

ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ ПРИ МАГНИТНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

С.Ю. Гуревич, Е.В. Голубев, К.Б. Хабиров

Данная работа посвящена теоретическому исследованию влияния магнитного фазового перехода на процесс генерации импульсов поверхностных акустических волн (волн Рэлея) лазерным импульсом в ферромагнитном материале. Получено выражение для компонент вектора смещения в термоупругом приближении. Учтена зависимость коэффициента объемного расширения от температуры.

Введение

Решение задачи о термоупругом возбуждении поверхностных акустических волн (ПАВ) в металлах хорошо известно [1]. Считалось, что при нагревании металлов лазерным импульсом, физические свойства металла не изменяются. Особенность задачи о термоупругом возбуждении ПАВ лазерным импульсом в ферромагнетике состоит в том, что при температуре магнитного фазового перехода (т. Кюри) происходит резкое изменение физических свойств ферромагнетика. Наиболее существенно изменяется коэффициент объемного расширения [2]. Так, например, в инваре при переходе через точку Кюри ($t = 207$ °С) коэффициент объемного расширения увеличивается более чем в 5 раз, а в железе ($t = 770$ °С) более чем в 4 раза. Это обстоятельство существенно усложняет задачу. Будем пренебрегать изменением других физических свойств ферромагнетика при изменении температуры. Будем считать, что вся энергия лазерного импульса поглощается поверхностью ферромагнетика (среда оптически не прозрачна) и при этом поглощаемая энергия выделяется в виде тепла. При небольшой интенсивности светового потока (до 30 МВт/см²) решение поставленной задачи сводится к решению динамической задачи термоупругости для теплового источника, действующего на поверхности полупространства. Первый этап решения задачи сводится к расчету температурного поля в ферромагнетике. Будем считать, что мы решаем несвязанную задачу, т.е. поле механических деформаций не влияет на температурное поле.

Теория

А. Распределение температуры. Лазерный импульс будем характеризовать распределением интенсивности $I(r, t)$, энергией W , временной $I_t(t)$ и пространственной $I_r(r)$ формами:

$$I(r, t) = WI_r(r)I_t(t), \quad (1)$$

Здесь r – расстояние от оси цилиндрической системы координат, t – время.

Распределение температур в полупространстве удовлетворяет уравнению теплопроводности [3]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2)$$

где a – коэффициент температуропроводности; $z \geq 0$ – расстояние от поверхности до точки наблюдения внутри полупространства.

Решаем это уравнение методом интегральных преобразований Фурье–Бесселя с учетом граничного условия

$$-\lambda_q \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = I(r, t), \quad (3)$$

где λ_q – коэффициент теплопроводности. В результате прямого преобразования получаем трансформанту температуры в виде

$$\tilde{T}^*(\lambda, z, \omega) = \frac{\tilde{I}^*(\lambda, \omega)}{2\pi\lambda_q\sqrt{\lambda^2 + i\omega/a}} \exp\left(-z\sqrt{\lambda^2 + i\omega/a}\right), \quad (4)$$

где знак «~» означает преобразование Бесселя по пространственной координате r ; а знак «*» – преобразование Фурье по времени t ; λ, ω – параметры преобразований.

Обратное преобразование Фурье–Бесселя дает распределение температуры в ферромагнетике в виде квадратур:

$$T(r, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \tilde{T}^*(\lambda, z, \omega) J_0(\lambda r) d\lambda \right] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (5)$$

где $J_0(\lambda r)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Выражение (5) описывает распределение температуры в полупространстве ($z \geq 0$) для всех t и $r \geq 0$.

В. Компоненты вектора смещений в поверхностной волне. Уравнение движения упругой среды можно записать через потенциалы для продольных и поперечных волн соответственно [4]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = mf(r, z, t), \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \frac{\Psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0, \quad (7)$$

где $m = 3 - 4\gamma^2$; $\gamma = c_1/c_2$; $f(r, z, t) = \alpha_T(T) \cdot T(r, z, t)$; $\alpha_T(T)$ – коэффициент объемного расширения; c_1, c_2 – скорости распространения продольной и поперечной волн соответственно.

Решаем уравнения (6) и (7) методом интегральных преобразований Фурье–Бесселя. Потенциалы Φ и Ψ преобразуются по функциям Бесселя первого рода нулевого и первого порядков соответственно.

Выражения для трансформант потенциалов получаем в виде

$$\tilde{\Phi}^*(\lambda, z, \omega) = \left[B_1 + \int_0^{\infty} m\tilde{f}^* \exp(-\beta_1 z) dz \right] \exp(\beta_1 z) + \left[B_2 + \int_0^{\infty} m\tilde{f}^* \exp(\beta_1 z) dz \right] \exp(-\beta_1 z), \quad (8)$$

$$\tilde{\Psi}^*(\lambda, z, \omega) = B_3 \exp(-\beta_2 z) + B_4 \exp(\beta_2 z), \quad (9)$$

где

$$\beta_1 = \sqrt{\lambda^2 - \omega^2/c_1^2}, \quad \beta_2 = \sqrt{\lambda^2 - \omega^2/c_2^2}.$$

Коэффициенты B_1, B_2, B_3, B_4 определяются граничными условиями для механических напряжений и условием ограниченности потенциалов на бесконечности

$$\sigma_{zz}|_{z=0} = \sigma_{rz}|_{z=0} = 0, \quad \Phi|_{z=0} = \Psi|_{z=0} = 0. \quad (10)$$

Находим

$$\begin{aligned} B_1 &= -\frac{1}{2\beta_1} \int_0^{\infty} m\tilde{f}^* \exp(-\beta_1 z) dz; \\ B_2 &= \frac{1}{2\beta_1} \frac{(\lambda^2 + \beta_2^2)^2 + 4\lambda^2\beta_1\beta_2}{(\lambda^2 + \beta_2^2)^2 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2} \int_0^{\infty} m\tilde{f}^* \exp(-\beta_1 z) dz, \\ B_3 &= \frac{1}{2\beta_1} \frac{4\lambda\beta_1(\lambda^2 + \beta_2^2)}{(\lambda^2 + \beta_2^2)^2 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2} \int_0^{\infty} m\tilde{f}^* \exp(-\beta_1 z) dz. \end{aligned} \quad (11)$$

Выражения для смещения получают в соответствии с формулой

$$\vec{U} = \text{grad } \Phi + \text{rot } \vec{\Psi}, \quad (12)$$

откуда

$$U_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad U_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\Psi)}{\partial r}. \quad (13)$$

Следовательно, трансформанты проекций вектора смещения

$$\tilde{U}_r^* = -\lambda \tilde{\Phi}^* - \frac{\partial \tilde{\Psi}^*}{\partial z}, \quad \tilde{U}_z^* = \frac{\partial \tilde{\Phi}^*}{\partial z} + \lambda \tilde{\Psi}^*. \quad (14)$$

Поверхностные волны определяются смещениями при $z = 0$:

$$\tilde{U}_r^*(\lambda, 0, \omega) = -\frac{2\lambda\beta_2(\lambda^2 - \beta_2^2)}{(\lambda^2 + \beta_2^2)^2 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2} \int_0^\infty m\tilde{f}^* \exp(-\beta_1 z) dz, \quad (15)$$

$$\tilde{U}_z^*(\lambda, 0, \omega) = -\frac{\beta_2^4 - \lambda^4}{(\lambda^2 + \beta_2^2)^2 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2} \int_0^\infty m\tilde{f}^* \exp(-\beta_1 z) dz. \quad (16)$$

Переход к смещениям с помощью формул обратного преобразования

$$U_r(r, 0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_0^\infty \tilde{U}_r^*(\lambda, 0, \omega) J_1(\lambda r) d\lambda \right] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (17)$$

$$U_z(r, 0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_0^\infty \tilde{U}_z^*(\lambda, 0, \omega) J_0(\lambda r) d\lambda \right] \exp(i\omega t) d\omega. \quad (18)$$

В точке $\lambda = \omega/c_R$, где c_R – скорость распространения волн Рэлея, трансформанты компонент вектора смещения имеют особенность – полюс первого порядка. Вычет в этой точке определяет смещения в волне Рэлея

$$U_r(r, 0, t) = -\frac{\sqrt{c_2^2 - c_R^2}}{\pi c_2^3 c_R^3 R'} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\omega^2 J_1(\omega r/c_R) \int_0^\infty m\tilde{f}^*(\omega/c_R, z, \omega) \exp(-z \frac{\omega}{c_R} \sqrt{1 - c_R^2/c_1^2}) dz \right] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (19)$$

$$U_z(r, 0, t) = -\frac{(c_2^{-2} - c_R^{-2})^2 - c_R^{-4}}{2\pi R'} \times \int_{-\infty}^{\infty} \left[\omega^2 J_0(\omega r/c_R) \int_0^\infty m\tilde{f}^*(\omega/c_R, z, \omega) \exp(-z \frac{\omega}{c_R} \sqrt{1 - c_R^2/c_1^2}) dz \right] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (20)$$

где

$$R' = \frac{1}{\omega^3} \frac{d}{d\lambda} \left[(\lambda^2 + \beta_2^2)^2 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2 \right] \Big|_{\lambda=\omega/c_R} = \text{const}.$$

Полученные выражения являются решением поставленной задачи в виде квадратур. Частным случаем является ситуация когда коэффициент объемного расширения считается независимым от температуры. Пусть $\alpha_T(T) = \text{const}$, тогда $f(r, z, t) = \alpha_T T(r, z, t)$ и внутренний интеграл по переменной z легко вычисляется и

$$U_r(r, 0, t) = -\frac{\sqrt{c_2^2 - c_R^2}}{\pi c_2^3 c_R^3 R'} \frac{m\lambda_T R_0^2}{2\pi\lambda_q t_0^3} \int_{-\infty}^{\infty} [F_R(\omega) J_1(\omega r/c_R)] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (21)$$

$$U_z(r, 0, t) = -\frac{(c_2^{-2} - c_R^{-2})^2 - c_R^{-4}}{2\pi R'} \frac{m\lambda_T R_0^2}{2\pi\lambda_q t_0^3} \int_{-\infty}^{\infty} [F_R(\omega) J_0(\omega r/c_R)] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (22)$$

где

$$F_R(\omega) = \frac{\omega^2 \tilde{I}^*(\omega R_0, \omega)}{\omega^2/c_R^2 + i\omega/a + \omega\sqrt{c_R^{-2} - c_1^{-2}} \sqrt{\omega^2/c_R^2 + i\omega/a}} \quad (23)$$

– спектр рэлеевской волны. Функции Бесселя в выражениях (21) и (22) отвечают за распространение акустического импульса со скоростью c_R в сторону увеличения координаты r и уменьшение его амплитуды как $1/\sqrt{r}$. Выражение (23) связывает спектр ПАВ с распределением интенсивности в лазерном пучке.

Численное моделирование

Для вычисления параметров температурного распределения и акустического поля методами численного моделирования выберем распределение энергии в падающем излучении в виде функции Гаусса в пространстве и во времени:

$$I_r(r) = \exp(-r^2/R_0^2)/\pi R_0^2, \quad I_t(t) = \exp(-t^2/t_0^2)/\sqrt{\pi}t_0^2, \quad (24)$$

поскольку такое распределение является наиболее близким к реальному; $2 \cdot t_0$ – длительность лазерного импульса (по критерию e^{-1}); R_0 – радиус лазерного пятна (e^{-1}) на поверхности.

Тогда

$$\tilde{T}^*(\lambda, \omega) = \frac{W}{2\pi} \exp\left(\frac{\lambda^2 R_0^2}{4} + \frac{\omega^2 t_0^2}{4}\right). \quad (25)$$

При численном интегрировании использовался метод Симпсона с переменным шагом интегрирования.

А. Распределение температуры. Выражение для трансформанты температуры следует из (4)

$$\tilde{T}^*(\lambda, z, \omega) = \frac{W}{2\pi\lambda_q \sqrt{\lambda^2 + i\omega/a}} \exp\left(\frac{\lambda^2 R_0^2}{4} + \frac{\omega^2 t_0^2}{4} - z\sqrt{\lambda^2 + i\omega/a}\right). \quad (26)$$

Распределение температуры в полупространстве определяется действительной частью выражения (5). Вычисления достаточно трудоемки, но в случае малой глубины проникновения ($\sqrt{at_0} \ll R_0$) r -профиль функции $T(r, z, t)$ при малых t хорошо описывается функцией Гаусса [5]. Это позволяет из уравнения теплопроводности (2) получить приближенную формулу:

$$T(\eta, \chi, \tau) = T_0 \cdot T_\eta(\eta) \cdot T_{\chi\tau}(\chi, \tau), \quad (27)$$

где

$$T_0 = \frac{2W\sqrt{at_0}}{\pi^2 R_0^2 \lambda_q t_0}, \quad (28)$$

$$T_\eta(\eta) = \exp\left(-\eta^2 / \sqrt{1 + 4\tau/\rho_r}\right) / \sqrt{1 + 4\tau/\rho_r}, \quad (29)$$

$$T_{\chi\tau}(\chi, \tau) = \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\xi^4}{4} - \frac{\sqrt{2}}{2}\xi\chi\right) \cos\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\xi\chi - \xi^2\tau + \frac{\pi}{4}\right) d\xi \quad (30)$$

и введены безразмерные параметры:

$$\xi = \omega t_0; \quad \tau = \frac{t}{t_0}; \quad \eta = \frac{r}{R_0}; \quad \chi = \frac{z}{\sqrt{at_0}}; \quad \rho_r = \frac{R_0^2}{at_0}. \quad (31)$$

Анализ выражений (25)–(27) показывает, что T_0 можно использовать для оценки максимальной температуры в полупространстве по порядку величины.

$$T(0, 0, 0) = T_0 \frac{\sqrt[4]{4}}{4} \Gamma\left(\frac{1}{4}\right) \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) \approx 0.906 \cdot T_0, \quad T_{\max} \approx T(0, 0, 0.541) \approx 1.076 \cdot T_0. \quad (32)$$

На рис. 1а, б представлены распределения температуры по глубине полупространства и по времени. Расчеты проведены для железа ($a = 1.78 \cdot 10^{-5}$ м/с², $\lambda_q = 70$ Вт/м·°С) при $W = 1$ мДж: $2t_0 = 30$ нс; $R_0 = 1$ мм. В этом случае $T_0 = 99.7$ К, $T_{\max} = 107.3$ К. Условно полагается, что начальная температура образца равна нулю, т.е. вычисляется разность температур. При тех же условиях возбуждения в ферромагнитом сплаве инвар (Fe + 36 % Ni, $a = 3 \cdot 10^{-6}$ м/с², $\lambda_q = 12.2$ Вт/м·°С) максимальный скачок температуры, по нашим расчетам, составляет 254.4 К. Если считать, что термоупругий механизм возбуждения акустических волн реализуется в упомянутых средах вплоть до температуры плавления $T_m \approx 1400$ – 1500 °С, то максимальная плотность теплового потока, при которой еще реализуется термоупругое возбуждение, определяется формулой (28):

$$Q_{\max} = \frac{W}{\pi R_0^2 t_0} = \frac{T_m \pi \lambda_q}{2\sqrt{at_0}}. \quad (33)$$

Для железа это 32.6, для инвара – 13.5 МВт/см².

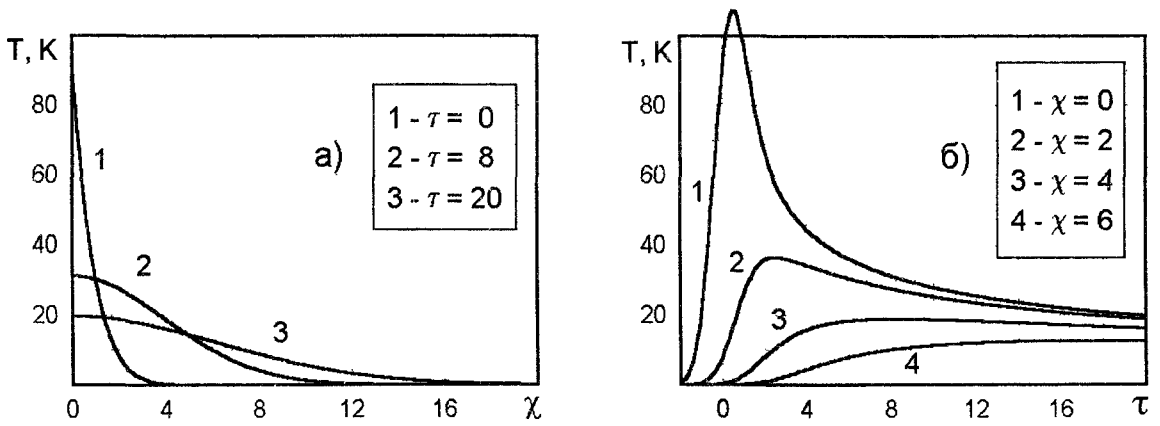


Рис. 1. а) распределение температуры по глубине χ для различных τ
 б) временное распределение температуры на различных глубинах χ

В. Компоненты вектора смещений в поверхностной волне. Предварительный численный анализ параметров акустического поля можно провести на основе относительно простых соотношений (21)–(23). На рис. 2а, б представлены акустические импульсы для железа ($\rho = 7870$ кг/м³, $c_1 = 5630$ м/с, $c_2 = 3230$ м/с, $c_R = 2749$ м/с, $m = 2.07$), полученные на основе (21) и (22) с параметрами лазерного излучения $W = 1$ мДж, $2t_0 = 30$ нс, $R_0 = 1$ мм. Их можно наблюдать в эксперименте на широкополосном (толстом) пьезопреобразователе. Часто в наблюдениях используют ЭМА датчики, которые фиксируют скорость движения поверхности (скорость смещений). Скорости смещений в акустическом импульсе представлены на рис. 3а, б. Максимуму в спектре рэлеевской волны соответствует частота 0.81 МГц (длина волны 3.95 мм). Полосы частот в 3 МГц должно быть достаточно для наблюдения таких импульсов.

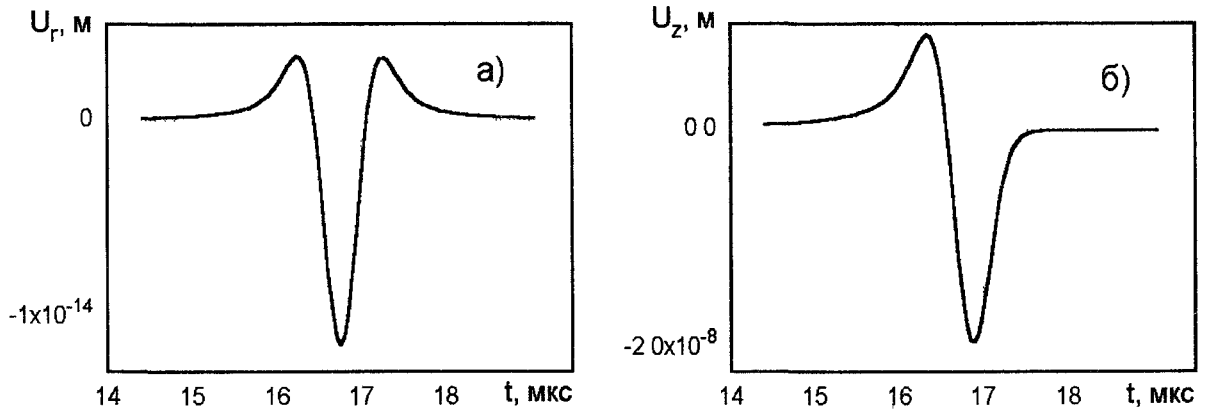


Рис. 2. Проекция вектора смещения в поверхностном акустическом импульсе: а) U_1 ; б) U_2

Выводы

Получены выражения описывающие смещения в импульсе ПАВ при лазерном возбуждении с учетом зависимости коэффициента объемного расширения от температуры (19), (20). Решение из-за математических трудностей не удается представить в аналитической форме, поэтому дальнейшее исследование проводится методами численного интегрирования. Сделана оценка для границы термоупругого механизма возбуждения ПАВ импульсным оптическим излучением (33), совпадающая с точностью до $\sqrt{\pi}$ с [5]. По нашим расчетам, для железа она составляет 32.6, для ферромагнитного сплава инвар – 13.5 МВт/см². Экспериментально определяемая граница для инвара 30–40 МВт/см². Длительность наблюдаемых импульсов примерно в два раза меньше. Несответствие можно объяснить неточностью определения радиуса лазерного пучка и энергии им-

пульса. Форма рассчитанных импульсов (рис. 3б) прекрасно согласуется с наблюдаемой в эксперименте на инваре.

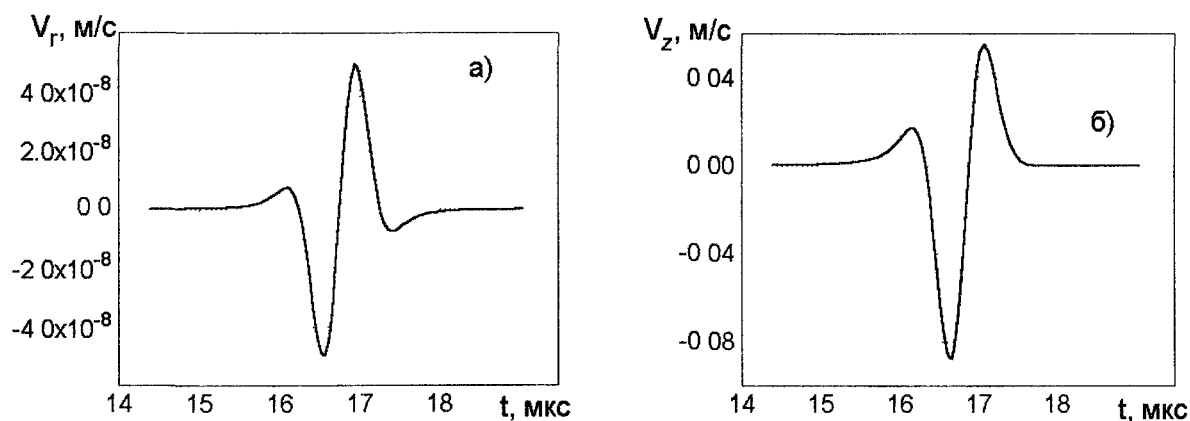


Рис. 3. Компоненты вектора скорости смещений в акустическом импульсе: а) V_x ; б) V_z

Благодарности

Авторы выражают глубокую благодарность Шульгинову А.А. за помощь и полезные замечания, а также Петрову Ю.В. за сотрудничество и предоставленные экспериментальные данные.

Работа выполнена при поддержке Минобразования РФ (Тематический план, № 802).

Литература

1. Лямшев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. – М.: Наука, 1989. – 219 с.
2. Лариков Л.Н., Усов Ю.В. Тепловые свойства железоникелевых сплавов // *Металлофизика*. – 1977. – № 68. – С. 28–35.
3. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1972. – 735 с.
4. Гуревич С.Ю., Петров Ю.В., Прокопьев К.В., Шульгинов А.А. Исследование влияния магнитного фазового перехода на спектр акустических импульсов, возбуждаемых лазерным импульсом в ферромагнетике // *Акустический журнал*. – 1999. – Т. 45, № 4. – С. 494–498.
5. Апполонов В.В., Прохоров А.М., Хомич В.Ю., Четкин С.А. Термоупругое воздействие импульсно-периодического излучения на поверхность твердого тела // *Квантовая электроника*, 9, № 2 (1982).