05,07

Влияние магнитного поля на магнитоупругую динамику пленок с параметрами марганец-цинковой шпинели в области магнитного фазового перехода

© М.В. Майбуров[1], Л.Н. Котов[1], И.Е. Абрамовский[1], Ч. Наяк[2]

[1] Сыктывкарский государственный университет,
Сыктывкар, Российская Федерация
[2] Веллорский Технологический институт,
Веллор, Тамил Наду, Индия

E-mail: mayburov@rambler.ru

Поступила в Редакцию 30 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 8 сентября 2025 г.
Принята к публикации 11 ноября 2025 г.

На основе численных решений уравнений магнитной динамики и упругости были получены температурные зависимости компонент вектора намагниченности и упругого смещения, коэффициентов магнитного и упругого затухания и частот магнитных и упругих колебаний для пленки с параметрами марганец-цинковой шпинели (МЦШ) при разных значениях постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости пленки. В интервале температур 250−270 K, в котором наблюдается инверсия знака первой константы магнитной анизотропии для кристалла МЦШ, для коэффициентов магнитного и упругого затухания наблюдаются глубокие и широкие максимумы, а для частот магнитных колебаний наблюдаются глубокие и широкие минимумы.

Ключевые слова: магнитный фазовый переход, температурная магнитоупругая динамика, нелинейные эффекты.

DOI: 10.61011/FTT.2025.12.62440.8084k-25

В последние годы наблюдается растущий интерес к исследованию нелинейной магнитоупругой динамики магнитных материалов, особенно для создания новых, сверхбыстрых, компактных и энергоэффективных электронных и спинтронных приложений [1–4]. В то же время работ по исследованиям нелинейных магнитоакустических свойств кристаллов в области магнитных фазовых переходов мало и большинство из них — это работы авторов настоящей статьи [5–9]. Это обусловлено наличием большой нелинейности магнитных и упругих колебаний и гигантского затухания в области магнитных фазовых переходов. Обнаруженные новые эффекты в этой области, могут быть использованы в различных нелинейных устройствах: от преобразователей частоты до сверхчувствительных датчиков магнитного поля и поглотителей электромагнитного СВЧ излучения в широком интервале температур.

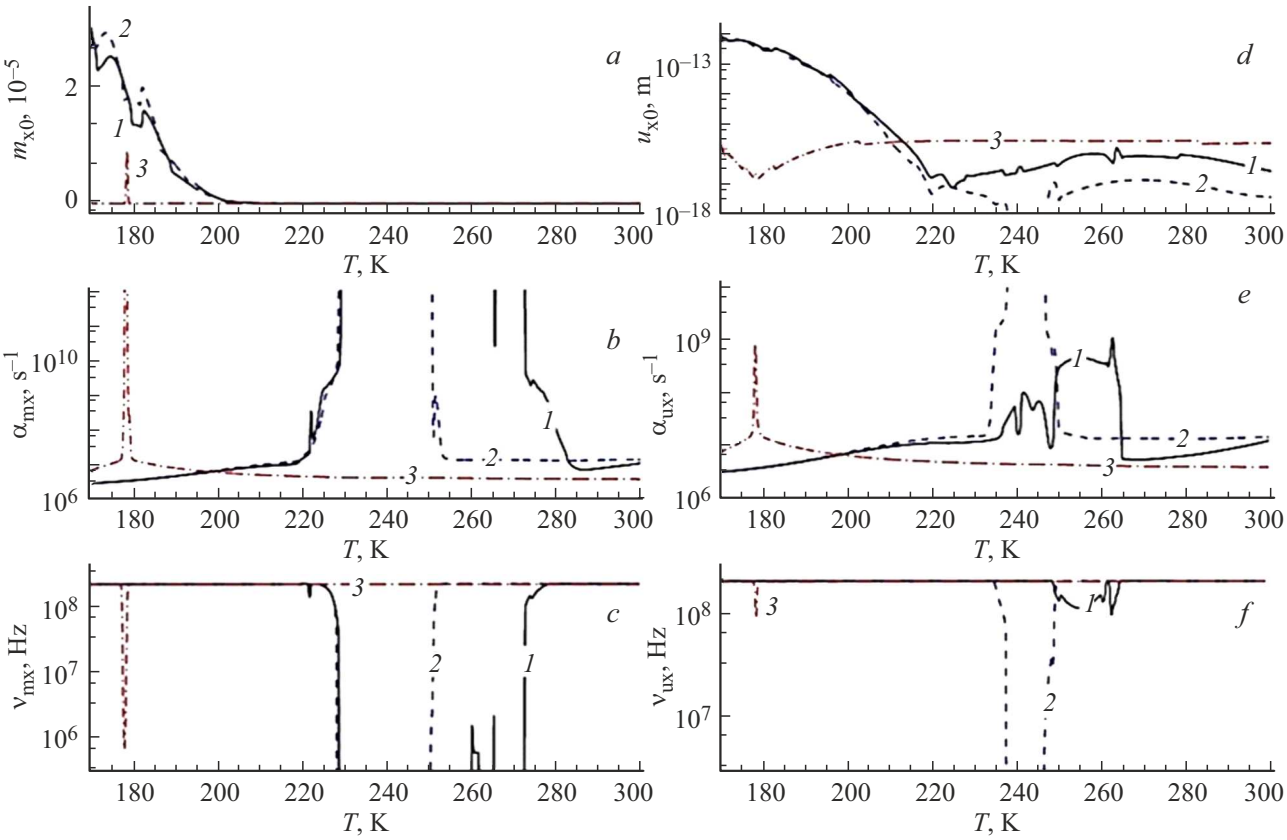
Вычисление температурных зависимостей амплитуд и коэффициентов затухания магнитных и упругих колебаний магнитного кристалла проводилось на основе решения полной системы дифференциальных уравнений, описывающих магнитную и упругую динамику [5,10–12]. Решение системы уравнений было найдено для параметров кристалла марганец-цинковой шпинели (МЦШ) нестехиометрического состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$, для которого наблюдается изменение знака первой константы магнитной анизотропии K_1 в нулевом постоянном магнитном поле при изменении температуры [5,13]. Предполагалось, что полная энергия кристаллической пленки равна сумме магнитной, упругой и магнитоупругой энергий. Системы уравнений магнитной и упругой динамики решались методом Рунге−Кутта−Фельберга 7−8 порядка с контролем длины шага интегрирования [5,11]

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_e] + \alpha\left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}\right], \tag{1}$$

$$\frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2}, \tag{2}$$

$$\begin{aligned} U = &-M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 \\ &+ K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_z^2 m_y^2) \\ &+ K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + 2c_{44}(u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) \\ &+ 2B_2(m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}), \end{aligned} \tag{3}$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ — единичный вектор намагниченности, M_0 — намагниченность насыщения, H_0 — напряженность постоянного магнитного поля, K_1, K_2 — константы кристаллографической магнитной анизотропии кристалла, $u_{i,j}$ — компоненты упругого смещения, c_{44} — константа упругости второго порядка, B_2 — константа магнитоупругой связи для поперечных упругих колебаний, γ — гиромагнитное отношение для спина электрона, $\mathbf{H}_e$ — вектор напряженности эффективного магнитного



Температурные зависимости параметров магнитных (a, b, c) и упругих (d, e, f) колебаний: амплитуды компоненты намагниченности m_{x0} (a) и упругого смещения u_{x0} (d); коэффициентов затухания магнитных колебаний α_{mx} (b) и колебаний упругих смещений α_{ux} (e), частоты магнитных колебаний ν_{mx} (c) и упругих колебаний ν_{ux} (f). Постоянное магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости пленки с индукциями B_0: 0.2, 2 и 20 mT — кривые *1,2* и *3*, соответственно. Переменное магнитное поле направлено вдоль оси Oy.

поля, действующего на магнитный момент, α — параметр магнитной диссипации, β — скорость затухания упругих колебаний, ρ — плотность кристалла. В уравнении (3) не учитывались диагональные компоненты u_{ij}, поскольку в этой работе рассматривались только поперечные упругие колебания. Выражение для объемной плотности энергии учитывало внутренние параметры кристаллической пленки и параметры переменного и постоянного магнитных полей. С помощью вариационной производной были получены выражения для эффективных магнитных, упругих и магнитоупругих полей, которые были использованы в ходе решения уравнения движения намагниченности (1). Полученные решения для компонент намагниченности подставлялись в уравнение упругих колебаний, где связь частей уравнений упругой и магнитной природы осуществлялась через введение зависимости в упругую составляющую, в которой учитывался вклад приведенных компонент намагниченностей, а также через граничные условия, в которых учитывалась аналогичная зависимость. Большинство параметров кристалла МЦШ выбиралось такими же, как и в работе [6]: $\rho = 5.4 \cdot 10^3\,\mathrm{kg/m^3}$ во всем интервале температур; параметр упругого затухания $\beta = 1.5 \cdot 10^6\,\mathrm{s^{-1}}$; константа упругости $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{10}\,\mathrm{J \cdot m^{-3}}$; константа магнитоупругого взаимодействия $B_2 = -3.96 \cdot 10^6\,\mathrm{J \cdot m^{-3}}$, значение намагниченности насыщения при комнатной температуре $M_S = 38.25 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{T}$; толщина пленки была равна $d = 10\,\mu\mathrm{m}$; амплитуда переменного магнитного поля равнялась 1 mT, частота переменного поля — 180 MHz, которая соответствовала частоте акустического резонанса при такой толщине. Частота переменного магнитного поля выбиралась равной частоте акустического резонанса пленки МЦШ, толщиной $10\,\mu\mathrm{m}$ [14]. Переменное магнитное поле было направлено вдоль оси Oy, а постоянное магнитное поле было направлено вдоль оси Oz и перпендикулярно плоскости пленки МЦШ.

На рисунке показаны температурные зависимости максимальных компонент намагниченности m_x (a) и упругого смещения u_x (d), коэффициентов затухания (b, e) и частоты магнитных (c) и упругих (f) колебаний при трех внешних магнитных полях с индукциями 0.2, 2, 20 mT, направленных перпендикулярно плоскости пленки МЦШ.

Компонента намагниченности m_x при всех магнитных полях от 0.2 до 20 mT близка к нулю в интервале температур от 200 до 300 K. При понижении темпе-

ратуры от 200 до 170 K амплитуда компоненты намагниченности m_x резко возрастает до $2.5 \cdot 10^{-5}$. При низких температурах вектор намагниченности направлен вдоль кристаллографической оси [111], при этом с понижением температуры модули констант анизотропии K_1, K_2 сильно возрастают [6]. При магнитных полях 0.2, 2 mT наблюдаются два локальных максимума при 175 и 185 K, которые могут быть связаны со значительным отклонением вектора намагниченности **M** от кристаллографических осей [111] и $[1\bar{1}1]$ и приближением к оси Oz. При этих температурах внешнее магнитное поле близко по величине с полем магнитной анизотропии. При большом магнитном поле 20 mT компонента m_x остается практически постоянной во всем интервале температур 165–300 K за исключением окрестности температуры 178 K, в которой наблюдается узкий пик, обусловленный ферромагнитным резонансом [6].

Опишем поведение температурных зависимостей амплитуды компоненты упругого смещения u_x в интервале температур от 170 до 300 K при трех магнитных полях с индукциями 0.2, 2, 20 mT (рисунок, *d*). Как видно из рисунка, *d*, амплитуда u_x при малом магнитном поле 0.2 mT с ростом температуры от 175 до 273 K сначала уменьшается, а затем незначительно увеличивается в интервале 220–273 K, а затем снова падает вблизи 300 K. Такая температурная зависимость $u_x(T)$ хорошо коррелирует с поведением температурной зависимости поля анизотропии [6]. Следовательно, амплитуда u_x в исследованном интервале температур при малых магнитных полях в значительной степени определяется величиной поля анизотропии кристалла МЦШ. Температурная зависимость амплитуды упругого смещения $u_x(T)$ для пленки МЦШ при помещении ее в магнитное поле 2 mT аналогична зависимости $u_x(T)$ при магнитном поле 0.2 mT. Отличие зависимостей заключается лишь в том, что минимум на зависимости $u_x(T)$ смещается с 220 до 240 K. В интервале температур 240–250 K при магнитном поле 2 mT амплитуда u_x близка к нулю и на порядок меньше, чем в случае с магнитным полем 0.2 mT. На зависимости амплитуды упругого смещения $u_x(T)$ для пленки МЦШ в магнитное поле с индукцией 20 mT наблюдается локальный минимум при 180 K, который, скорее всего, обусловлен ФМР и связан с резонансной перекачкой энергии от упругих колебаний к магнитным колебаниям в области магнитного резонанса.

Как видно из рисунка, *b* на температурных зависимостях коэффициента затухания магнитной компоненты $m_x(T)$ в малом магнитном поле 0.2 mT наблюдается максимум в интервале температур 230–273 K, где поля магнитной анизотропии в кристалле МЦШ стремятся к нулю. В магнитном поле 2 mT правая часть кривой максимума смещается в сторону низких температур от 273 до 250 K. В магнитном поле с большой индукцией 20 mT коэффициент затухания α_{mx} остается величиной постоянной во всем интервале температур от 190 до 300 K. При температуре 180 K на температурной зависимости $\alpha_{mx}(T)$ наблюдается узкий резонансный пик, который скорее всего связан с ФМР.

Как видно из рисунка, *e*, в малом магнитном поле 0.2 mT на температурной зависимости коэффициента затухания амплитуды упругих смещений $\alpha_{ux}(T)$, наблюдается максимум в интервале температур 235–265 K с несколькими локальными максимумами и минимумами, соответствующими переориентации и разным направлениям вектора намагниченности. В магнитном поле 2 mT правая часть кривой максимума смещается в сторону низких температур, от 265 до 250 K. В магнитном поле с большой индукцией 20 mT коэффициент α_{mx} в интервале температур от 185 до 300 K практически не зависит от температуры. При температуре 180 K на зависимости $\alpha_{mx}(T)$ наблюдается узкий резонансный пик, который связан с ФМР, наблюдаемый при той же температуре.

Как видно из рисунка, *c*, в малом магнитном поле на температурной зависимости частоты магнитных колебаний $\nu_{mx}(T)$ в интервале температур 230–273 K наблюдается глубокий минимум, в области которого частоты магнитных колебаний уменьшаются, более, чем на два порядка. В области минимума наблюдаются два локальных узких максимума при 260 и 265 K, которые, скорее всего, связаны с процессами переориентации вектора намагниченности при этих температурах. В магнитном поле 2 mT правая часть кривой минимума смещается в сторону низких температур от 273 до 250 K. В большом магнитном поле с индукцией 20 mT частота магнитных колебаний практически не зависит от температуры и равна частоте внешнего переменного магнитного поля 180 MHz. При температуре 178 K, при которой выполнено условие ФМР, наблюдается узкий минимум, в области которого частота магнитных колебаний уменьшается от 150 MHz до 0.9 MHz.

Как видно из рисунка, *f*, в малом магнитном поле 0.2 mT на температурных зависимостях частоты упругих колебаний $\nu_{ux}(T)$ в интервале температур 250–265 K наблюдается не глубокий широкий минимум: частоты упругих колебаний уменьшается от 180 MHz до 100 MHz. В области этого широкого минимума наблюдаются локальный максимум и минимум при температурах 262 и 265 K, которые также могут быть связаны с процессами переориентации вектора намагниченности. В магнитном поле с индукцией 2 mT минимум $\nu_{ux}(T)$ смещается в сторону низких температур и наблюдается при температурах 235–250 K. Частота упругих колебаний в области минимума уменьшается более чем на порядок, от 180 до 8 MHz. В большом магнитном поле 20 mT частота упругих колебаний практически не зависит от температуры и равна частоте внешнего переменного магнитного поля 180 MHz, за исключением окрестности температуры 180 K, при которой выполняется условие ФМР.

В настоящей работе на основе численных решений уравнений магнитной динамики и упругости были рассчитаны температурные зависимости компонент вектора намагниченности и упругого смещения, коэффициенты

магнитного и упругого затухания, а также частоты магнитных и упругих колебаний для пленки МЦШ нестехиометрического состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$, толщиной $10\,\mu$m, для разных значений постоянного магнитного поля с индукциями B, равными 0.2, 2 и 20 mT, направленного перпендикулярно плоскости пленки. Было обнаружено, что в интервале температур 250–270 K для частот магнитных колебаний пленки МЦШ наблюдаются глубокие минимумы, в которых частоты уменьшаются более чем на порядок. Сравнение полученных теоретических температурных зависимостей коэффициентов затухания упругих колебаний пленки МЦШ с аналогичными экспериментальными температурными зависимостями, полученными в работе [15], показывает, что качественный вид изменения коэффициентов затухания упругих колебаний при изменении температуры, близок к наблюдаемым изменениям в реальном кристалле МЦШ аналогичного нестехиометрического состава. Результаты работы показывают, что с помощью постоянного магнитного поля с небольшой индукцией можно управлять параметрами температурных максимумов коэффициентов затухания магнитных и упругих колебаний.

Финансирование работы

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (РНФ), проект № 25-72-20063.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] W.G. Yang, H. Schmidt. Appl. Phys. Rev. **8**, 2 (2021). DOI: 10.1063/5.0042138
[2] R. Rahman, S. Bandyopadhyay. Micromachines **15**, *9*, 1174 (2024). DOI: 10.3390/mi15091174
[3] R. Rahman, S. Ganguly, S. Bandyopadhyay. Nanotechnology **35**, *32*, 8 (2024). DOI: 10.1088/1361-6528/ad455a
[4] S. Bandyopadhyay. npj Spintronics **2**, *1*, 15 (2024). DOI: 10.1038/s44306-024-00018-3
[5] Л.Н. Котов, П.А. Северин, В.С. Власов, Д.С. Безносиков, Е.Л. Котова, В.Г. Шавров. ФТТ, **60**, *6*, 1142 (2018). DOI: 10.21883/FTT.2018.06.45989.25M [L.N. Kotov, P.A. Severin, V.S. Vlasov, D.S. Beznosikov, E.L. Kotova, V.G. Shavrov. Phys. Solid State, **60**, *6*, 1153 (2018)].
[6] Л.Н. Котов, П.А. Северин, В.С. Власов, В.В. Миронов, Известия РАН. Серия физическая **87**, *3*, 422 (2023). DOI: 10.31857/S0367676522700740
[7] Л.Н. Котов, М.Ю. Дианов, В.С. Власов, Ф.Ф. Асадуллин, Изв. РАН. Сер. Физ., **86** (9), 1363 (2022). DOI: 10.31857/S0367676522090150 [L.N. Kotov, M.Yu. Dianov, V.S. Vlasov, F.F. Asadullin, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., **86**, *9*, 1128 (2022). DOI: 10.3103/s1062873822090155]
[8] Л.Н. Котов, М.Ю. Дианов, В.С. Власов, В.В. Миронов, Изв. РАН. Сер. Физ. **87**, *4*, 473 (2023). DOI: 10.31857/S0367676522700843
[9] L. Kotov, V. Vlasov, A. Golov, I. Abramovskiy. In: International Conference on Next Generation Electronics (NEleX) / ed. by L.N. Kotov. IEEE, Vellore (India), (2023). P. 1. DOI: 10.1109/NEleX59773.2023.10421393
[10] Д.А. Плешев, Ф.Ф. Асадуллин, Н.А. Оганезова, В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.И. Щеглов. Изв. РАН. Сер. физ. **83**, *7*, 987 (2019).
[11] В.С. Власов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Радиотехника и электроника **59**, *5*, 482 (2014).
[12] V.N. Shaporov, L.N. Kotov, V.S. Vlasov. Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **86**, *5*, 634 (2022). DOI: 10.3103/S1062873822050239
[13] Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Наука, Л. (1991). 150 с.
[14] П.М. Ветошко, В. С. Власов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Радиотехника и электроника **68**, *2*, 157 (2023). DOI: 10.31857/S0033849423020146
[15] В.А. Шутилов, Л.Н. Котов, Х. Мирзоахметов, В.М. Сарнацкий. ФТТ **28**, *6*, 1783 (1986).

Редактор Ю.Э. Китаев