

ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ ПРИ ТЕПЛОМ МЕХАНИЗМЕ

С.Ю. Гуревич, Е.В. Голубев

Дано теоретическое описание процесса лазерной генерации импульсов поверхностных акустических волн в ферромагнетике. Методами численного интегрирования рассчитаны параметры акустических импульсов. Учтена температурная зависимость коэффициента теплового расширения ферромагнетика и конечное значение скорости распространения тепла. Теоретические выводы подтверждаются результатами эксперимента.

При поглощении короткого лазерного импульса в металле возникают акустические волны, которые при малых плотностях энергии обусловлены тепловым расширением [1]. Основные закономерности явления оптической генерации звука при умеренных интенсивностях света хорошо описываются в рамках теории линейной термоупругости [2–4].

В случае, когда в среде происходит фазовый переход или плотность вводимой энергии велика, изменение параметров среды в процессе возбуждения сильно отражается на параметрах всех возбуждаемых акустических волн [5]. Для описания основных особенностей возбуждения в жидкости достаточно учесть температурную зависимость коэффициента теплового расширения (КТР) среды, что приводит к неоднородному волновому уравнению [6, 7].

В ферромагнитных металлах учет изменения КТР позволяет описать зависимость спектра объемных волн от температуры среды [8, 9].

В ограниченных твердых телах, кроме объемных, возбуждаются и поверхностные волны (здесь и далее волны Рэлея, ПАВ). Как показано в [10], доля энергии ПАВ при лазерном возбуждении составляет более половины от энергии всех акустических волн. Кроме того, слабое затухание и малая дисперсия делают их весьма привлекательным средством ультразвукового контроля.

Учет температурной зависимости КТР в расчете параметров акустического поля при термооптическом возбуждении в литературе получил название «тепловая нелинейность» [4]. У ферромагнетиков наибольшее изменение КТР происходит в окрестности точки Кюри. Связано это с фазовым превращением «ферро–парамагнетик». Так, например, у железа при магнитном фазовом переходе коэффициент теплового расширения изменяется в пять раз и более [11, 12].

Данная работа посвящена теоретическому исследованию влияния магнитного фазового перехода на параметры импульсов ПАВ, возбуждаемых в ферромагнетике импульсным лазерным излучением.

Будем предполагать, что поглощение оптического импульса не приводит к фазовым превращениям в материале, сопровождающихся выделением или поглощением энергии. Для описания процесса возбуждения воспользуемся моделью однородного упругого изотропного полупространства с учетом температурной зависимости КТР, изменением остальных параметров с температурой будем пренебрегать.

Степень проявления тепловой нелинейности будем описывать безразмерным параметром

$$q = \max_{0 \leq T \leq \theta} |\alpha_T(T_0 + T) - \alpha_T(T_0)| / \alpha_T(T_0), \quad (1)$$

где T – отклонение температуры от равновесного значения T_0 , θ – максимальный скачок температуры в полупространстве, обусловленный действием лазерного импульса. При $q \ll 1$ коэффициент теплового расширения в процессе возбуждения звука практически не меняется и можно пользоваться подходом [2, 13], а при $q \geq 1$ необходимо учитывать $\alpha_T(T)$ – температурную зависимость КТР.

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

$$I(r, t) = W I_r(r) I_t(t), \quad (2)$$

где

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

Здесь предполагается, что ось z направлена по нормали к поверхности вглубь среды, r – расстояние от оси цилиндрической системы координат, t_0 – длительность лазерного импульса (по критерию $1/e$), R_0 – радиус лазерного пятна на поверхности.

Первый этап задачи о генерации импульсов ПАВ сводится к расчету температурного поля в ферромагнетике. Процесс нагрева в полупространстве при поглощении лазерного импульса является высокоинтенсивным и нестационарным, следовательно, необходимо учесть конечное значение скорости распространения тепла [14, 15]:

$$c_q = \sqrt{\frac{a}{t_r}}, \quad (3)$$

где a – коэффициент температуропроводности, $t_r \approx 10^{-11}$ с – время релаксации теплового потока.

Распределение температуры в полупространстве удовлетворяет уравнению [14]

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{c_q^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}, \quad (4)$$

где $T = T(r, z, t)$ – отклонение температуры от равновесного значения.

Будем считать, что поглощение энергии происходит на поверхности полупространства. Решаем уравнение (4) с учетом граничного условия

$$-\lambda_q \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = A \left(I(r, t) + t_r \frac{\partial I(r, t)}{\partial t} \right), \quad (5)$$

где A – коэффициент поглощения света, λ_q – теплопроводность.

В результате прямого интегрального преобразования Фурье–Бесселя получаем трансформанту температуры в виде

$$\tilde{T}^*(\lambda, z, \omega) = \frac{A \tilde{I}^*(\lambda, \omega)}{2\pi\lambda_q \sqrt{\lambda^2 + i\omega/a - \omega^2/c_q^2}} \exp\left(-z \sqrt{\lambda^2 + i\omega/a - \omega^2/c_q^2}\right), \quad (6)$$

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 выражение для распределения температуры в полупространстве в виде квадратур:

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

где $J_0(\lambda r)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

В результате поглощения импульса в ферромагнетике возникают термические источники акустических волн, интенсивность излучения которых зависит от температуры нелинейно. Уравнения акустических волн можно записать через потенциалы [16]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = f(r, z, t), \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \frac{\Psi}{r^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0, \quad (9)$$

где $f(r, z, t) = (3-4\gamma^2)\alpha_T(T_0+T) \cdot T(r, z, t)$, $\gamma = c_2/c_1$, c_1, c_2 – скорости распространения продольных и поперечных волн соответственно.

Решаем уравнения (8) и (9) методом интегральных преобразований Фурье–Бесселя. Потенциалы Φ и Ψ преобразуются по функциям Бесселя нулевого и первого порядков соответственно.

Выражения для трансформант потенциалов получаем в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}^*(\lambda, z, \omega) = & \left[B_1 + \int_0^z \tilde{f}^*(\lambda, z, \omega) \exp(-\beta_1 z) dz \right] \exp(\beta_1 z) + \\ & + \left[B_2 + \int_0^z \tilde{f}^*(\lambda, z, \omega) \exp(\beta_1 z) dz \right] \exp(-\beta_1 z), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\tilde{\Psi}^*(\lambda, z, \omega) = B_3 \exp(-\beta_2 z) + B_4 \exp(\beta_2 z), \quad (11)$$

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

Для определения коэффициентов B_1, B_2, B_3, B_4 следует воспользоваться граничными условиями для механических напряжений и условием ограниченности потенциалов на бесконечности:

$$\sigma_{zz}|_{z=0} = \sigma_{rz}|_{z=0} = 0, \quad \Phi|_{z \rightarrow \infty} = \Psi|_{z \rightarrow \infty} = 0. \quad (12)$$

Образы проекций вектора деформации выражаются через преобразованные потенциалы следующим образом:

$$\tilde{U}_r^* = -\lambda \tilde{\Phi}^* - \frac{\partial \tilde{\Psi}^*}{\partial z}, \quad \tilde{U}_z^* = \frac{\partial \tilde{\Phi}^*}{\partial z} + \lambda \tilde{\Psi}^*. \quad (13)$$

Поверхностные волны определяются деформациями при $z = 0$:

$$\tilde{U}_r^*(\lambda, \omega) = -\frac{2\lambda\beta_2(\lambda^2 - \beta_2^2)}{(\lambda^2 + \beta_2^2)^2 - 4\lambda^2\beta_1\beta_2} \int_0^\infty \tilde{f}^*(\lambda, z, \omega) \exp(-\beta_1 z) dz, \quad (14)$$

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

Произведем переход к проекциям вектора деформации с помощью формул обратного преобразования:

$$U_r(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \left[\int_0^\infty \tilde{U}_r^*(\lambda, \omega) J_1(\lambda r) d\lambda \right] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (16)$$

$$U_z(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \left[\int_0^\infty \tilde{U}_z^*(\lambda, \omega) J_0(\lambda r) d\lambda \right] \exp(i\omega t) d\omega. \quad (17)$$

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 [17] определяет поле вектора деформации в волне Рэлея:

$$U_r(r, t) = -\frac{\sqrt{c_2^2 - c_R^2}}{\pi c_2^3 c_R^3 R'} \int_{-\infty}^\infty [J_1(\omega r/c_R) S(\omega)] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (18)$$

$$U_z(r, t) = -\frac{(c_2^{-2} - c_R^{-2})^2 - c_R^{-4}}{2\pi R' c_R} \int_{-\infty}^\infty [J_0(\omega r/c_R) S(\omega)] \exp(i\omega t) d\omega, \quad (19)$$

где

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

и

$$S(\omega) = \omega^2 \int_0^\infty \tilde{f}^*(\omega/c_R, z, \omega) \exp(-z \frac{\omega}{c_R} \sqrt{1 - c_R^2/c_1^2}) dz \quad (20)$$

– функция, связывающая спектр ПАВ с временной и пространственной формами оптического импульса.

Расчеты по формулам (7), (18), (19) проводили методом численного интегрирования для ферромагнетика – железоникелевого сплава инварного состава 32НКД (точка Кюри 220°C) [18, 19]. На рис. 1 приведена температурная зависимость КТР для данного вещества, полученная экспериментально на dilatометре системы Шевенарда DP №288. В расчетах предполагалось, что длительность лазерного импульса $t_0 = 15$ нс, энергия оптического импульса полностью поглощается поверхностью ферромагнетика ($A = 1$).

На рис. 2 приведены спектры акустических импульсов для энергии оптического импульса 5 мДж при температуре 27 °C ($q = 8,8$) и 300 °C ($q = 0,2$). Из рисунка видно, что учет тепловой нелинейности приводит к существенному изменению величины спектральных компонент вектора деформации и перераспределению энергии по спектру. Смещение максимума спектра в сторону

больших частот соответствует уменьшению длительности акустического импульса и увеличению эффективности генерации поверхностных акустических волн.

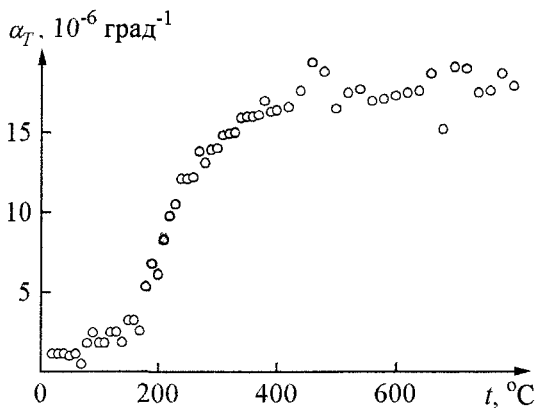


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплового расширения сплава 32НКД от температуры

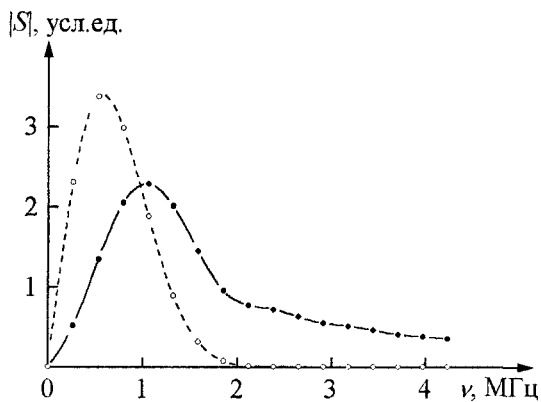


Рис. 2. Спектры смещений в акустическом импульсе при 27 °С (сплошная линия) и 300 °С (пунктир)

Зависимость амплитуды U_z от величины поглощенного теплового потока при равновесной температуре среды 27 °С представлена на рис. 3. Амплитуда акустического импульса при увеличении поглощенной энергии растет нелинейно и эффективность возбуждения возрастает при уменьшении радиуса лазерного пучка. Форма спектра изменяется от показанной пунктиром на рис. 2 до формы, представленной сплошной линией. Для данных параметров лазерного пучка форма импульсов U_r от энергии не зависит, амплитуда мала по сравнению с U_z и прямо пропорциональна энергии оптического импульса.

Температурные зависимости амплитуды, отнесенной к амплитуде при 27 °С, для различных значений интенсивности лазерного излучения представлены на рис. 4. Следует отметить, что уменьшение темпа роста амплитуды с увеличением поглощенной энергии невозможно описать в рамках теории, пренебрегающей изменением параметров среды в процессе лазерного возбуждения акустических импульсов.

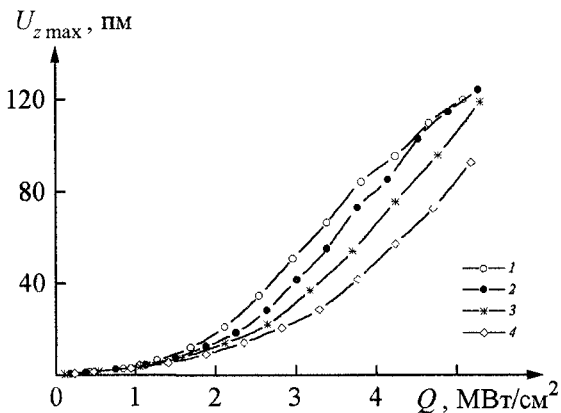


Рис. 3. Зависимость амплитуды нормальной составляющей вектора деформации от интенсивности падающего излучения при различных радиусах лазерного пучка:
1 – 0,5 мм; 2 – 0,75 мм; 3 – 1,0 мм; 4 – 1,5 мм

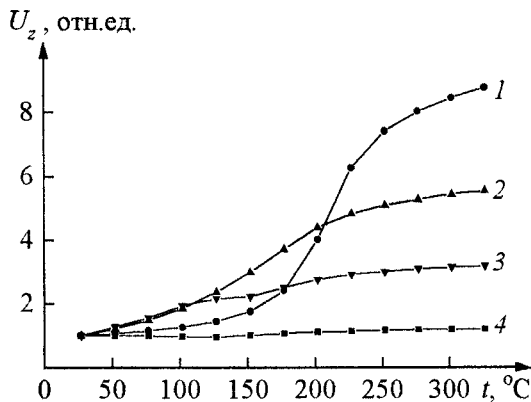


Рис. 4. Зависимость относительной амплитуды от температуры ферромагнетика при различных значениях интенсивности лазерного излучения:
1 – 0,1 МВт/см²; 2 – 1,5 МВт/см²; 3 – 2,5 МВт/см²; 4 – 5 МВт/см²

На основе методики численного интегрирования полученных нелинейных уравнений лазерной термооптической генерации звука в твердом теле, рассчитаны временные и спектральные параметры

импульсов ПАВ, возбуждаемых в ферромагнетике инвар. Установлено, что учет изменения КТР в процессе возбуждения приводит к зависимости формы, длительности и спектра импульсов z -составляющих смещений в ПАВ. Проведенные ранее эксперименты [20] подтверждают это. Результаты расчета изменения амплитуды смещений в ПАВ при увеличении температуры образца также подтверждаются экспериментально. В [20] наблюдалось увеличение амплитуды более чем в 3 раза при интенсивности света 1.2 МВт/см^2 и отсутствие изменения при интенсивности 50 МВт/см^2 .

Некоторое расхождение теоретических предсказаний формы акустического импульса с наблюдаемой экспериментально связано, возможно, с тем, что не было учтено в расчетах изменение остальных параметров с изменением температуры и со сложностью разрешения в эксперименте временной формы акустического импульса малой амплитуды. Также не были учтены затухание акустических волн в ферромагнетике и дисперсия ПАВ. Изменение коэффициента поглощения оптического излучения в процессе генерации акустических волн также влияет на форму и амплитуду акустических импульсов [21].

В ферромагнетике при увеличении температуры все теплофизические параметры претерпевают изменения. Полученные результаты показывают, что учет только температурной зависимости коэффициента теплового расширения позволяет описать основные особенности лазерного возбуждения импульсов ПАВ.

Авторы благодарны С.В. Рушцу и Д.А. Мирзаеву за полезные замечания, Л.Г. Журавлеву – за помощь в снятии температурной зависимости коэффициента теплового расширения, а также Ю.В. Петрову за помощь при подготовке рукописи статьи к печати.

Работа выполнена по техническому заданию Министерства образования РФ, номер государственной регистрации 01.200207640 (01.0802Ф), а также при финансовой поддержке Правительства Челябинской области.

Литература

1. Лямшев Л.М. Оптико-акустические источники звука // Успехи физических наук. – 1981. – Т.135. – Вып. 4. – С. 637–669.
2. Коломенский Ал.А. Лазерное возбуждение акустических волн в твердом теле при тепловом механизме // Акуст. журн. – 1988. – Т.34. – № 5. – С. 871–878.
3. Лямшев Л.М. Лазерное термооптическое возбуждение звука. – М.: Наука, 1989. – 240 с.
4. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. – М.: Наука, 1991. – 304 с.
5. Лямшев Л.М., Наугольных К.А. Оптическая генерация звука. Нелинейные эффекты (обзор) // Акуст. журн. – 1981. – № 5. – С.641–668.
6. Бурмистрова Л.В., Карабутов А.А., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б. О влиянии тепловой нелинейности на термооптическую генерацию звука // Акуст. журн. – 1979. – № 4. – С.616–619.
7. Дунина Т.А., Егерев С.В., Лямшев Л.М., Наугольных К.А. К нелинейной теории теплового механизма генерации звука лазерным излучением // Акуст. журн. – 1979. – № 4. – С.622–625.
8. 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 // Акуст. журн. – 1999. – Т.45. – № 4. – С. 497–501.
9. Гуревич С.Ю., Петров Ю.В., Прокопьев К.В., Шульгинов А.А. Исследование температурной зависимости спектров акустических импульсов, возбуждаемых лучом лазера в ферромагнитных металлах // Дефектоскопия. – 2000. – № 5. – С. 31–35.
10. Крылов В.В., Павлов В.И. Термооптическое возбуждение поверхностных акустических волн в твердом теле // Акуст. журн. – 1982. – Т. 28. – № 6. – С. 836–837.
11. Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справочник. – М.:Металлургия, 1989. – 382 с.
12. Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. – М.: Наука, 1974. 292 с.
13. Коломенский Ал.А., Мазнев А.А. Поверхностные отклики при лазерном воздействии на твердое тело: рэлеевские волны и предвестники // Акуст. журн. – 1990. – Т. 36. – № 3. – С.463–469.
14. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. 599 с.
15. Миркин Л.И. Физические основы обработки материалов лучами лазера. – М: Издательство Московского университета, 1975. – 384 с.
16. Новацкий В. Теория упругости. – М: Мир, 1975. – 872 с.

17. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Релея и Лэмба в технике. – М.: Наука, 1966. – 168 с.
18. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1005 с.
19. Захаров А.И. Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами. – М.: Металлургия, 1986. – 256 с.
20. Гуревич С.Ю., Петров Ю.В., Голубев Е.В., Хабиров К.Б. Исследование поверхностных акустических волн, возбуждаемых лазерным импульсом в ферромагнетиках при температуре магнитного фазового перехода // Вестник ЮУрГУ. – 2002. – № 3(12). Серия «Математика, физика, химия». – Вып. 2. – С. 71–73.
21. Бондаренко А.Н., Вологдин В.К., Кондратьев А.И. Влияние температурной зависимости коэффициента поглощения на форму акустического импульса при лазерном возбуждении // Акуст. журн. – 1980. – № 6. – С. 828–832.

Поступила в редакцию 15 апреля 2003 г.