

05,07

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

© М.В. Майбуров<sup>1</sup>, Л.Н. Котов<sup>1</sup>, И.Е. Абрамовский<sup>1</sup>, Ч. Наяк<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Сыктывкарский государственный университет,  
Сыктывкар, Российская Федерация

<sup>2</sup> 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 К, 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 спинtronных 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<sub>0.61</sub>Zn<sub>0.35</sub>Fe<sub>2.04</sub>O<sub>4</sub>, для которого наблюдается изменение знака первой константы магнитной анизотропии K<sub>1</sub> в нулевом постоянном магнитном поле при изменении температуры [5,13]. Пред-

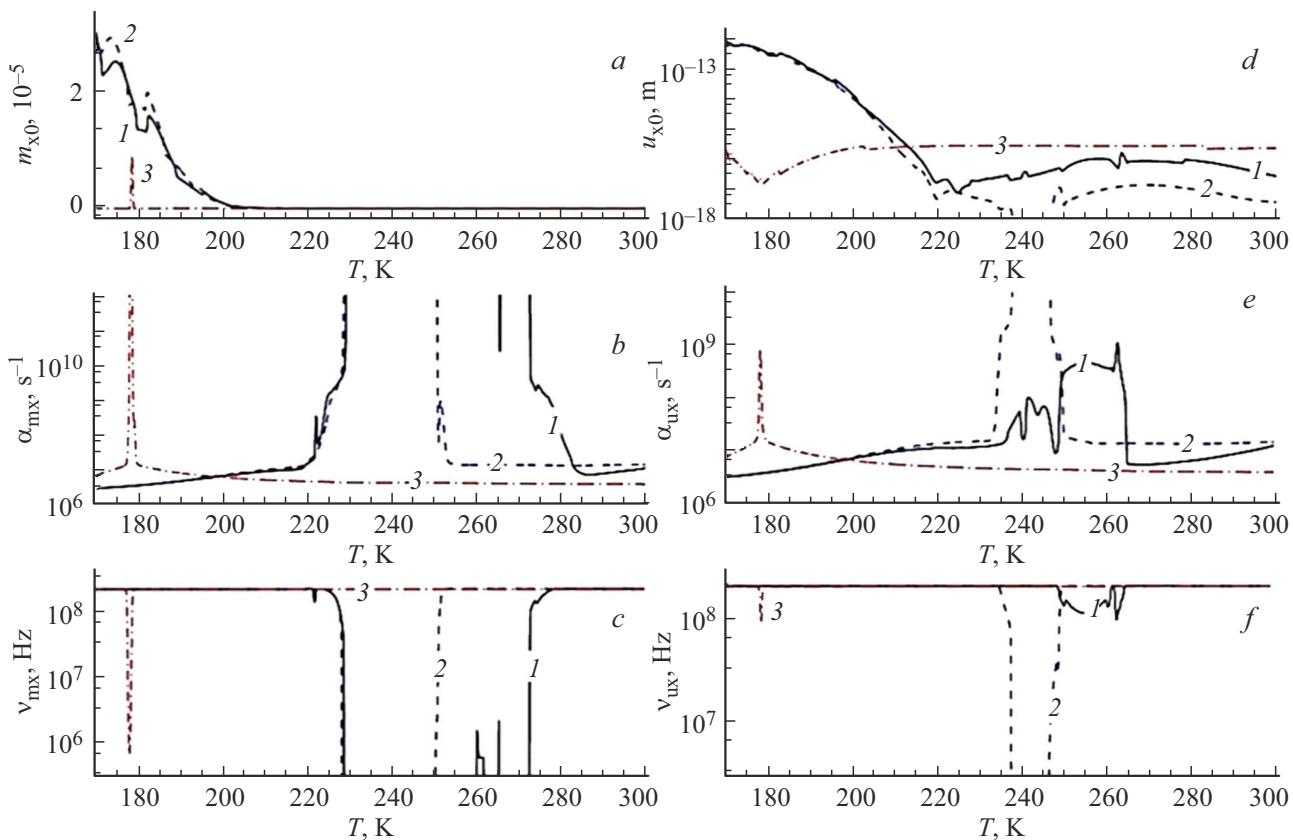
полагалось, что полная энергия кристаллической пленки равна сумме магнитной, упругой и магнитоупругой энергий. Системы уравнений магнитной и упругой динамики решались методом Рунге–Кутта–Фельберга 7–8 порядка с контролем длины шага интегрирования [5,11]

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

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

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

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,  $\gamma$  — 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  $\alpha_{mx}$  (*b*) и колебаний упругих смещений  $\alpha_{uu}$  (*e*), частоты магнитных колебаний  $\nu_{mx}$  (*c*) и упругих колебаний  $\nu_{uu}$  (*f*). Постоянное магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости пленки с индукциями  $B_0$ : 0.2, 2 и 20 мТ — кривые 1, 2 и 3, соответственно. Переменное магнитное поле направлено вдоль оси  $Oy$ .

поля, действующего на магнитный момент,  $\alpha$  — параметр магнитной диссипации,  $\beta$  — скорость затухания упругих колебаний,  $\rho$  — 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 намагниченостей, а также через граничные условия, в которых учитывалась аналогичная зависимость. Большинство параметров кристалла МЦШ выбиралось такими же, как и в работе [6]:  $\rho = 5.4 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$  во всем интервале температур; параметр упругого затухания  $\beta = 1.5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ; константа

упругости  $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{10} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ ; константа магнитоупругого взаимодействия  $B_2 = -3.96 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ , значение намагниченности насыщения при комнатной температуре  $M_S = 38.25 \cdot 10^{-3} \text{ T}$ ; толщина пленки была равна  $d = 10 \mu\text{m}$ ; амплитуда переменного магнитного поля равнялась 1 мТ, 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  $\mu\text{m}$  [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 мТ, направленных перпендикулярно плоскости пленки МЦШ.

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

ратуры от 200 до 170 К 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 мТ наблюдаются два локальных максимума при 175 и 185 К, которые могут быть связаны со значительным отклонением вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  от кристаллографических осей [111] и [111] и приближением к оси  $Oz$ . При этих температурах внешнее магнитное поле близко по величине с полем магнитной анизотропии. При большом магнитном поле 20 мТ компонента  $m_x$  остается практически постоянной во всем интервале температур 165–300 К за исключением окрестности температуры 178 К, 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 К при трех магнитных полях с индукциями 0.2, 2, 20 мТ (рисунок, *d*). Как видно из рисунка, *d*, амплитуда  $u_x$  при малом магнитном поле 0.2 мТ с ростом температуры от 175 до 273 К сначала уменьшается, а затем незначительно увеличивается в интервале 220–273 К, а затем снова падает вблизи 300 К. 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 мТ аналогична зависимости  $u_x(T)$  при магнитном поле 0.2 мТ. Отличие зависимостей заключается лишь в том, что минимум на зависимости  $u_x(T)$  смещается с 220 до 240 К. В интервале температур 240–250 К при магнитном поле 2 мТ амплитуда  $u_x$  близка к нулю и на порядок меньше, чем в случае с магнитным полем 0.2 мТ. На зависимости амплитуды упругого смещения  $u_x(T)$  для пленки МЦШ в магнитное поле с индукцией 20 мТ наблюдается локальный минимум при 180 К, 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 мТ наблюдается максимум в интервале температур 230–273 К, где поля магнитной анизотропии в кристалле МЦШ стремятся к нулю. В магнитном поле 2 мТ правая часть кривой максимума смещается в сторону низких температур от 273 до 250 К. В магнитном поле с большой индукцией 20 мТ коэффициент затухания  $\alpha_{mx}$  остается величиной постоянной во всем интервале температур от 190 до 300 К. При температуре 180 К 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 мТ на температурной зависимости коэффициента затухания амплитуды упругих смещений  $\alpha_{ux}(T)$ , наблюдается максимум в интервале температур 235–265 К с несколькими локальными максимумами и минимумами, соответствующими переориентации и разным направлениям вектора намагниченности. В магнитном поле 2 мТ правая часть кривой максимума смещается в сторону низких температур, от 265 до 250 К. В магнитном поле с большой индукцией 20 мТ коэффициент  $\alpha_{mx}$  в интервале температур от 185 до 300 К практически не зависит от температуры. При температуре 180 К 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  $v_{mx}(T)$  в интервале температур 230–273 К 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 К, которые, скорее всего, связаны с процессами переориентации вектора намагниченности при этих температурах. В магнитном поле 2 мТ правая часть кривой минимума смещается в сторону низких температур от 273 до 250 К. В большом магнитном поле с индукцией 20 мТ частота магнитных колебаний практически не зависит от температуры и равна частоте внешнего переменного магнитного поля 180 MHz. При температуре 178 К, 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 мТ на температурных зависимостях частоты упругих колебаний  $v_{ux}(T)$  в интервале температур 250–265 К наблюдается не глубокий широкий минимум: частоты упругих колебаний уменьшаются от 180 MHz до 100 MHz. В области этого широкого минимума наблюдаются локальный максимум и минимум при температурах 262 и 265 К, которые также могут быть связаны с процессами переориентации вектора намагниченности. В магнитном поле с индукцией 2 мТ минимум  $v_{ux}(T)$  смещается в сторону низких температур и наблюдается при температурах 235–250 К. Частота упругих колебаний в области минимума уменьшается более чем на порядок, от 180 до 8 MHz. В большом магнитном поле 20 мТ частота упругих колебаний практически не зависит от температуры и равна частоте внешнего переменного магнитного поля 180 MHz, за исключением окрестности температуры 180 К, 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  $20\text{mT}$ , направленного перпендикулярно плоскости пленки. Было обнаружено, что в интервале температур  $250$ – $270\text{K}$  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. Diyanov, 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