

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСОВ ВОЛН ЛЭМБА, ВОЗНИКАЮЩИХ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИНАХ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*С.Ю. Гуревич, Ю.В. Петров, Е.В. Голубев*

**Введение.** При поглощении оптического импульса поверхностным слоем металла возникают источники температурных напряжений и ультразвуковые колебания, тип которых и спектр определяются геометрией образца и характеристиками оптического импульса. В бесконечной пластине, поглощение оптического импульса приводит к возникновению волн Лэмба.

При малых плотностях энергии излучения, при которых еще не возникает плавления вещества, реализуется тепловой механизм возбуждения звука. При этом модель, описывающая процессы в зоне тепловыделения, должна учитывать механические, оптические и другие свойства вещества, и также изменение их с температурой. Поиск аналитического решения такой нелинейной задачи наталкивается на значительные трудности, но для описания существенных особенностей процесса генерации звука можно решать линейную задачу с учетом изменения только одного или двух свойств. В металлах при малых плотностях энергии необходим учет двух основных зависимостей – изменение температурного коэффициента линейного расширения (ТКЛР) и коэффициента поглощения оптического излучения с температурой. Как показывают исследования [1], второй фактор имеет принципиальное значение для полупроводников.

**Теория.** Будем предполагать, что распределение интенсивности  $I(r, t)$  в лазерном пучке имеет ось симметрии, совпадающую с осью  $z$  цилиндрической системы координат;  $r$  – радиальная координата;  $t$  – время.

Введем избыточную температуру  $T(r, z, t)$ , как превышение температуры над значением  $T_0$  – равновесной температурой среды до облучения и, следуя [2, 3], воспользуемся представлением Ламэ для вектора смещения  $\vec{U}(r, z, t)$  частиц среды через потенциалы  $\Phi$  и  $\vec{\Psi}(r, z, t) = \{0, \psi, 0\}$ :

$$\vec{U} = \text{grad } \Phi + \text{rot } \vec{\Psi}. \quad (1)$$

Потенциалы связаны с полем избыточной температуры системой уравнений динамической термоупругости [2, 3]

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = f(r, z, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (3)$$

$$f(r, z, t) = (3 - 4c_2^2/c_1^2) \int_0^{T(r, z, t)} \alpha_T (T_0 + T) dT, \quad (4)$$

где  $c_1$  – скорость продольных;  $c_2$  – поперечных волн;  $\alpha_T$  – температурная зависимость ТКЛР.

Поле температуры определим с помощью уравнения теплопроводности, учитывая, что лазерный импульс поглощается на поверхности металла

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad -\lambda_q \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = AI(r, t), \quad -\lambda_q \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0, \quad (5)$$

где  $A$  – коэффициент поглощения на границе металла;  $a$  – коэффициент температуропроводности;  $\lambda_q$  – теплопроводность;  $h$  – толщина пластины.

Распределение интенсивности в пучке выберем в виде функции Гаусса:

$$I(r, t) = \frac{W}{\pi \sqrt{\pi R_0^2 t_0}} \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2} - \frac{t^2}{t_0^2}\right), \quad (6)$$

где  $W$  – энергия импульса;  $t_0$  – длительность лазерного импульса (по критерию  $e^{-1}$ );  $R_0$  – радиус лазерного пятна на поверхности.

Решение системы (3) и (5) получим с помощью метода интегрального преобразования Фурье и Бесселя. Для температурного поля имеем

$$T(r, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \int_0^{\infty} \tilde{T}^*(\lambda, z, \omega) J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \right] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (7)$$

$$\tilde{T}^*(\lambda, z, \omega) = \frac{A \tilde{I}^*(\lambda, \omega) \text{ch} \beta_q (z - h)}{\lambda_q \beta_q \text{sh}(\beta_q h)}, \quad \beta_q^2 = \lambda^2 + i\omega/a, \quad (8)$$

где знак « $\sim$ » – обозначает преобразование Бесселя по пространственной координате  $r$ , а знак «\*» – преобразование Фурье по времени  $t$ ;  $\lambda$ ,  $\omega$  – параметры преобразований.

Решение уравнений (3) в виде образов запишем в виде

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}^*(\lambda, z, \omega) = & \left[ B_1 + \frac{1}{2\beta_1} \int_0^z \tilde{f}^*(\lambda, z, \omega) e^{-\beta_1 z} dz \right] e^{\beta_1 z} + \\ & + \left[ B_2 - \frac{1}{2\beta_1} \int_0^z \tilde{f}^*(\lambda, z, \omega) e^{\beta_1 z} dz \right] e^{-\beta_1 z}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\tilde{\Psi}^*(\lambda, z, \omega) = B_3 e^{-\beta_2 z} + B_4 e^{\beta_2 z} \quad (10)$$

и, полагая, что напряжения на границах пластины обращаются в ноль, получаем систему, определяющую неизвестные функции  $B_i(\omega, \lambda)$  ( $i = 1 \dots 4$ ):

$$\begin{cases} (\lambda^2 + \beta_2^2)B_1 + (\lambda^2 + \beta_2^2)B_2 - 2\lambda\beta_2 B_3 + 2\lambda\beta_2 B_4 = 0; \\ 2\lambda\beta_1 B_1 - 2\lambda\beta_1 B_2 + (\lambda^2 + \beta_2^2)B_3 + (\lambda^2 + \beta_2^2)B_4 = 0; \\ (\lambda^2 + \beta_2^2)e^{\beta_1 h} B_1 + (\lambda^2 + \beta_2^2)e^{-\beta_1 h} B_2 - 2\lambda\beta_2 e^{-\beta_2 h} B_3 + 2\lambda\beta_2 e^{\beta_2 h} B_4 = (\lambda^2 + \beta_2^2)F_3; \\ 2\lambda\beta_1 e^{\beta_1 h} B_1 - 2\lambda\beta_1 e^{-\beta_1 h} B_2 + (\lambda^2 + \beta_2^2)e^{-\beta_2 h} B_3 + (\lambda^2 + \beta_2^2)e^{\beta_2 h} B_4 = 2\lambda\beta_1 F_4, \end{cases}$$

где  $\beta_{1,2}^2 = \lambda^2 - \omega^2 / c_{1,2}^2$ ;  $F_{3,4} = \exp(\beta_1 h) F_-(\lambda, h, \omega) \mp \exp(-\beta_1 h) F_+(\lambda, h, \omega)$ ;

$$F_{\pm}(\lambda, h, \omega) = -\frac{1}{2\beta_1} \int_0^z \tilde{f}^*(\lambda, z', \omega) \exp(\pm\beta_1 z') dz'.$$

Из системы имеем  $B_1 = \Delta_0 / \Delta_4$ ,  $B_2 = \Delta_1 / \Delta_4$ ,  $B_3 = \Delta_2 / \Delta_4$ ,  $B_4 = \Delta_3 / \Delta_4$ ,

$$\begin{aligned} \text{где } \Delta_0 = & \left[ (\lambda^2 + \beta_2^2)^4 F_3 + 16\lambda^4 \beta_1^2 \beta_2^2 F_4 \right] (e^{\beta_2 h} - e^{-\beta_2 h}) - \\ & - 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 (\lambda^2 + \beta_2^2)^2 (F_4 + F_3) (e^{\beta_2 h} + e^{-\beta_2 h} - 2e^{-\beta_1 h}), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Delta_1 = & \left[ -(\lambda^2 + \beta_2^2)^4 F_3 + 16\lambda^4 \beta_1^2 \beta_2^2 F_4 \right] (e^{\beta_2 h} - e^{-\beta_2 h}) + \\ & + 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 (\lambda^2 + \beta_2^2)^2 (F_4 - F_3) (e^{\beta_2 h} + e^{-\beta_2 h} - 2e^{+\beta_1 h}), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \Delta_2 = & 4\lambda\beta_1 (\lambda^2 + \beta_2^2) \left[ -(\lambda^2 + \beta_2^2)^2 F_3 + 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 F_4 \right] e^{+\beta_2 h} + \\ & + 2\lambda\beta_1 (\lambda^2 + \beta_2^2) \left[ (\lambda^2 + \beta_2^2)^2 - 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 \right] (F_4 + F_3) e^{-\beta_1 h} - \\ & - 2\lambda\beta_1 (\lambda^2 + \beta_2^2) \left[ (\lambda^2 + \beta_2^2)^2 + 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 \right] (F_4 - F_3) e^{\beta_1 h}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Delta_3 = & 4\lambda\beta_1 (\lambda^2 + \beta_2^2) \left[ (\lambda^2 + \beta_2^2)^2 F_3 + 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 F_4 \right] e^{-\beta_2 h} + \\ & + 2\lambda\beta_1 (\lambda^2 + \beta_2^2) \left[ (\lambda^2 + \beta_2^2)^2 - 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 \right] (F_4 - F_3) e^{\beta_1 h} - \\ & - 2\lambda\beta_1 (\lambda^2 + \beta_2^2) \left[ (\lambda^2 + \beta_2^2)^2 + 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 \right] (F_4 + F_3) e^{-\beta_1 h}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Delta_4 = & 4 [\operatorname{ch}(\beta_1 h) + 1] [\operatorname{ch}(\beta_2 h) + 1] \times \\ & \times \left[ 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 \operatorname{th}(\beta_1 h / 2) - (\lambda^2 + \beta_2^2) \operatorname{th}(\beta_2 h / 2) \right] \times \end{aligned}$$

$$\times \left[ 4\lambda^2 \beta_1 \beta_2 \operatorname{th}(\beta_2 h / 2) - (\lambda^2 + \beta_2^2) \operatorname{th}(\beta_1 h / 2) \right]. \quad (15)$$

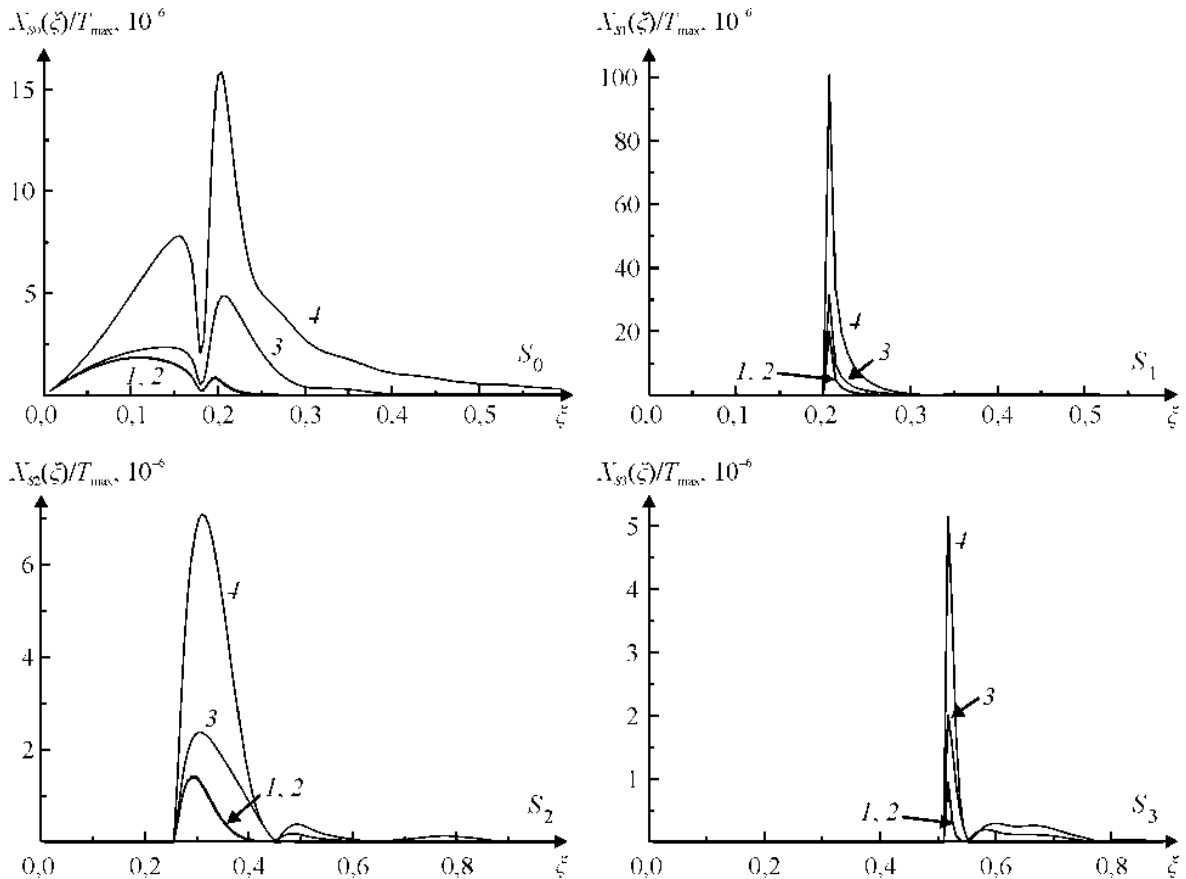
Приведем окончательные выражения для проекций вектора деформации на границе пластины, соответствующей  $z = 0$

$$U_{Lr}(r, 0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega t) d\omega \left\{ \int_0^{\infty} \lambda J_1(\lambda r) \left[ -\frac{\lambda^2 - \beta_2^2}{2\lambda} \left( \frac{\Delta_0 + \Delta_1}{\Delta_4} \right) \right] d\lambda \right\}, \quad (16)$$

$$U_{Lz}(r, 0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega t) d\omega \left\{ \int_0^{\infty} \lambda J_0(\lambda r) \left[ \frac{\lambda^2 - \beta_2^2}{2\lambda} \left( \frac{\Delta_2 + \Delta_3}{\Delta_4} \right) \right] d\lambda \right\}. \quad (17)$$

**Расчет.** При расчетах использовались свойства следующих металлов: алюминий, медь, железо и никель, а также инвара 32НКД. Длительность импульса принималась равной  $t_0 = 15$  нс и радиус пучка  $R_0 = 1$  мм.

На рисунке показаны модули спектров ( $\xi = \omega t_0$ ) симметричных мод низших номеров при различной энергии оптического импульса  $W$ . В скобках показаны величины  $T_{\max}$  в процессе поглощения. Как показывает расчет, характер зависимости ТКЛР влияет на спектральный состав всех мод,



Спектральные функции нормальных волн: 1 – 0,25 мДж (63,7 К);  
2 – 0,5 мДж (127,4 К); 3 – 2,0 мДж (509,8 К); 4 – 5,0 мДж (1274,5 К).  
32НКД.  $R_0 = 1$  мм,  $h = 1$  мм,  $T_0 = 300$  К

поддерживаемых пластиной. При приближении температуры среды к точке Кюри, которая у рассматриваемого сплава составляет 493 К, наблюдается появление высокочастотной части, также максимум спектра смещается в сторону более высоких частот. Это объясняется тем, что интенсивность оптико-акустических источников (4) изменяется с температурой нелинейно и ее распределение по объему пластины носит более сложный характер.

Наибольшее влияние на спектр акустического сигнала оказывает поведение ТКЛР в окрестности  $T_0$ . Поскольку наиболее существенные особенности ТКЛР соответствуют фазовым переходам, то и наибольшие изменения в спектральных функциях будут соответствовать случаю возбуждения акустических сигналов в среде, где при поглощении лазерного импульса происходит фазовый переход. Аналогичный результат для объемных волн был получен в [4, 5]. В жидких средах в окрестности фазовых переходов также наблюдаются изменение в форме и спектре акустических импульсов, которые обсуждаются, например, в [1, 6].

#### Библиографический список

1. Гусев, В.Э. Лазерная оптоакустика / В.Э. Гусев, А.А. Карабутов. – М.: Наука, 1991. – 304 с.
2. Лямшев, Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука / Л.М. Лямшев. – М.: Наука, 1989. – 240 с.
3. Новацкий, В. Теория упругости / В. Новацкий. – М.: Мир, 1975. – 872 с.
4. Возбуждение ультразвука в железе при фазовом переходе под действием лазерных импульсов / Г.А. Буденков, С.Ю. Гуревич, А.Д. Каунов, А.Ф. Маскаев // Акуст. ж. – 1983. – Т. 29, № 4. – С. 561–562.
5. Исследование влияния магнитного фазового перехода на спектр акустических импульсов, возбуждаемых лазерным импульсом в ферромагнетике / С.Ю. Гуревич, Ю.В. Петров, К.В. Прокопьев, А.А. Шульгинов // Акуст. ж. – 1999. – Т. 45, № 4. – С. 497–501.
6. Calasso G.I. Photoacoustic Point Source / G.I. Calasso, W. Craig, G.J. Diebold // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 16, № 6. – P. 3550–3553.