэлектрика

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{xx}^{(1)}(x, t) t_{12}}{\kappa_p(3\lambda + 2\mu)} = & -T \left(t - \frac{x}{v_1} - \tau_2 \right) + g_{12} T \left(t + \frac{x}{v_1} - \tau_2 \right) + \\ & + \sum T \left[t + \frac{x}{v_1} - (2n-1)\tau_2 - 2(q-1)\tau_1 \right] \exp \left\{ \alpha_1 [x - 2(q-1)h_1] - \alpha_2(2n-1) \right\} - \\ & - g_{12} \sum T \left[t - \frac{x}{v_1} - (2n-1)\tau_2 - 2(q-1)\tau_1 \right] \times \\ & \times \exp \left\{ -\alpha_1 [x + 2(q-1)h_1] - \alpha_2(2n-1) \right\} + \\ & + g_{12} \sum T \left[t + \frac{x}{v_1} - (2n+1)\tau_2 - 2(q-1)\tau_1 \right] \exp \left\{ \alpha_1 [x - 2(q-1)h_1] - \alpha_2(2n+1) \right\} - \\ & - \sum T \left[t - \frac{x}{v_1} - (2n+1)\tau_2 - 2(q-1)\tau_1 \right] \exp \left\{ [x + 2(q-1)h_1] - \alpha_2(2n+1) \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $t_{12} = 2\rho_2 v_2 / (v_1 \rho_1 + v_2 \rho_2)$.

Формулы (6) и (7) являются обобщением соответствующих выражений из (8), расчет по ним сводится к определению и суммированию тех парциальных импульсов, которые вносят вклад в полное напряжение в искомой точке в заданный момент времени.

Решение приведенной задачи было выполнено на ПЭВМ. График характерной зависимости T_E и T_L от времени приведен на рис. 2.

Порождаемые УКИ ЛИ градиенты температуры генерируют сверхкороткие акустические импульсы (АИ), характер распространения которых в исследуемой тонкопленочной системе приведен на рис. 3. Как видно из рисунка, первоначальный АИ, сформировавшийся на свободной поверхности алюминиевой пленки, в процессе своего перемещения по системе претерпевает многократные отражения от встречающихся границ (пики 1-5), в то время как часть его распространяется и за границы диэлектрика (пик 6). Такой характер движения АИ полностью соответствует физике волновых процессов в упругом материале.

Помимо описанных выше результатов, использование уравнений (1)-(7) позволяет найти способ увеличения амплитуды АИ в результате усиливающей интерференции. А именно, чтобы получить максимальное напряжение сжатия, нужно выделить несколько наибольших

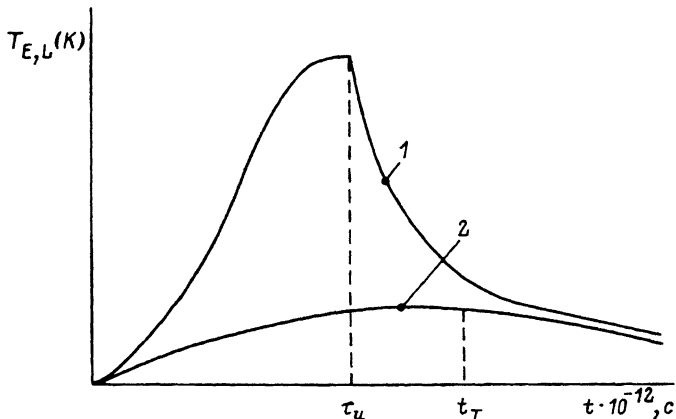


Рис. 2. Характерная зависимость электронной T_E и решеточной T_L температур от времени.

1 — $T_E(t)$, 2 — $T_L(t)$.

АИ, формирующихся в материале после воздействия УКИ ЛИ, и определить временной интервал между ними. Если теперь воздействовать серией УКИ ЛИ с такими же интервалами, но в обратном порядке, то в момент прихода последнего АИ в рассматриваемую точку материала в ней произойдет наложение нагрузений и будет достигнуто максимальное значение суммарного АИ. В качестве примера на рис. 4 приведен результат взаимодействия трех АИ с интервалами: 1-2 — 0.3368, 2-3 — 0.0428 мкс. Из рисунка видно, что достигнуто усиление амплитуды АИ в 2.4 раза.

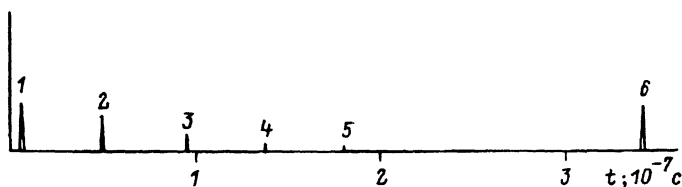


Рис. 3. Зависимость величины АИ на границе слоев Си-кварц ($x = 0.1$ мм) от времени.

1 — первоначальный АИ, пришедший в точку $x = 0.1$ мм; 2-5 — вернувшиеся в точку $x = 0.1$ мм и после двух-пятикратного отражения от границы слоев и свободной поверхности соответственно; 7 — часть первоначального АИ, проникшая в кварц и вернувшаяся в $x = 0.1$ мм после отражения от границы кварц-полупространство ($x = 1.1$ мм).

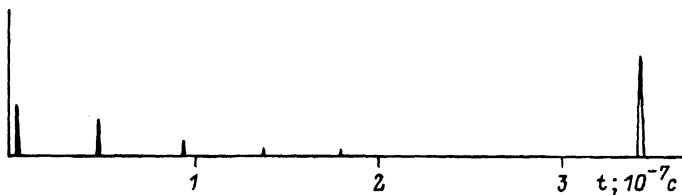


Рис. 4. Возбуждение АИ тремя УКИЛИ.

- [1] *Азманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 321 с.
- [2] *Бондаренко А.Н.* Лазерные методы возбуждения и регистрации акустических сигналов. М.: Изд-во стандартов, 1989. 115 с.
- [3] *Боев С.Г.* и др. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 1. С. 164–170.
- [4] *Сверхкороткие световые импульсы / Под ред. Шапира.* М.: Мир, 1981. 479 с.
- [5] *Анисимов С.И.* и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [6] *Карташов Э.М.* Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М.: Высшая школа, 1985. 480 с.
- [7] *Бреговский Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 503 с.
- [8] *Сизов В.П.* // Изв. Вузов. Сер. Машиностроение. 1985. № 2. С. 22–25.

Поступило в Редакцию
30 июня 1993 г.

02;05;07
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 4, 1994

ПРИРОДА И РАЗДЕЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ В СПЕКТРАХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА

Л.В.Колесников, И.А.Сергеева

Фотоэмульсия представляет собой гетерогенную систему, состоящую из проводящих микрокристаллов (ЭМК) AgHal (Br , Cl , I) в непроводящей среде (желатине). В переменном электрическом поле в ЭМК происходит смещение (ионная проводимость (ИП)) слабо связанных зарядов, имеющих несколько положений равновесия, в которых они находятся с некоторой вероятностью под действием флуктуаций теплового движения. Внешнее электрическое поле изменяет потенциальный барьер между двумя положениями равновесия и, как следствие, вероятность их заполнения подвижными зарядами. Поскольку заряды не могут выйти за границу раздела ЭМК AgHal –желатина, то при изменении частоты внешнего поля в системе наблюдается диэлектрическая дисперсия. В AgHal такими слабо связанными зарядами являются межузельные ионы серебра (Ag_i^+), играющие важную роль в формировании светочувствительности эмульсий. Для исследования ИП ЭМК AgHal используется метод диэлектрических потерь, разработанный Силларсом [1], ван Байзеном [2] на основе эффекта Максвелла–Вагнера для гетерогенных смесей. В рамках теории положение максимума диэлектрических потерь F_{max} сопоставляется со временем релаксации τ и с ИП σ по соотношению

$$2\pi F_{\text{max}} = 1/\tau = \sigma q (\epsilon_c - \epsilon_\alpha) / (\epsilon_c - \epsilon'_1)^2,$$

где ϵ_c , ϵ_α и ϵ'_1 — диэлектрические проницаемости: статическая, оптическая эмульсии и желатины соответственно; q — объемное содержание AgHal в желатине.