

УДК 620.179.16

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА НА СПЕКТР АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

© 1999 г. С. Ю. Гуревич, Ю. В. Петров, К. В. Прокопьев, А. А. Шульгинов

Южно-Уральский государственный университет

454080 Челябинск, пр. Ленина, 76

E-mail: shulginov@fizika.tu-chel.ac.ru

Поступила в редакцию 26.10.98 г.

Рассчитаны спектры продольных волн, возбуждаемых лазерным импульсом в ферромагнетике, в области температуры, близкой к температуре магнитного фазового перехода при термоупругом механизме их возбуждения. Разработана новая методика измерения спектральных компонент акустических волн с использованием пьезо- и электромагнитоакустических (ЭМА) преобразователей.

Использование импульсных лазеров для ультразвукового контроля качества ферромагнитных изделий в процессе их изготовления – литья, горячей прокатки,ковки и т.п., является весьма перспективным. В частности, за счет того, что возбуждаемый акустический импульс обладает непрерывным спектром в достаточно широкой полосе частот, этот метод позволяет существенно повысить разрешающую способность структуроскопии [1]. Это особенно важно, так как горячий передел металла осуществляется, в основном, при температуре, близкой к температуре магнитного фазового перехода (точка Кюри), и по изменению в спектре акустического импульса можно судить о влиянии этого перехода на структуру ферромагнетика.

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию влияния магнитного фазового перехода на спектры акустических импульсов, возбуждаемых лазерным импульсом в ферромагнитном материале.

Лазерный импульс будем характеризовать интенсивностью  $I(r, t)$ , энергией  $W$ , временной  $q_t(t)$  и пространственными  $q_r(r)$  формами:

$$I(r, t) = W q_r(r) q_t(t), \quad (1)$$

где

$$q_r(r) = \exp(-r^2/R^2)/\pi R^2,$$

$$q_t(t) = \exp(-4t^2/\tau^2)2/(\tau\sqrt{\pi}).$$

Здесь  $r$  – расстояние от оси цилиндрической системы координат,  $\tau$  – длительность лазерного импульса,  $R$  – радиус лазерного пятна на поверхности ферромагнетика.

Будем считать, что вся энергия лазерного импульса поглощается поверхностью ферромагне-

тика. При этом в ферромагнетике возникают механические напряжения, которые при небольшой интенсивности светового потока (до 20 МВт/см<sup>2</sup>), определяются, в основном, тепловым расширением. Решение задачи о термоупругом возбуждении акустических волн в металлах лазерным импульсом хорошо известно [2–5]. Считалось, что при нагревании металлов лазерным импульсом, физические свойства металла не изменяются. Особенность задачи о термоупругом возбуждении акустических волн лазерным импульсом в ферромагнетике состоит в том, что при температуре магнитного фазового перехода (в точке Кюри) происходит резкое изменение физических свойств ферромагнетика. Наиболее существенно изменяется коэффициент объемного расширения [6]. Так например, в железоникелевом сплаве инваре при переходе через точку Кюри ( $t^\circ = 207^\circ\text{C}$ ) коэффициент объемного расширения увеличивается более чем в 5 раз, а наиболее быстрый рост происходит вблизи  $t = 240^\circ\text{C}$ . Это обстоятельство существенно усложняет задачу. Таким образом, первый этап задачи о генерации акустических волн сводится к расчету температурного поля в ферромагнетике. Для этого необходимо решить уравнение теплопроводности

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

где  $a$  – коэффициент температуропроводности.

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

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = I(r, t), \quad (3)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

Считаем, что поле механических деформаций не влияет на температурное поле. В результате прямого преобразования Фурье–Бесселя получаем трансформанту температуры в виде

$$\begin{aligned} \tilde{T}^*(z, k, \omega) &= \\ &= \frac{W}{4\pi\lambda R^2 \tau \alpha_0} \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{16} - \frac{k^2 R^2}{4} - \alpha_0 z\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где знак “~” означает преобразование Бесселя по пространству ( $r$ ), а знак “\*” – преобразование Фурье по времени ( $t$ ),  $\omega, k$  – параметры преобразований,  $\alpha_0 = \sqrt{k^2 + i\omega/a}$ .

После обратного преобразования Фурье–Бесселя, которое производится методом численного интегрирования, получаем распределение температуры в ферромагнетике:

$$\begin{aligned} T(z, r, t) &= \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \int_0^{\infty} \tilde{T}^*(z, k, \omega) I_0(kr) k dk \right] \exp(i\omega t) d\omega, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $I_0(kr)$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

В результате в ферромагнетике возникают термические источники упругих волн, которые нелинейно зависят от температуры. Уравнения упругих волн можно записать через потенциалы для продольных и поперечных волн соответственно:

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

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

где  $G(z, r, t) = (3 - 4\gamma^2)\alpha_l(\theta)T(z, r, t)$ ,  $\theta = T_0 + T(z, r, t)$ ,  $T_0$  – начальная температура,  $\gamma = v_l/v_t$ ;  $v_l, v_t$  – скорость распространения продольных и поперечных волн,  $\alpha_l(\theta)$  – коэффициент объемного расширения.

Решаем уравнения (6) и (7) методом интегральных преобразований Фурье–Бесселя. Потенциалы  $\Phi(z, k, t)$  и  $\Psi(z, k, t)$  преобразуются по функциям Бесселя первого рода нулевого  $I_0(kr)$  и первого  $I_1(kr)$  порядков соответственно.

Выражения для трансформант потенциалов получаем в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}^*(z, k, \omega) &= \exp(\beta_l z) \times \\ &\times \left[ D_l' + \frac{1}{2\beta_l} \int_0^z \tilde{G}^*(z', k, \omega) \exp(-\beta_l z') dz' \right] + \end{aligned} \quad (8)$$

$$+ \exp(-\beta_l z) \left[ D_l - \frac{1}{2\beta_l} \int_0^z \tilde{G}^*(z', k, \omega) \exp(\beta_l z') dz' \right],$$

$$\tilde{\Psi}^*(z, k, \omega) = D_l' \exp(-\beta_l z) + D_l \exp(\beta_l z), \quad (9)$$

где  $\beta_l = \sqrt{k^2 - \omega^2/v_l^2}$ ,  $\beta_t = \sqrt{k^2 - \omega^2/v_t^2}$ .

Коэффициенты  $D_l, D_l', D_t, D_t'$  выводятся из граничных условий для механических напряжений и потенциалов волн:

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

Далее, находим радиальную и тангенциальную составляющую спектров смещений продольных и поперечных волн:

$$u_l^*(\rho, \varphi, \omega) = \frac{\partial \Phi^*(\rho, \varphi, \omega)}{\partial \rho}, \quad (11)$$

$$u_t^*(\rho, \varphi, \omega) = \frac{\partial \Psi^*(\rho, \varphi, \omega)}{\partial \rho}, \quad (12)$$

где  $\rho$  – расстояние от начала координат до точки наблюдения,  $\varphi$  – угол наблюдения. Переход от  $\tilde{\Phi}^*, \tilde{\Psi}^*$  к  $\Phi^*, \Psi^*$  осуществляется методом перевала.

В случае, когда  $\rho \gg 2\pi/k_{l,t}$  (дальняя зона), формулы (11) и (12) примут вид:

$$u_l^*(\rho, \varphi, \omega) = u_l^*(\varphi, \omega) \frac{1}{\rho} \exp(-ik_l \rho), \quad (13)$$

$$u_t^*(\rho, \varphi, \omega) = u_t^*(\varphi, \omega) \frac{1}{\rho} \exp(-ik_t \rho), \quad (14)$$

$$u_l^*(\varphi, \omega) = -i \frac{\omega}{2v_l} [X(\varphi)S_1(\varphi, \omega) + C(\varphi, \omega)], \quad (15)$$

$$u_t^*(\varphi, \omega) = i \frac{\omega}{2v_t} Y(\varphi)S_2(\varphi, \omega), \quad (16)$$

$$X(\varphi) =$$

$$= \frac{(1 - 2\gamma^2 \sin^2 \varphi)^2 - 4\gamma^3 \sin^2 \varphi \cos \varphi \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \varphi}}{(1 - 2\gamma^2 \sin^2 \varphi)^2 + 4\gamma^3 \sin^2 \varphi \cos \varphi \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \varphi}}, \quad (17)$$

$$Y(\varphi) =$$

$$= \frac{4 \sin \varphi \cos \varphi (1 - 2 \sin^2 \varphi) \sqrt{\gamma^2 - \sin^2 \varphi}}{(1 - 2 \sin^2 \varphi)^2 + 4 \sin^2 \varphi \cos \varphi \sqrt{\gamma^2 - \sin^2 \varphi}}, \quad (18)$$

$$S_1(\varphi, \omega) = \int_0^{\infty} \tilde{G}^*(z, k_l, \omega) \exp(-\beta_{ll} z) dz, \quad (19)$$

$$S_2(\varphi, \omega) = \int_0^{\infty} \tilde{G}^*(z, k_2, \omega) \exp(-\beta_{12}z) dz, \quad (20)$$

$$C(\varphi, \omega) = -\int_0^{\infty} \tilde{G}^*(z, k_1, \omega) \exp(-\beta_{11}z) dz, \quad (21)$$

$$k_l = \omega/v_l, \quad k_t = \omega/v_t, \quad k_1 = k_l \sin \varphi, \\ k_2 = k_l \sin \varphi, \quad \beta_{11} = ik_l \cos \varphi, \quad (22)$$

$$\beta_{12} = ik_l \sqrt{\gamma^2 - \sin^2 \varphi}.$$

Расчеты по формулам (15), (16) проводились методом численного интегрирования. В расчетах были заложены характеристики ферромагнитного железоникелевого сплава инварного состава. Предполагалось, что длительность лазерного импульса  $\tau = 40$  нс, его энергия  $W = 10$  мДж, радиус лазерного пятна  $R = 1.5$  мм. Учитывалось, что упругие волны в процессе их распространения в металле частично поглощаются. Коэффициент поглощения волн зависит от их частоты:

$$k(\omega) = \exp(-\omega^2/\omega_0^2), \quad (23)$$

где  $\omega_0 = 20$  МГц. Расчеты спектров смещений продольных волн проводились для двух начальных температур образца:  $240^\circ\text{C}$  (2) и  $230^\circ\text{C}$ . Угол наблюдения  $\varphi = 3^\circ$  относительно нормали к точке возбуждения. Максимальный скачок температур составил  $1000^\circ$ , то есть плавление образца при таком воздействии лазерного импульса на него не происходило.

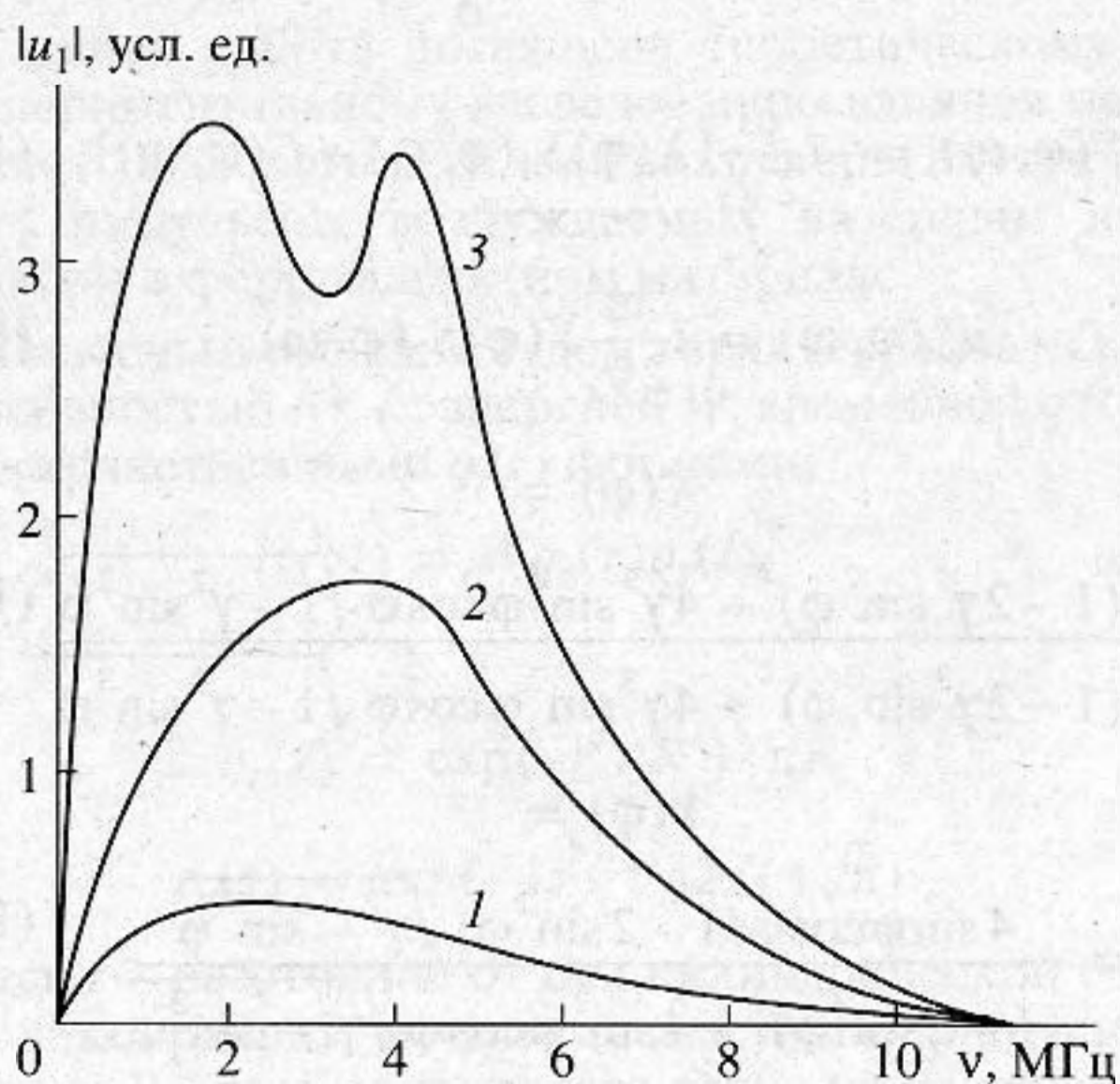


Рис. 1. Спектры смещений продольных волн при различных температурах образца: 1 -  $t_0 = 24^\circ\text{C}$ ,  $\alpha_t = \text{const}$ ; 2 -  $t_0 = 24^\circ\text{C}$ ,  $\alpha_t = f(t^\circ)$ ; 3 -  $t_0 = 230^\circ\text{C}$ ,  $\alpha_t = f(t^\circ)$ .

Результаты расчетов, приведенные на рис. 1, показывают, что магнитный фазовый переход существенно влияет как на величину спектральных компонент упругих смещений, так и на форму спектра.

Для экспериментального исследования магнитного фазового перехода на спектр продольных волн была собрана установка, состоящая из импульсного Nd : YAG лазера ЛТИ-403, работающего в режиме активной модуляции добротности, оптического аттенюатора, линзы с фокусным расстоянием 180 мм для концентрации излучения лазера на поверхность образца. Длина волны излучения составляет 1.06 мкм, длительность импульса 40 нс, частота следования импульсов 100 Гц, средняя энергия излучения 0.4 Дж. Исследуемый образец был выполнен в форме полудиска из железоникелевого сплава инварного состава диаметром 270 мм и толщиной 60 мм. Регистрация акустического импульса производилась стандартными прямыми пьезопреобразователями (ПП). Электрический импульс с ПП, пропорциональный упругим смещениям, поступал на широкополосный усилитель осциллографа С1-75. Для повышения начальной температуры образца использовался нагреватель, который представлял собой два медных тепловода цилиндрической формы с двух сторон соосно охватывающих образец в зоне генерации ультразвука. Тепловоды нагревались двумя цилиндрическими электропечами. Температура в зоне генерации ультразвука измерялась с помощью стандартной хромель-алюмелевой термопары и потенциометра ПП-63. Приемный ПП закреплялся на цилиндрической поверхности полудиска под небольшим углом относительно нормали к центру зоны возбуждения ультразвука. В качестве контактной среды использовалась тугоплавкая смазка. Для предотвращения перегрева ПП цилиндрическая поверхность полудиска была снабжена системой охлаждения.

Лазерный луч фокусировался с помощью линзы в пятно нужного диаметра на торцевую поверхность полудиска. С помощью оптического аттенюатора и измерителя мощности ИМО-2М устанавливалась такая интенсивность лазерного излучения, чтобы максимальная плотность потока энергии не превышала  $20$  МВт/см<sup>2</sup>. Эта величина определяет верхнюю границу термоупругого механизма генерации акустических волн. Регистрация продольных акустических волн производилась ПП с разными резонансными частотами (0.5, 1.25, 2.5, 5.0, 10.0 МГц). Для уменьшения погрешности измерений, обусловленной нестабильностью акустического контакта, измерение амплитуд сигналов многократно повторялось и усреднялось. Далее включался нагреватель и при достижении температуры образца, равной  $203^\circ\text{C}$  (точка Кюри), эксперимент повторялся.

Следует заметить, что регистрируемая в ходе эксперимента амплитуда не является чисто спектральной характеристикой возбужденного акустического импульса. Причиной этого является различие чувствительности ПП, зависящее от качества изготовления пьезоэлементов и других причин. Для того чтобы учесть это обстоятельство, была разработана методика калибровки ПП с помощью широкополосного электромагнитоакустического преобразователя (ЭМАП) [7]. Использовать непосредственно ЭМАП для регистрации спектра акустического импульса, возбужденного термоупругими силами, оказалось невозможно из-за малой чувствительности датчика.

Суть методики заключается в следующем. Полудиск заменялся плоскопараллельной пластиной толщиной 15 мм из того же материала. Лазер запускался на максимальную мощность излучения. Плотность потока энергии излучения составляла порядка 400 МВт/см<sup>2</sup>. При падении столь мощного излучения на поверхность образца, в нем возникали акустические волны, обусловленные преимущественно испарительным механизмом. Продольные волны были столь значительной амплитуды, что их удалось зарегистрировать с помощью ЭМАП. Благодаря широкополосности (до 80 МГц) приемного тракта, форма регистрируемого импульса на экране осциллографа повторяла форму импульса скорости упругих смещений. Путем численного интегрирования был получен усредненный спектр скорости смещения в продольной волне, из которого нетрудно найти спектр самого смещения. Не изменяя условий возбуждения, были измерены амплитуды продольных волн с помощью упомянутых ранее прямых ПП с разными резонансными частотами. После этого, были найдены коэффициенты пропорциональности между спектральными составляющими смещений, зарегистрированных широкополосным ЭМАП и ПП. Отношение этих коэффициентов есть относительная чувствительность ПП, которая не зависит от условий возбуждения, а является характеристикой самих ПП и характеристикой контакта ПП с образцом. Относительные чувствительности ПП были определены при различных условиях возбуждения и на различных материалах. Различия для всех ПП оказались менее 10%, и только для ПП на 10 МГц разброс относительной чувствительности составил около 30%. Далее, коэффициенты относительной чувствительности ПП были усреднены по измерениям и использованы для расчета спектра смещений в продольных волнах в случае реализации термоупругого механизма их возбуждения, когда использовать ЭМАП было невозможно из-за его низкой чувствительности.

На рис. 2 отображены результаты измерения отдельных спектральных компонент смещений продольных волн, возбужденных термоупругими силами, полученных с помощью различных ПП.

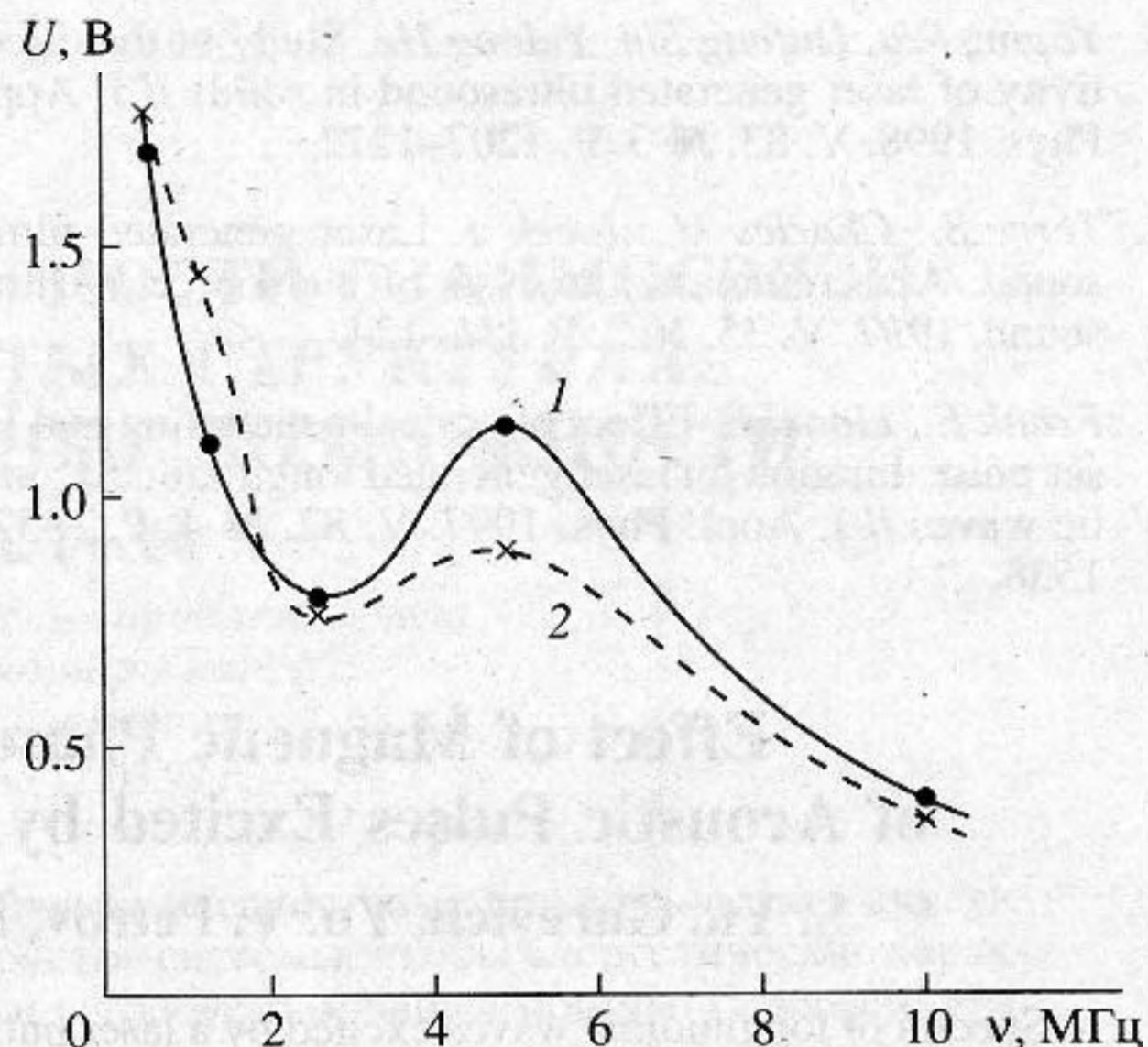


Рис. 2. Спектральные компоненты продольных волн, измеренные при различных температурах образца: 1 –  $t_0 = 24^\circ\text{C}$ ; 2 –  $t_0 = 230^\circ\text{C}$ .

Результаты измерений приведены с учетом неравной чувствительности ПП. Измерения проводились при комнатной температуре полудиска ( $t = 24^\circ\text{C}$ ) и при температуре, близкой к точке Кюри ( $t = 230^\circ\text{C}$ ). Полученные результаты показывают то, что изменение свойств материалов при магнитном фазовом переходе существенно влияет на спектр продольных волн, возбуждаемых лазерным импульсом, когда реализуется термоупругий механизм их возбуждения. Некоторые расхождения с теоретическими данными (рис. 1) объясняются, по-видимому, тем, что в расчетах не были учтены изменения других свойств материала при увеличении температуры, кроме коэффициента объемного расширения. В частности, не было учтено изменение коэффициента затухания волн в образце при повышении температуры, что может быть вызвано структурной перестройкой материала [8].

Работа выполнена по гранту Министерства общего и профессионального образования РФ по фундаментальным исследованиям в области ядерной техники и физики пучков ионизирующих излучений (раздел 7) № 098055.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sakai K., Tanaka H., Hattori K., Takagi K. Ultrasonic excitation by amplitude – modulated diode laser // IEEE Ultrasonic Symp. Toronto. Oct. 5–8, 1997: Proc. V. 1. Piscataway (N.Y.), 1997. P. 797–730.
2. Лямшев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. М.: Наука, 1989. 240 с.

3. *Yaping Wu, Dufang Shi, Yulong He.* Study of the directivity of laser generated ultrasound in solids // *J. Appl. Phys.* 1998. V. 83. № 3. P. 1207–1212.
4. *Terry S., Charles U., Jacek J.* Laser generated ultrasound: A thermoelastic analysis of the source // *Ultrasound.* 1997. V. 35. № 2. P. 115–124.
5. *Frank E., Lionel B.* Effect of optical penetration and laser pulse duration on laser generated longitudinal acoustic waves // *J. Appl. Phys.* 1997. V. 82. № 4. P. 1532–1538.
6. *Ларионов Л.Н., Усов Ю.В.* Тепловые свойства железоникелевых сплавов // *Металлофизика.* 1977. № 68. С. 28–35.
7. *Петров Ю.В., Уманец В.Н., Тросман В.Ю., Ершов В.А.* Электромагнитноакустический преобразователь для регистрации упругих волн, возбуждаемых лучом лазера // *Дефектоскопия.* 1989. № 11. С. 89–91.
8. *Kawai Yoriyoshi.* Effect of heat treatment on ultrasonic attenuation in Mn – ferrites // *Jap. J. Appl. Phys. Pt. 1.* 1997. V. 36. № 5B. P. 2970–2971.

## Effect of Magnetic Phase Transition on the Spectrum of Acoustic Pulses Excited by a Laser Pulse in a Ferromagnetic

S. Yu. Gurevich, Yu. V. Petrov, K. V. Prokop'ev, and A. A. Shul'ginov

Spectra of longitudinal waves excited by a laser pulse in a ferromagnetic material are calculated in the temperature range close to the temperature of magnetic phase transition. It is assumed that the wave generation is governed by the thermoelastic mechanism. A new technique of measuring the spectral components of acoustic waves with the use of piezoelectric and electromagnetic acoustic transducers (EMAT) is developed.