

К ТЕОРИИ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ УПРУГИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

С.Ю. Гуревич, А.А. Шульгинов

Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, Российская Федерация

E-mail: shulginovaa@susu.ru

Лазерная генерация ультразвука нашла широкое применение в современных технологиях: для контроля качества композиционных материалов, для выявления расслоений клеевых соединений, внутренних и поверхностных дефектов, а также качества поверхности изделия в процессе производства. Для возбуждения волн в металлах обычно используют импульсный лазер. В металлургии, а также в перспективных 3D-технологиях, необходимо контролировать изделия при высоких (800 °С и более) температурах. Для проектирования ультразвуковых контролирующих устройств, содержащих генератор импульсного лазерного излучения в качестве источника ультразвука, необходимо теоретическое исследование процесса лазерной генерации ультразвука в ферромагнитных металлах при температуре магнитного фазового перехода, т. к. передел горячего металла осуществляется, как правило, именно при этой температуре 768 °С для железа и сплавов на его основе. Из результатов экспериментальных работ следует, что температурная зависимость нормированной амплитуды акустического импульса в железе имеет экстремальный характер в районе магнитного фазового перехода, т.е. в районе точки Кюри. В данной работе поставлена цель исследовать процесс лазерной генерации ультразвука в ферромагнитном металле при условии нелинейной зависимости коэффициента объёмного расширения от температуры. Решена задача термоупругого возбуждения продольных и поперечных волн в ферромагнитном металле лазерным импульсом при температуре магнитного фазового перехода. Получены диаграммы направленности продольных и поперечных волн при воздействии на ферромагнитный металл лазерных импульсов различного диаметра. Даны рекомендации для эффективного использования лазерной генерации ультразвука в дефектоскопии и толщинометрии.

Ключевые слова: лазерная генерация ультразвука; ферромагнитные металлы; магнитный фазовый переход; продольные и поперечные волны.

Введение

Для создания методов и средств контроля изделий металлургического производства значительный интерес представляет процесс генерации упругих колебаний ультразвуковых частот под действием лазерных импульсов. Использование лазеров в ультразвуковом контроле привлекает внимание с той точки зрения, что позволяет осуществить дистанционный контроль изделий. Для комнатных температур разработка теории генерации ультразвука в металлах лазерными импульсами в основном завершена и подтверждена экспериментальными разработками [1–4]. Лазерная генерация ультразвука нашла широкое применение в современных технологиях: для контроля качества композиционных материалов авиатехники [5], для контроля изделий из нержавеющей стали, меди в процессе лазерной обработки [6], для выявления расслоений клеевых соединений углепластика и алюминия [7], внутренних [8, 9] и поверхностных дефектов [10, 11], а также качества поверхности изделия в процессе производства [12]. Кроме того, этот метод возбуждения акустических волн оказался удобен для точных измерений, например, скорости волн в стекле [13], среднего размера зёрен стали, нагретой до 1000 °С [14], параметров анизотропных кристаллов [15], порогов плавления тугоплавких металлов [16]. Лазерный дистанционный метод возбуждения ультразвука оказался незаменимым в испытаниях материалов из алмаза при высоких давлениях [17]. Для возбуждения волн в металлах обычно используют импульсный твердотельный Nd:YAG лазер [1], но в последние годы всё большее распространение для этих целей получают

волоконные лазеры благодаря их надёжности и эффективности [5, 18]. Делаются попытки создать ультразвуковой томограф для визуализации внутренних дефектов [19, 20]. Для достижения этих целей проводятся исследования направленности термоакустического источника [21] и поиск методов управления ею [22–24].

В металлургии, а также в перспективных 3D-технологиях необходимо контролировать изделия при высоких (800°C и более) температурах [6, 14, 25, 26]. Для проектирования ультразвуковых контролирующих устройств, содержащих генератор импульсного лазерного излучения в качестве источника ультразвука, необходимо теоретическое исследование процесса лазерной генерации ультразвука в ферромагнитных металлах при температуре магнитного фазового перехода, т.к. передел горячего металла осуществляется, как правило, именно при этой температуре, 768 °C, для железа и сплавов на его основе. Экспериментальные исследования процесса генерации акустических импульсов продольной волны лазерными импульсами в железе и алюминиевом сплаве проведены в широком интервале температур [27]. Из результатов работы следует, что температурная зависимость нормированной амплитуды акустического импульса в железе имеет экстремальный характер в районе магнитного фазового перехода, т. е. в районе точки Кюри. Анализ публикаций по исследованию физических свойств ферромагнитных сплавов позволил идентифицировать отмеченную температурную зависимость аномалией коэффициента теплового расширения железа [1, 28]. При использованной в работе [27] поверхностной плотности теплового потока лазерного излучения (до 50 МВт/см²) в металлах при комнатной температуре ответственным за механизм генерации является термоупругий эффект. Если металл ферромагнитный, то нелинейная температурная зависимость коэффициента теплового расширения объясняется следующим образом. При нагреве ферромагнетика до точки Кюри силы взаимодействия между атомами кристаллической решетки, обусловленные намагничиванием, исчезают вследствие перехода ферромагнетик–парамагнетик. Следовательно, противодействующие (упругие) силы немагнитного происхождения более не компенсированы и для железа вблизи точки Кюри происходит сжатие решетки. В результате коэффициент теплового расширения с приближением к точке Кюри убывает. При дальнейшем повышении температуры коэффициент возрастает до «неферромагнитного» значения. В данной работе поставлена цель исследовать процесс лазерной генерации ультразвука в ферромагнитном металле при условии нелинейной зависимости коэффициента объёмного расширения от температуры.

1. Постановка задачи

Рассмотрим ферромагнитное полупространство, подвергающееся воздействию импульсного лазерного излучения. При этом считаем, что температура полупространства находится либо в районе магнитного фазового перехода (точки Кюри), либо мощность лазерного излучения достаточна для нагрева поверхности полупространства до этой температуры. При этом полупространство становится парамагнитным, а аномальность термоупругих свойств среды будет учтена температурной зависимостью коэффициента теплового расширения. Вещество полупространства характеризуется постоянными Ламэ μ и λ , плотностью ρ , удельной теплоёмкостью c , скоростями продольной и поперечной волны c_l и c_t , коэффициентами: теплопроводности λ_q , температуропроводности a , теплового расширения α_T , скоростью распространения теплового возмущения c_q . Поскольку среда оптически непрозрачная, то глубину проникновения оптического излучения можно считать близкой к нулю. Поглощаемый средой поток лазерного излучения выделяется в виде тепла, поэтому решение поставленной задачи сводится к решению динамической задачи термоупругости для теплового потока, действующего на поверхности полупространства. В результате распространения тепловой энергии вглубь среды в поверхностном слое последней возникают акустические источники, распределённые вблизи поверхности, поскольку глубина проникновения в металл тепловой энергии составляет 2–5 мкм [29]. Пусть поле смещений в цилиндрической системе координат (z, r, φ) характеризуется скалярным Φ и векторным Ψ потенциалами смещений.

В общем случае деформации элементарных объёмов термоупругой среды возникают от тепловых и механических воздействий, и наоборот, изменение температурного поля обусловлено деформацией среды. Решение вопроса о том, можно ли разделить уравнения теплопроводности и деформаций, заключается в вычислении коэффициента связанности [30]:

$$\varepsilon = \frac{(3\lambda + 2\mu)^2 \alpha_T^2 T_0}{(\lambda + 2\mu)c\rho}, \quad (1)$$

где T_0 – температура поверхности среды до облучения лазерным импульсом в градусах Цельсия. Проведя вычисления в соответствии с данными [31], получим, что $\varepsilon \approx 0,01$. Таким образом, решаемая задача является несвязанной.

Составим систему уравнений термоупругости в потенциалах упругих смещений Φ , Ψ и температур T [30], которые связаны со смещениями:

$$\mathbf{u}(z, r, t) = \text{grad } \Phi + \text{rot } \Psi. \quad (2)$$

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = m\alpha_T (T_0 + \theta)\theta; \quad \nabla^2 \Psi - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0; \quad \nabla^2 \theta - \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{1}{c_q^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = 0. \quad (3)$$

Здесь $m = \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + 2\mu}$, $\theta = T - T_0$.

Граничные условия ($z = 0$) имеют вид [32]:

$$\sigma_{zz} = \sigma_{z\rho} = 0; \quad -\lambda_q \frac{\partial \theta}{\partial z} = L[q(r, t)], \quad L = 1 + t_r \frac{\partial}{\partial t}. \quad (4)$$

Здесь t_r – время релаксации теплового потока, т. е. время, в течение которого отклонение значения теплового потока от равновесного уменьшится в e раз; A – коэффициент поглощения лазерного излучения. Напряжения связаны с деформациями соотношением Дюамеля–Неймана:

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + (\lambda\varepsilon_{kk} - (3\lambda + 2\mu)\alpha_T\theta)\delta_{ij}, \quad \varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (5)$$

Начальные условия ($t \rightarrow -\infty$):

$$\Phi = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0; \quad \Psi = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0; \quad \theta = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} = 0. \quad (6)$$

В формуле (2) учтено, что процесс нагрева поверхностного слоя среды является высокоинтенсивным, поэтому необходимо учитывать, что тепло распространяется не бесконечно быстро, а с некоторой конечной скоростью $c_q = \sqrt{a/t_r}$ [32]. Для металлов время релаксации $t_r \approx 10^{-11}$ с. Отсюда, скорость распространения тепла, например, для железа составит $c_q \approx 1,3 \cdot 10^3$ м/с, что примерно совпадает со скоростью акустической волны в этом же материале.

Поверхностную плотность теплового потока зададим с помощью функции Гаусса по радиальной координате r и по времени t :

$$q(r, t) = A \frac{E}{\pi R_0^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2}\right) \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}t_0} \exp\left(-\frac{4t^2}{t_0^2}\right), \quad (7)$$

где A – коэффициент поглощения излучения, E – энергия лазерного импульса, Дж, R_0 – радиус пятна по критерию HWe^{-1}M (Half Width at e^{-1} Maximum), t_0 – длительность по критерию FWe^{-1}M (Full Width at e^{-1} Maximum).

2. Решение задачи

Применение интегральных преобразований Фурье по временной переменной и Фурье–Бесселя по радиальной координате позволяет решить задачу (3)–(7) в квадратурах. Решение состоит из трёх этапов:

Этап 1. Решение уравнения теплопроводности (3) для θ с учётом начальных и граничных условий (4) и (6).

$$\theta^*(z, r, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(z, r, t) \exp(-i\omega t) dt, \quad \tilde{\theta}^*(z, k, \omega) = \int_0^{+\infty} \theta^*(z, r, t) I_0(kr) r dr,$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{1}{c_q^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = 0, \quad \frac{d^2 \tilde{\theta}^*}{dz^2} - \alpha^2 \tilde{\theta}^* = 0, \quad \alpha^2 = k^2 + \frac{i\omega}{a} - \frac{\omega^2}{c_q^2},$$

$$-\lambda_q \frac{\partial \tilde{\theta}^*}{\partial z} \Big|_{z=0} = G = A \frac{E}{2\pi} \left(1 + \frac{1}{2} i\omega t_r \right) \exp \left(-\frac{\omega^2 t_0^2}{16} - \frac{k^2 R_0^2}{4} \right), \quad \tilde{\theta}^* \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0,$$

$$\tilde{\theta}^* = \frac{G}{\alpha \lambda_q} \exp(-\alpha z), \quad \theta(z, r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_0^{\infty} \tilde{\theta}^*(z, k, \omega) I_0(kr) k dk \right) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (8)$$

Этап 2. Полученная функция приращения температуры $\theta(z, r, t)$ входит в правую часть волнового уравнения (2) для Φ . При этом учтена нелинейная зависимость $\alpha_T(\theta + T_0)$ (рис. 1) [28]. На этом этапе необходимо решить волновые уравнения (2) для Φ и Ψ с учётом начальных и граничных условий (3)–(5). Учитывая осевую симметрию граничных условий, останется единственная ненулевая компонента векторного потенциала $\Psi_\phi \equiv \Psi$.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = m\alpha_T(T_0 + \theta)\theta, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \frac{\Psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0,$$

$$\tilde{\Phi}^*(z, k, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_0^{\infty} \Phi(z, r, t) I_0(kr) r dr \right) \exp(-i\omega t) dt, \quad \frac{d^2 \tilde{\Phi}^*}{dz^2} - \beta_1^2 \tilde{\Phi}^* = m\tilde{f}^*,$$

$$\tilde{\Psi}^*(z, k, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_0^{\infty} \Psi(z, r, t) I_1(kr) r dr \right) \exp(-i\omega t) dt, \quad \frac{d^2 \tilde{\Psi}^*}{dz^2} - \beta_2^2 \tilde{\Psi}^* = 0,$$

$$\beta_1^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}, \quad \beta_2^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}, \quad \tilde{f}^*(z, k, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_0^{\infty} \alpha_T(T_0 + \theta)\theta I_0(kr) r dr \right) \exp(-i\omega t) dt,$$

$$\frac{d^2 \tilde{\Phi}^*}{dz^2} - (1 - 2\eta^2)k^2 \tilde{\Phi}^* + 2\eta^2 k \frac{d\tilde{\Psi}^*}{dz} - m\tilde{f}^* \Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{d^2 \tilde{\Psi}^*}{dz^2} + k^2 \tilde{\Psi}^* + 2k \frac{d\tilde{\Phi}^*}{dz} \Big|_{z=0} = 0, \quad \eta = \frac{c_t}{c_l},$$

$$\tilde{\Phi}^* = \exp(\beta_1 z) \left(B_1 + \frac{m}{2\beta_1} \int_0^z \tilde{f}^* \exp(-\beta_1 z') dz' \right) + \exp(-\beta_1 z) \left(B_2 - \frac{m}{2\beta_1} \int_0^z \tilde{f}^* \exp(\beta_1 z') dz' \right),$$

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

Здесь $B_1 = -\frac{m}{2\beta_1} \int_0^{\infty} \tilde{f}^* \exp(-\beta_1 z') dz'$, $B_2 = \frac{\Delta_1}{\Delta} B_1$, $B_3 = 0$, $B_4 = \frac{\Delta_2}{\Delta} B_1$,

$$\Delta = 4k^2 \beta_1 \beta_2 - (k^2 + \beta_2^2)^2, \quad \Delta_1 = 4k^2 \beta_1 \beta_2 + (k^2 + \beta_2^2)^2, \quad \Delta_2 = 2k \beta_1 (k^2 + \beta_2^2).$$

После получения трансформант Фурье–Бесселя потенциалов $\tilde{\Phi}^*$ и $\tilde{\Psi}^*$ производится обратное преобразование для получения Φ и Ψ .

Этап 3. На последнем этапе определили смещения $\mathbf{u}(z, r, t)$, используя полученные потенциалы Φ и Ψ по формуле (2). Окончательным результатом является расчёт диаграммы направленности продольных и поперечных волн при различных радиусах лазерного пятна. Решение было получено в виде функции сферических координат R и ϑ :

$$u_{l,t}(R, \vartheta) = \frac{B_{l,t}}{R} \cdot f_{l,t}(\vartheta), \quad (10)$$

где R – расстояние от центра лазерного пятна, ϑ – угловая координата, отсчитываемая от нормали к поверхности металла, $u_l = u_{RR}$ – амплитуда смещения среды в радиальном направлении для продольной волны, $u_t = u_{R\vartheta}$ – амплитуда смещения в поперечной волне, $f_{l,t}(\vartheta)$ – функция направленности волн.

Расчёты производились для инварного сплава 35НКД [31]. Параметры лазерного импульса: $E = 1$ мДж, $t_0 = 30$ нс, $A = 0,45$. Максимальный скачок температуры – 60 К. Константа $V_{l,t} \sim (1-2) \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$ (5). На расстоянии 1 см по нормали от места поглощения лазерного луча смещения частиц среды составят величину порядка 1–2 мкм. Диаграммы направленности продольный и поперечных волн для лазерных пятен разных радиусов R_0 (0,125; 0,250; 0,375; 1,000 мм) имеют двулепестковую форму (рис. 2). Продольные волны имеют центральный лепесток при 0 градусов, а второй лепесток имеет максимум от 50° до 70° . Именно под этими углами удобнее всего вести контроль образца. Одновременно с продольной возбуждается интенсивная поперечная волна под углом примерно 35° , которая также может быть применена для ультразвукового контроля. Другой лепесток под углом 60° – 80° является менее интенсивным. При этом, ультразвуковые импульсы, соответствующие продольной и поперечной волне, легко различимы, так как скорость продольной волны почти вдвое превышает скорость поперечной. С увеличением диаметра лазерного пятна происходит перераспределение акустической энергии от периферийного лепестка к центральному. Отсюда следует, что для толщинометрии и дефектоскопии металлоизделий простой формы (слябы, листы, трубы и т.п.) оптимальным является лазерный излучатель, диаметр пятна которого больше 2 мм. Дальнейшее увеличение диаметра лазерного пятна приведёт к уменьшению плотности потока теплового излучения и, соответственно, к уменьшению величин смещений как в продольной, так и в поперечной волне. Кроме перераспределения энергии между центральным и периферийным лепестком обращает на себя внимание возрастающая концентрация акустической энергии вблизи нормали к поверхности с увеличением диаметра пятна, т. е. происходит сужение центрального пятна.

При контроле металлоизделий сложной формы (рельсы, фасонный и профильный прокат и т. п.) необходимо использовать устройства наклонного ввода ультразвука. Для этого следует использовать лазерные излучатели, имеющие малый диаметр пятна, если контроль ведётся на продольных волнах и необходимо осуществлять ввод ультразвука под углом около 60° . Поскольку, как видно из рис. 2, одновременно с продольной возбуждается интенсивная поперечная волна под углом около 35° , то возможен контроль металлоизделий на поперечных волнах, вводимых в изделие под указанным углом. Ультразвуковые импульсы продольной и поперечной волны легко различимы, т.к. скорость продольной волны почти вдвое превышает скорость поперечной.

Продемонстрировать влияние близости к точке Кюри на характеристики направленности лазерного излучателя лучше всего непосредственным сравнением этих характеристик для комнатных температур с полученными результатами. Для комнатных температур характеристики направленности представлены в работе [3, с. 154]. Из сравнения видно, что при температуре магнитного фазового перехода характеристики направленности имеют более сложную угловую зависимость. Связано это с тем, что в работе [3] не учитывалась конечность скорости распространения тепла, установленная в работе [32], и аномальная температурная зависимость коэффициента теплового расширения в области точки Кюри.

Заключение

Таким образом, построена модель взаимодействия лазерного излучения с ферромагнитным металлом. Расчёты, проведённые на основе этой модели, позволяют дать рекомендации для эффективного использования лазерной генерации ультразвука в дефектоскопии и толщинометрии.

Рассмотрены теоретические положения процесса высокотемпературной лазерной генерации акустических импульсов в ферромагнитных металлах, температура которых находится в районе

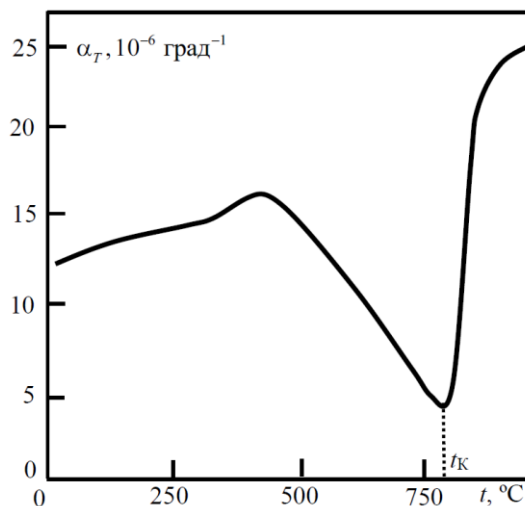


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента расширения железа

точки Кюри. Учтено, что генерация происходит за счёт термоупругого эффекта и испытывает влияние нелинейной температурной зависимости коэффициента теплового расширения. В рамках несвязанной динамической задачи термоупругости предложена методика расчёта параметров акустических полей и определены оптимальные параметры лазерного излучателя, предназначенного для дистанционной генерации акустических импульсов в ферромагнитных металлах при высоких температурах (500 °С и выше для железосодержащих сплавов).

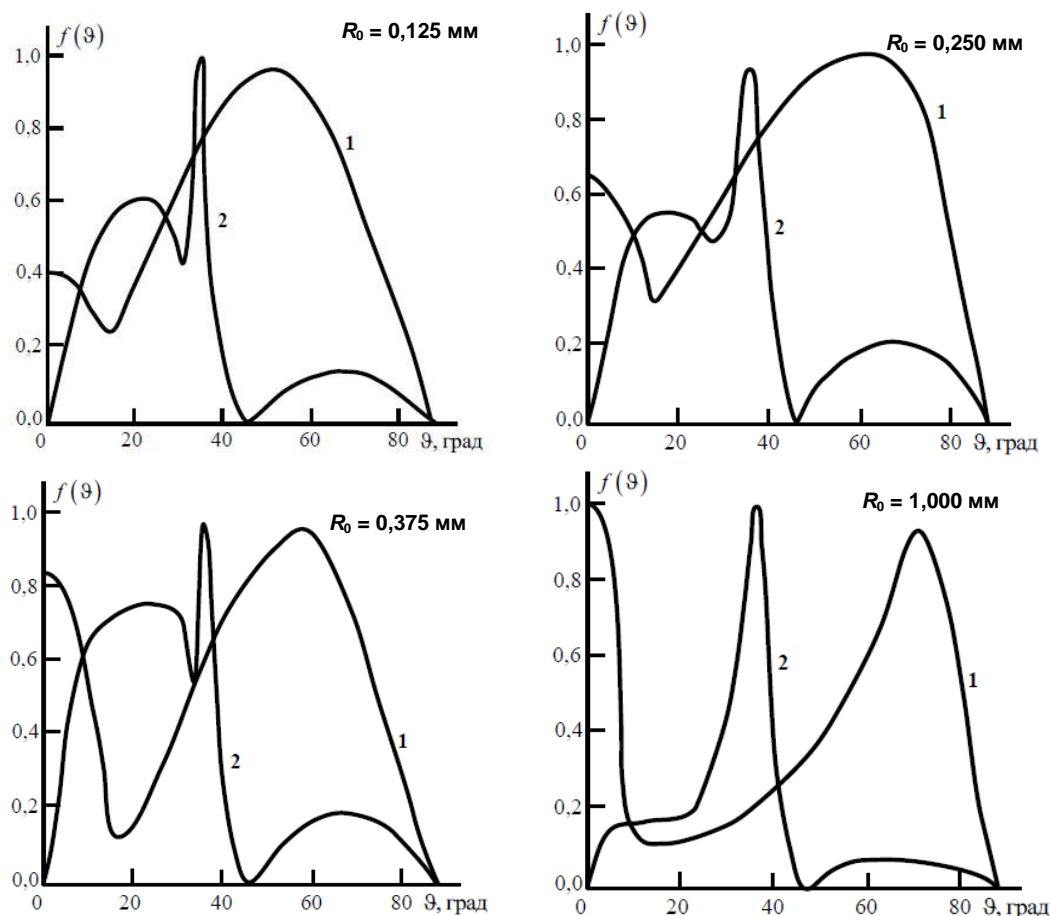


Рис. 2. Диаграммы направленностей волн продольных (1) и поперечных (2) при различных радиусах пятна R_0

Литература

1. Гуревич, С.Ю. Лазерная генерация и электромагнитная регистрация нормальных акустических волн в ферромагнитных металлах / С.Ю. Гуревич, Ю.В. Петров // ЖТФ. – 2016. – Т. 86, Вып. 3. – С. 114–117.
2. Гусев, В.Э. Лазерная оптоакустика / В.Э. Гусев, А.А. Карабутов. – М.: Наука, 1991. – 303 с.
3. Лямшев, Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука / Л.М. Лямшев. – М.: Наука, 1989. – 237 с.
4. Dewhurst, R.J. Quantitative measurements of laser-generated acoustic waveforms / R.J. Dewhurst, D.A. Hutchins, S.B. Palmer // J. Appl. Phys. – 1982. – Vol. 53, no. 6. – pp. 4064–4071.
5. A new fiber-optic non-contact compact laser-ultrasound scanner for fast non-destructive testing and evaluation of aircraft composites / I. Pelivanov, T. Buma, J. Xia *et al.* // J. Appl. Phys. – 2014. – Vol. 115, no. 11. – P. 113105.
6. Manzo, A.J. Pulsed laser ultrasonic excitation and heterodyne detection for in situ process control in laser 3D manufacturing / A.J. Manzo, H. Helvajian // J. Laser Appl. – 2017. – Vol. 29, no. 1. – P. 012012.

7. Ultrasonic inspection of adhesively bonded CFRP/aluminum joints using pulsed laser scanning / N. Toyama, T. Yamamoto, K. Urabe, H. Tsuda // *Adv. Compos. Mater.* – 2019. – Vol. 28, no. 1. – pp. 27–35.
8. Podymova, N.B. Broadband Laser-Ultrasonic Spectroscopy for Quantitative Characterization of Porosity Effect on Acoustic Attenuation and Phase Velocity in CFRP Laminates / N.B. Podymova, A.A. Karabutov // *J. Nondestruct. Eval.* – 2013. – Vol. 33, no. 1. – pp. 141–151.
9. Stratoudaki, T. Laser Induced Ultrasonic Phased Array Using Full Matrix Capture Data Acquisition and Total Focusing Method / T. Stratoudaki, M. Clark, P.D. Wilcox // *Opt. Express.* – 2016. – Vol. 24, no. 19. – P. 21921.
10. Application of laser ultrasonic technique for non-contact detection of structural surface-breaking cracks / Z. Zhou, K. Zhang, J. Zhou *et al.* // *Opt. Laser Technol.* – 2015. – Vol. 73. – P. 173–178.
11. Full non-contact laser-based Lamb waves phased array inspection of aluminum plate / Z. Liu, H. Chen, K. Sun, C. He, B. Wu *et al.* // *J. Vis.* – 2018. – Vol. 21, no. 5. – P. 751–761. DOI: 10.1007/s12650-018-0497-z
12. Bakre, C. Influence of Surface Roughness from Additive Manufacturing on Laser Ultrasonics Measurements / C. Bakre, M. Hassanian, C. Lissenden // *AIP Conference Proceedings.* – 2019. – Vol. 2102. – P. 020009.
13. Bazylev, P.V. Laser generation of ultrasound and ultrasound velocity measurements in glasses / P.V. Bazylev, I.Y. Krumgolts, V.A. Lugovoy // *Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics.* – 2016. – Vol. 10176. – P. 101760S.
14. Nondestructive Evaluation Method of Average Grain Size in TWIP Steel by Laser Ultrasonic / Y.J. Zhang, X.C. Wang, Q. Yang *et al.* // *Mater. Sci. Forum.* – 2018. – Vol. 913. – P. 324–330.
15. Generation and detection of plane coherent shear picosecond acoustic pulses by lasers: Experiment and theory / T. Pezeril, P. Ruello, S. Gougeon *et al.* // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 75, Iss. 17. – P. 174307.
16. Examination of nanosecond laser melting thresholds in refractory metals by shear wave acoustics / A. Abdullaev, B. Muminov, A. Rakhymzhanov *et al.* // *AIP Adv.* – 2017. – Vol. 7, Iss. 7. – P. 075203.
17. Экспериментальное изучение генерации и распространения коротких наносекундных акустических импульсов при высоких давлениях в алмазных наковальнях методом лазерного ультразвука / П.В. Зинин, В. Пракапенка, К. Вургесс, Д.Ю. Великовский // *Учёные записки физического факультета.* – 2014. – № 6. – С. 146314-1–146314-5.
18. Hayashi, T. Generation of narrowband elastic waves with a fiber laser and its application to the imaging of defects in a plate / T. Hayashi, K. Ishihara // *Ultrasonics.* – 2017. – Vol. 77. – P. 47–53.
19. Three dimensional evaluation of aluminum plates with wall-thinning by full-field pulse-echo laser ultrasound / S.-C. Hong, A.-D. Abetew, J.-R. Lee, J.-B. Ihn // *Opt. Lasers Eng.* – 2017. – Vol. 99. – P. 58–65.
20. Chen S.-L. Review of Laser-Generated Ultrasound Transmitters and Their Applications to All-Optical Ultrasound Transducers and Imaging / S.-L. Chen // *Appl. Sci.* – 2016. – Vol. 7, Iss 1. – P. 25.
21. Гуревич, С.Ю. Характеристики направленности лазерного импульсного термоакустического излучателя в немагнитных металлах / С.Ю. Гуревич, Ю.В. Петров, Е.В. Голубев // *Дефектоскопия.* – 2017. – № 4. – С. 22–26.
22. Hess, P. Laser-based linear and nonlinear guided elastic waves at surfaces (2D) and wedges (1D) / P. Hess, A.M. Lomonosov, A.P. Mayer // *Ultrasonics.* – 2014. – Vol. 54, Iss. 1. – P. 39–55.
23. Lomonosov, A.M. Generation of negative group velocity Lamb waves by a moving laser source / A.M. Lomonosov, C. Ni, Z. Shen, Z. Li // *Ultrasonics.* – 2019. – Vol. 99. – P. 105950.
24. Scanning high-power continuous wave laser-generated bulk acoustic waves / Z. Li, S. Yan, Q. Xie, C. Ni, Z. Shen // *Appl. Opt.* – 2017. – Vol. 56, Iss. 15. – P. 4290.
25. Murray, T.W. Noncontact alternatives to laser detection of ultrasound signals / T.W. Murray, D.A. Oursler, J.W. Wagner // *Mater. Sci. Forum.* – 1996. – Vol. 210–213. – P. 251–258.
26. Every, A.G. Laser Thermoelastic Generation in Metals Above the Melt Threshold / A.G. Every, Z.N. Utgulov, I.A. Veres // *J. Appl. Phys.* – 2013. – Vol. 114, no. 20. – P. 203508.

27. Возбуждение ультразвука в железе при фазовом переходе под действием лазерных импульсов / Г.А. Буденков, С.Ю. Гуревич, А.Д. Каунов, А.Ф. Маскаев // Акустический журнал. – 1983. – Т. 29, № 4. – С. 561–562.
28. Лариков, Л.Н. Тепловые свойства железоникелевых сплавов / Л.Н. Лариков, Ю.В. Усов // Металлофизика. – 1977. – Вып. 68. – С. 28–35.
29. Рэди, Д. Действие мощного лазерного излучения / Д. Рэди. – М.: Мир, 1974. – 468 с.
30. Коваленко, А.Д. Термоупругость / А.Д. Коваленко. – Киев: Вища школа, 1975. – 216 с.
31. Таблицы физических величин. Справочник / под. ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1005 с.
32. Лыков, А.В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков. – М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.

Поступила в редакцию 24 марта 2021 г.

Сведения об авторах

Гуревич Сергей Юрьевич – доктор технических наук, профессор, Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, Российская Федерация, ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0002-1042-0303>, e-mail: gurevichsi@susu.ru

Шульгинов Александр Анатольевич – кандидат физико-математических наук, доцент, Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск, Российская Федерация, ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0003-0085-0550>, e-mail: shulginovaa@susu.ru

*Bulletin of the South Ural State University
Series "Mathematics. Mechanics. Physics"
2021, vol. 13, no. 3, pp. 69–78*

DOI: 10.14529/mmph210309

TO THE THEORY OF LASER GENERATION OF ELASTIC WAVES IN FERROMAGNETIC METALS AT THE TEMPERATURE OF MAGNETIC PHASE TRANSITION

S.Yu. Gurevich, A.A. Shulginov

*South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation
E-mail: shulginovaa@susu.ru*

Laser generation of ultrasound has found wide application in modern technologies: to control the quality of composite materials, to detect layer separation in adhesive-bonded joints, subsurface and surface defects, as well as the quality of a product's surface in the process of manufacture. For excitation of waves in metals, pulse laser is normally used. In metallurgy, as well as in promising 3D technologies, it is necessary to control products at high temperatures (800°C and higher). To design ultrasound equipment with a pulsed laser radiation generator as the ultrasound source, it is required to conduct theoretical research of the process of laser generation of ultrasound in ferromagnetic metals at the temperature of magnetic phase transition, since the hot metal conversion for ferrum and ferrum-based alloys is, as a rule, performed namely at this temperature of 768 °C. The results of the experimental works allow to conclude that the temperature dependence of normalized amplitude of acoustic pulse in ferrum is of extreme character in the range of magnetic phase transition, i.e., in the range of Curie point. In this work a goal has been set to study the process of laser generation of ultrasound in ferromagnetic metal in the condition of non-linear dependence of the volume-expansion coefficient on the temperature. The task of thermoelastic excitation of longitudinal and transverse waves in ferromagnetic metal by a laser pulse at the temperature of magnetic phase transition has been solved. Diagrams of longitudinal and transverse wave patterns when ferromagnetic metal is exposed to laser pulses of various diameters have been obtained. Recommendations for effective use of laser generation of ultrasound in non-destructive testing and thickness measurement have been given.

Keywords: laser generation of ultrasound; ferromagnetic metals; magnetic phase transition; longitudinal and transverse waves.

References

1. Gurevich S.Y., Petrov Y.V. Laser Generation and Electromagnetic Detection of Normal Acoustic Waves in Ferromagnetic Metals. *Technical Physics*, 2016, Vol. 61, no. 3, pp. 432–435. DOI: 10.1134/s1063784216030099
2. Gusev V.E., Karabutov A.A. *Lazernaya optoakustika* (Laser Optical Acoustics). Moscow, Nauka Publ., 1991, 303 p. (in Russ.).
3. Lyamshev L.M. *Lazernoe termoopticheskoe vozbuзhdenie zvuka* (Laser Thermal Optical Excitation of the Sound). Moscow, Nauka Publ., 1989, 237 p. (in Russ.).
4. Dewhurst R.J., Hutchins D.A., Palmer S.B. Quantitative measurements of laser-generated acoustic waveforms. *J. Appl. Phys.*, 1982, Vol. 53, no. 6, pp. 4064–4071. DOI: 10.1063/1.331270
5. Pelivanov I., Buma T., Xia J., Wei C.-W., O'Donnell M. A new fiber-optic non-contact compact laser-ultrasound scanner for fast non-destructive testing and evaluation of aircraft composites. *J. Appl. Phys.*, 2014, Vol. 115, no. 11, p. 113105. DOI: 10.1063/1.4868463
6. Manzo A.J., Helvajian H. Pulsed laser ultrasonic excitation and heterodyne detection for in situ process control in laser 3D manufacturing. *J. Laser Appl.*, 2017, Vol. 29, no. 1, p. 012012. DOI: 10.2351/1.4967366
7. Toyama N., Yamamoto T., Urabe K., Tsuda H. Ultrasonic Inspection of Adhesively Bonded CFRP/Aluminum Joints using Pulsed Laser Scanning. *Adv. Compos. Mater.*, 2019, Vol. 28, no. 1, pp. 27–35. DOI: 10.1080/09243046.2017.1416517
8. Podymova N.B., Karabutov A.A. Broadband Laser-Ultrasonic Spectroscopy for Quantitative Characterization of Porosity Effect on Acoustic Attenuation and Phase Velocity in CFRP Laminates. *J. Nondestruct. Eval.*, 2013, Vol. 33, no. 1, pp. 141–151. DOI: 10.1007/s10921-013-0210-z
9. Stratoudaki T., Clark M., Wilcox P.D. Laser Induced Ultrasonic Phased Array using Full Matrix Capture Data Acquisition and Total Focusing Method. *Opt. Express*, 2016, Vol. 24, no. 19, p. 21921. DOI: 10.1364/OE.24.021921
10. Zhou Z., Zhang K., Zhou J., Sun G., Wang J. Application of Laser Ultrasonic Technique for Non-Contact Detection of Structural Surface-Breaking Cracks. *Opt. Laser Technol.*, 2015, Vol. 73, pp. 173–178. DOI: 10.1016/j.optlastec.2015.04.026
11. Liu Z., Chen H., Sun K., He C., Wu B. Full Non-Contact Laser-Based Lamb Waves Phased Array Inspection of Aluminum Plate. *J. Vis.*, 2018, Vol. 21, no. 5, pp. 751–761. DOI: 10.1007/s12650-018-0497-z
12. Bakre C., Hassanian M., Lissenden C. Influence of Surface Roughness from Additive Manufacturing on Laser Ultrasonics Measurements. *AIP Conference Proceedings*, 2019, Vol. 2102, p. 020009. DOI: 10.1063/1.5099713
13. Bazylev P.V., Krungolts I.Y., Lugovoy V.A. Laser Generation of Ultrasound and Ultrasound Velocity Measurements in Glasses. *Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics*, 2016, Vol. 10176, p. 101760S. DOI: 10.1117/12.2268232
14. Zhang Y.J., Wang X.C., Yang Q., Xue R.J., Yin A.M. Nondestructive Evaluation Method of Average Grain Size in TWIP Steel by Laser Ultrasonic. *Mater. Sci. Forum*, 2018, Vol. 913, pp. 324–330. DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.913.324
15. Pezeril T., Ruello P., Gougeon S., Chigarev N., Mounier D., Breteau J.-M., Picart P., Gusev V. Generation and Detection of Plane Coherent Shear Picosecond Acoustic Pulses by Lasers: Experiment and theory. *Phys. Rev. B*, 2007, Vol. 75, Iss. 17, P. 174307. DOI: 10.1103/PhysRevB.75.174307
16. Abdullaev A., Muminov B., Rakhymzhanov A., Mynbayev N., Utegulov Z.N. Examination of Nanosecond Laser Melting Thresholds in Refractory Metals by Shear Wave Acoustics. *AIP Adv.*, 2017, Vol. 7, Iss. 7, P. 075203. DOI: 10.1063/1.4993591
17. Zinin P.V., Prakepernka V., Burges K., Velikovskii D.Y. Experimental Study of the Generation And Propagation of Short Nanosecond Acoustic Pulses at High Pressures in a Diamond Anvil Cells by Laser Ultrasonics. *Memoirs of the Faculty of Physics Lomonosov Moscow State University*, 2014, no. 6, pp. 146314-1–146314-5. (in Russ.).
18. Hayashi T., Ishihara K. Generation of Narrowband Elastic Waves with a Fiber Laser and its Application to the Imaging of Defects in a Plate. *Ultrasonics*, 2017, Vol. 77, pp. 47–53. DOI: 10.1016/j.ultras.2017.01.016

19. Hong S.-C., Abetew A.-D., Lee J.-R., Ihn J.-B. Three Dimensional Evaluation of Aluminum Plates with Wall-Thinning by Full-Field Pulse-Echo Laser Ultrasound. *Opt. Lasers Eng.*, 2017, Vol. 99, pp. 58–65. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2016.08.010
20. Chen S.-L. Review of Laser-Generated Ultrasound Transmitters and Their Applications to All-Optical Ultrasound Transducers and Imaging. *Appl. Sci.*, 2016, Vol. 7, Iss. 1, p. 25. DOI: 10.3390/app7010025
21. Gurevich S.Yu., Petrov Yu.V., Golubev E.V. Directional Characteristics of a Laser Pulsed Thermoacoustic Emitter in Nonmagnetic Metals. *Russ. J. Nondestruct. Test.*, 2017, Vol. 53, no. 4, pp. 260–264. DOI: 10.1134/S1061830917040027
22. Hess P., Lomonosov A.M., Mayer A.P. Laser-Based Linear and Nonlinear Guided Elastic Waves at Surfaces (2D) and Wedges (1D). *Ultrasonics*, 2014, Vol. 54, Iss. 1, pp. 39–55. DOI: 10.1016/j.ultras.2013.05.013
23. Lomonosov A.M., Ni C., Shen Z., Li Z. Generation of Negative Group Velocity Lamb Waves by a Moving Laser Source. *Ultrasonics*, 2019, Vol. 99, p. 105950. DOI: 10.1016/j.ultras.2019.105950
24. Li Z., Yan S., Xie Q., Ni C., Shen Z. Scanning High-Power Continuous Wave Laser-Generated Bulk Acoustic Waves. *Appl. Opt.*, 2017, Vol. 56, Iss. 15, pp. 4290. DOI: 10.1364/AO.56.004290
25. Murray T.W., Oursler D.A., Wagner J.W. Noncontact Alternatives to Laser Detection of Ultrasound Signals. *Mater. Sci. Forum*, 1996, Vol. 210–213, pp. 251–258. DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.210-213.251
26. Every A.G., Utegulov Z.N., Veres I.A. Laser Thermoelastic Generation in Metals above the Melt Threshold. *J. Appl. Phys.*, 2013, Vol. 114, no. 20, p. 203508. DOI: 10.1063/1.4832483
27. Budenkov G.A., Gurevich S.Yu., Kaunov A.D., Maskaev A.F. Vozbuzhdenie ul'trazvuka v zheleze pri fazovom perekhode pod deystviem lazernykh impul'sov (Excitation of Ultrasound in the Ferrum during the Phase Transition under the Action of Laser Pulses). *Akusticheskiy zhurnal*, 1983, Vol. 29, no. 4, pp. 561–562. (in Russ.).
28. Larikov L.N., Usov Yu.V. Teplovye svoystva zhelezonikelevykh splavov (Thermal Properties of Iron-Nickel Alloys). *Metallofizika*, 1977, Iss. 68, pp. 28–35. (in Russ.).
29. Ready J.F. *Effects of High-Power Laser Radiation*. New York, Academic Press, 1971, 448 p.
30. Kovalenko, A.D. *Termouprugost* (Thermoelasticity). Kiev, Vishcha shkola Publ., 1975, 216 p. (in Russ.).
31. Kikoin I.K. (Ed.) *Tablitsy fizicheskikh velichin. Spravochnik* (Tables of Physical Values. The Manual). Moscow, Atomizdat Publ., 1976, 1005 p. (in Russ.).
32. Lykov A.V. *Teoriya teploprovodnosti* (Theory of Heat Conduction). Moscow, Vysshaya shkola Publ., 1967, 599 p. (in Russ.).

Received March 24, 2021

Information about the authors

Gurevich Sergey Yuryevich is Dr. Sc. (Engineering), Professor, South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation, ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0002-1042-0303>, e-mail: gurevichsi@susu.ru

Shulginov Alexandr Anatolyevich is Cand. Sc. (Physics and Mathematics), Associate Professor, South Ural State University, Chelyabinsk, Russian Federation, ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0003-0085-0550>, e-mail: shulginovaa@susu.ru