

УДК 537.86:534-8

## МАГНИТНЫЕ И УПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ В КРИСТАЛЛЕ МАРГАНЕЦ-ЦИНКОВОЙ ШПИНЕЛИ В ОБЛАСТИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

© 2023 г. Л. Н. Котов<sup>1</sup>\*, П. А. Северин<sup>1</sup>, В. С. Власов<sup>1</sup>, В. В. Миронов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Сыктывкарский государственный университет”, Сыктывкар, Россия

\*E-mail: kotovln@mail.ru

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 27.10.2022 г.

Принята к публикации 25.11.2022 г.

Получена формула для параметра магнитной диссипации ферромагнитных кристаллов в зависимости от постоянного магнитного поля и поля анизотропии. Показано, что в области магнитной переориентации в кристалле марганец-цинковой шпинели возбуждаются магнитные и упругие колебания бесконечно малой амплитуды и низкой частоты, которые характеризуются гигантским затуханием в широком интервале температур.

DOI: 10.31857/S0367676522700740, EDN: HGVGUQ

### ВВЕДЕНИЕ

Нелинейная магнитоупругая динамика магнитных кристаллов в области спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП) в настоящее время начинает привлекать повышенное внимание исследователей [1, 2]. Многообразие режимов магнитных колебаний в магнитных материалах дает возможность использовать их в нелинейных устройствах преобразования частоты, сверхчувствительных датчиках магнитного поля, а также в качестве поглотителей электромагнитного поля, акустических колебаний и волн [3–6]. Несмотря на достаточно большое количество исследований по данной тематике за последние годы [3–6] многие из нелинейных эффектов, связанных с особенностью кристаллической структуры твердых тел, особенно в области магнитных фазовых переходов, являются мало изученными [1]. Согласно результатам моделирования в работах авторов статьи, впервые были выявлены новые нелинейные режимы прецессии вектора намагниченности в ферритовой пластине в условиях магнитного ориентационного перехода [1]. Данная статья является продолжением работ [1, 2] и раскрывает новые особенности нелинейной магнитоупругой динамики в области спин-переориентационного фазового перехода (СПФП), наблюдающегося в кристаллах марганец-цинковой шпинели (МЦШ) нестехиометрического состава  $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$  [7–10].

### МАТЕРИАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛА

Будем считать, что кристаллографические оси [100], [010] лежат в плоскости  $XU$  пластины МЦШ, а ось [001] направлена вдоль нормали к пластине и параллельна оси  $Oz$ . Пусть вектор намагниченности  $\vec{M}$  при  $H_0 = 0$  направлен вдоль осей легкого намагничивания (ОЛН). При высоких температурах, больших температуры магнитной переориентации  $T > T_n$ , вектор намагниченности  $\vec{M}$  будет направлен вдоль оси [100], а при низких температурах вдоль оси [111]. Магнитная переориентация в кристаллах наблюдается при температуре перехода  $T_n$ , при которой выполняется условие  $K_1 = -(1/9) K_2$  [8]. При наложении магнитного поля  $\vec{H}_0$  на кристалл, изменение оси легкого намагничивания будет происходить при более сильном изменении константы анизотропии  $K_1$  и, соответственно, при температуре, отличной от  $T_n$ . Изменение оси легкого намагничивания в кристаллах МЦШ нестехиометрического состава возникает при уменьшении температуры за счет возникающего интенсивного обмена электронами между ионами  $Fe^{+2}$  и  $Fe^{3+}$ , находящимися в тетраэдрических и октаэдрических узлах решетки [10]. Плотность кристалла МЦШ принималась равной  $\rho = 5.4$  г/см<sup>3</sup> на всем рассматриваемом интервале температур. Значения скорости упругих волн взяты из экспериментов, описанных в работе [7]. Рассчитанные для кри-

сталла МЦШ состава  $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$  температурные зависимости констант анизотропии  $K_1, K_2$ , поля анизотропии, параметра магнитной диссипации и скорости поперечных упругих волн приведены на рис. 1. Константа упругости вычислялась по формуле  $c_{44} = (v_s/\rho)^{1/2}$ , где  $v_s$  – скорость поперечных колебаний. Константа  $B_2$  определялась по формуле  $B_2 = -3c_{44}\lambda_{111}$ , где  $\lambda_{111}$  – относительное удлинение кристалла при намагничивании его внешним полем до насыщения вдоль оси [111]. Значения  $\lambda_{111}(T)$  в зависимости от температуры взяты из [8]. Константа скорости затухания упругих колебаний принималась равной  $\beta = 1.5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Константа упругости  $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11} \text{ эрг/см}^3$ , константа магнитоупругого взаимодействия  $B_2 = -39.61 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$ , значение намагниченности насыщения  $M_s = 382.45 \text{ Гс}$  соответствовало значению кристалла МЦШ при  $T \approx 263 \text{ К}$ . В области спиновой переориентации, где первая константа магнитной анизотропии меняет знак, поля анизотропии очень маленькие и как показывают эксперименты [7, 8], сильно влияют на значение параметра затухания магнитных и упругих колебаний. С учетом полученных ранее экспериментальных данных [7–9] Котовым Л.Н. была предложена формула для параметра магнитной диссипации

$$\alpha_m = \frac{a}{b|H_0 - H_p| + H_a}, \quad (1)$$

где  $a$  – некоторая константа, полученная экспериментально, и равняется значению максимального поля анизотропии в рассматриваемом интервале температур,  $b$  – константа, которая определяется условиями и геометрией намагничивания кристалла,  $H_p$  – размагничивающее поле,  $H_a$  – поле анизотропии при конкретной температуре  $T$ . Для тангенциально намагниченного кристалла в виде тонкой пластины  $H_p = 0, b = 1$ . Для нормально намагниченного кристалла в виде тонкой пластины при магнитном поле  $H_0 = 0, b = 0$ ; при  $H_0 > H_p = 4\pi M_s, b = 1$ . Температурные зависимости параметра магнитной диссипации для кристалла марганец-цинковой шпинели состава  $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$ , взятого в виде тонкой пластины, при трех значениях постоянного магнитного поля, направленного вдоль плоскости пластины, приведены на рис. 1в.

### ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Нахождение амплитуд магнитных и упругих компонент и их характеристик в зависимости от параметров постоянного и переменного магнитных полей, материальных констант и коэффициентов кристалла осуществлялось на основе решения полной системы дифференциальных

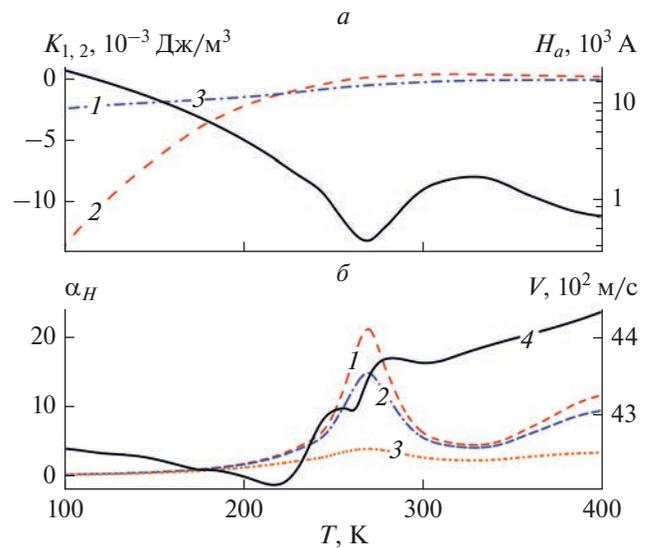


Рис. 1. Температурные зависимости констант анизотропии  $K_1$  и  $K_2$  (а, кривые 2 и 1), поля анизотропии  $H_a$  (а, 3); параметра магнитной диссипации  $\alpha_H$  для  $H_0$  (в ЭВ): 0 (б, кривая 1), 2 (2) и 20 (3), скорости поперечных волн в кристалле МЦШ (б, кривая 4).

уравнений, описывающих магнитную и упругую динамики [4, 6]. Решение системы уравнений находилось для кристалла МЦШ состава  $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$ , для которого наблюдается инверсия знака первой константы магнитной анизотропии  $K_1$  при различных постоянных магнитных полях, магнитных и упругих параметрах кристалла, которые изменялись в зависимости температуры [8]. Считалось, что полная сумма плотности энергии кристаллической пластины равна сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергии [4]:

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

где  $\bar{m} = \bar{M}/M_0$  – единичный вектор намагниченности,  $M_0$  – намагниченность насыщения,  $H_0$  – напряженность постоянного магнитного поля,  $K_1, K_2$  – первая и вторая константы магнитокристаллографической анизотропии,  $u_{ij}$  – компоненты тензора деформации,  $c_{44}$  – константа упругости второго порядка и  $B_2$  – константа магнитоупругой связи. В уравнении (1) не учитывались диагональные компоненты  $u_{ij}$ , поскольку рассматривались только поперечные упругие колебания. Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих возбуждение магнитных и попереч-

ных упругих колебаний, приведена в работе [6]. Эта система выведена на основе уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и уравнения для компонент вектора упругого смещения

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma[\vec{m} \cdot \vec{H}_e] + \alpha \left[ \vec{m} \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2}, \quad (4)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\vec{H}_e$  – вектор напряженности эффективного магнитного поля, действующего на магнитный момент,  $\alpha$  – параметр магнитной диссипации,  $\beta$  – скорость затухания упругих колебаний,  $\rho$  – плотность кристалла. Выражения для компонент эффективных магнитных полей  $H_{ex}$ ,  $H_{ey}$ ,  $H_{ez}$  были взяты из работы [6]. Решения для компонент упругого смещения можно записать в виде [6]

$$u_{x,y} = -\frac{B_2}{c_{44}} m_{x,y} m_z z + v_{x,y} \sin\left(\frac{\pi}{d} z\right), \quad (5)$$

где  $d$  – толщина пластины. Граничные условия для упругих деформаций с учетом магнитоупругой связи записываются следующим образом

$$c_{44} \frac{\partial u_{x,y}}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_{x,y} m_z. \quad (6)$$

Системы уравнений (2) и (3) решались методом Рунге–Кутты–Фельберга 7–8 порядка с контролем длины шага интегрирования [2]. При решении уравнений предполагалось, что колебания возбуждаются переменным магнитным полем с частотой 40 МГц и с амплитудой 0.1 Э, и длительностью воздействия  $5 \cdot 10^{-7}$  с (20 периодов возбуждающей частоты). Изменение амплитуды и частоты колебаний со временем рассматривалось в интервале от  $10^{-6}$  до  $5 \cdot 10^{-5}$  с. Толщина пластины принималась равной  $d = 10^{-3}$  см и соответствовала условию возбуждения колебаний на частоте 40 МГц вдали от акустического резонанса (для выбранной частоты резонансная толщина пластины должна составлять  $5 \cdot 10^{-3}$  см).

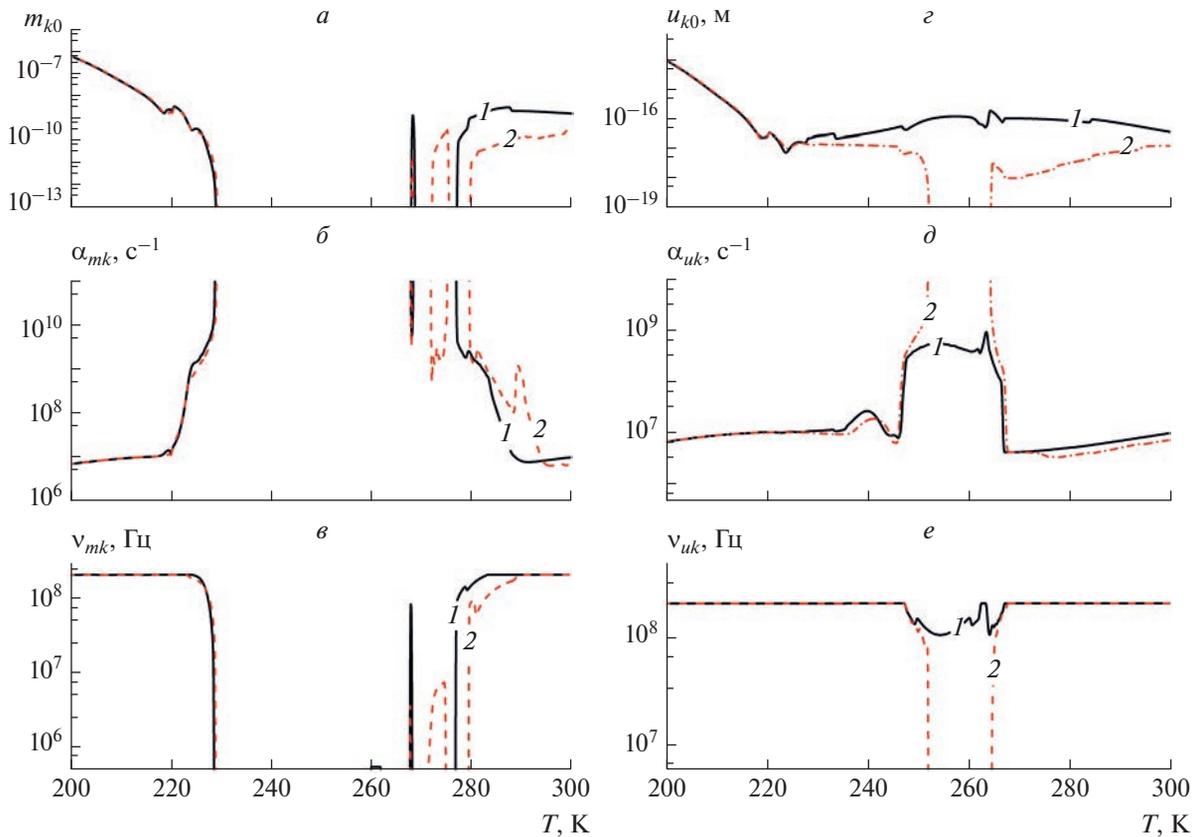
Для уменьшения влияния релаксационных эффектов на процесс развития колебаний, численный анализ амплитуд магнитных и упругих колебаний проводился не сразу после отключения переменного поля, а спустя временной интервал, сопоставимый с длительностью действия поля. Необходимо отметить, что при исследовании температурных областей с сильным затуханием колебаний, интенсивными релаксационными явлениями и высокой нелинейностью, требуется решить ряд вопросов, связанных с корректностью численного моделирования. При анализе амплитуд колебаний должны быть программно реализованы следующие процедуры:

контроль достаточности количества выборок при анализе наблюдаемого сигнала, которое определяется шагом по времени, с которым происходит моделирование; определение частоты возбужденных магнитных и упругих колебаний; автоматическое прекращение вычислений (если колебания отсутствуют, или пренебрежимо малы) – что соответствует окончанию наблюдений; оценка амплитуды и коэффициента затухания [2]. В работе для определения оптимальности шага по времени, с которым проводился расчет колебаний, было использовано свойство автокоррекции применяемого алгоритма решения системы дифференциальных уравнений: значение шага выбиралось таким образом, чтобы время вычислений интегрируемой функции было минимальным, и составило порядка  $5 \cdot 10^{-11}$  с. Для определения частоты колебаний традиционно применяются методы, основанные на преобразовании Фурье. Однако в данном случае применение этих методов затруднено, поскольку наблюдаемые сигналы из-за наличия постоянных составляющих, модуляций и сильного затухания в общем случае близки к аperiодическим. Поэтому в работе применен алгоритм оценки частоты колебаний на основе подсчета локальных максимумов и минимумов, определяемых по полученному массиву значений зависимости от времени компонент магнитных или упругих колебаний. Для автоматического прекращения вычислений (прекращения наблюдения за развитием колебаний) в работе применялся критерий близости к нулю частоты наблюдаемых колебаний и критерий ослабления амплитуды на текущем участке наблюдения по сравнению с начальным участком развития колебаний более чем в 30 раз.

Длительность интервала наблюдения была сопоставима со временем действия возбуждающих импульсов поля и составляла  $4 \cdot 10^{-7}$  с. Определение локальных максимумов и минимумов, необходимое для вычисления частоты возбужденных колебаний, позволяло оценить размах амплитуд возбужденных колебаний как результат усреднения модуля разности между соседними локальным максимумом и минимумом по всем парам “максимум–минимум” на временном интервале наблюдения. Оценка коэффициента затухания была получена как усреднение коэффициента затухания для двух соседних локальных максимумов для всех соседних пар “максимум–максимум” в интервале наблюдения.

## ОПИСАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2, 3 приведены температурные зависимости амплитуд, частот и логарифмических коэффициентов затухания (декрементов) магнитных компонент и упругих колебаний тонкой пла-



**Рис. 2.** Температурные зависимости амплитуд (*a, z*), частот (*в, e*) и декрементов затухания (*б, д*) магнитных и упругих колебаний, возбуждаемых переменным полем, направленным вдоль оси *OX*. Кривые *1* относятся к колебаниям вдоль оси *OX*, а кривые *2* – вдоль оси *OY*.  $H_0 = 0$ .

стины МЦШ состава  $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$  при отсутствии постоянного магнитного поля. Зависимости, показанные на рис. 2 и 3, были получены при условии, что переменное поле было направлено вдоль оси *OX* и *OY*, соответственно. Из графиков, изображенных на рис. 2 видно, что в интервале температур 229–280 К для амплитуд и частот магнитных колебаний пластины МЦШ наблюдаются глубокие минимумы. Амплитуды и частоты колебаний в области минимумов уменьшаются более чем на шесть порядков. Эти глубокие минимумы для амплитуды и частоты магнитных колебаний возникают благодаря наличию максимума параметра магнитной диссипации  $\alpha_m$  для кристалла МЦШ, наблюдаемого в данной области температур (рис. 1б), описываемого формулой (6). Минимумы амплитуд, частот магнитных и упругих колебаний соответствуют максимумам декрементов затухания (рис. 2б, 2д). Декременты затухания магнитных колебаний в области максимумов стремятся к бесконечно большому значению, что обеспечивает практически мгновенное затухание любых возбужденных магнитных и упругих колебаний в кристаллах МЦШ. В области глубокого минимума для амплитуд и частот

упругих колебаний вдоль оси *OY* наблюдаются минимумы с шириной 12 К в интервале температур  $T \approx 253–265$  К (рис. 2г, 2е). Ширина минимумов амплитуды и частоты для упругих колебаний в 4 раза меньше ширины минимума для магнитных колебаний (рис. 2а, 2з). Это обусловлено тем, что упругая подсистема кристалла “перекачивает” энергию из магнитной подсистемы, канал которой в свою очередь ограничен значением константы магнитоупругой связи, а также тем, что возбуждение осуществляется вдали от акустического резонанса. Отметим, что амплитуды и частоты колебаний упругих смещений вдоль оси *OX* в области минимума, меняются незначительно (кривые *1*, рис. 2г, 2е), что связано с низкой эффективностью магнитоупругой связи для возбуждения колебаний упругих смещений вдоль оси *OX*.

В интервале температур 253–265 К, т.е. в области минимумов амплитуды и частоты колебаний упругих смещений, для декрементов затухания упругих колебаний  $\alpha_{ux}$ ,  $\alpha_{uy}$  наблюдаются максимумы, значение декрементов в которых увеличивается более чем на три порядка (рис. 2д). Форма максимумов не симметрична, что свидетельству-

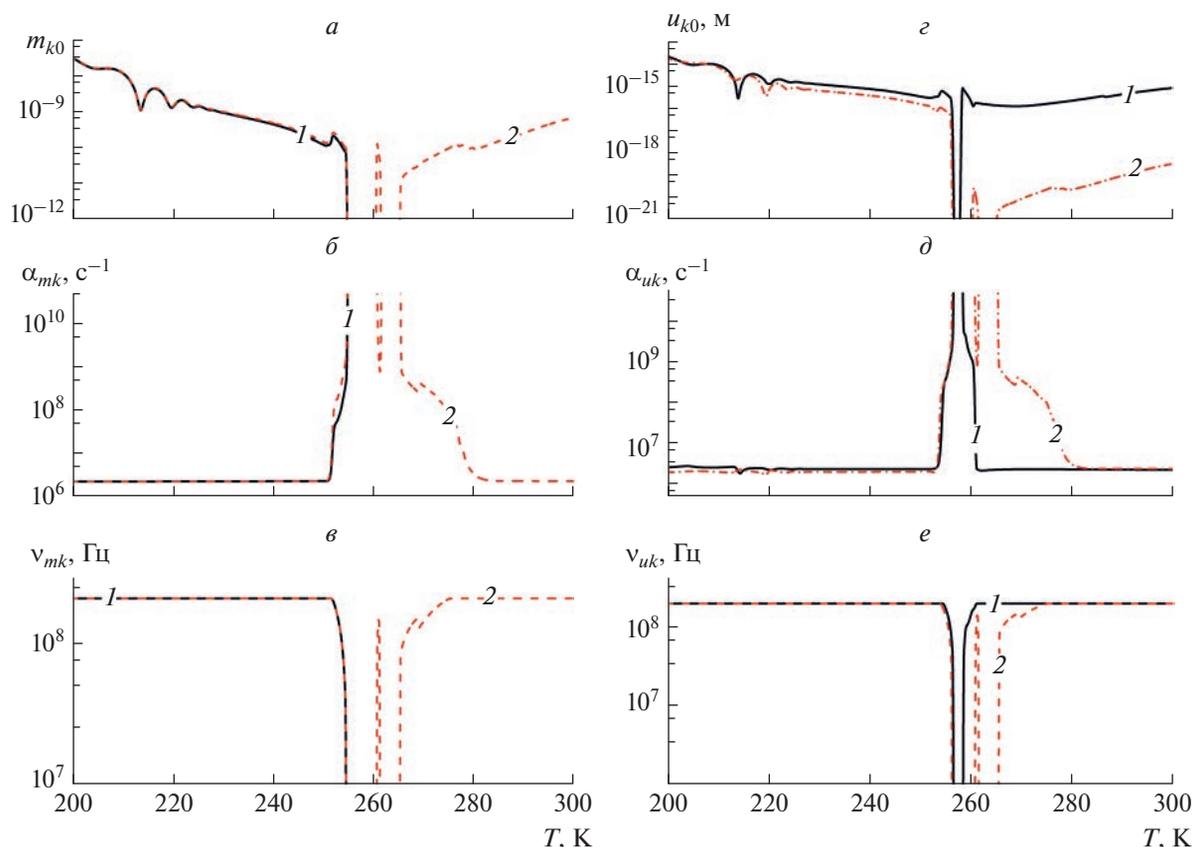


Рис. 3. Температурные зависимости амплитуд (*a, з*), частот (*в, е*) и декрементов затухания (*б, д*) магнитных и упругих колебаний, возбуждаемых переменным полем, направленным вдоль оси *OY*. Кривые *1* относятся к колебаниям вдоль оси *OX*, а кривые *2* – вдоль оси *OY*.  $H_0 = 0$ .

ет о нескольких идущих процессах, формирующих максимум затухания упругих колебаний. Как показывают расчеты (кривые *1* и *2*, рис. 2д) форма максимума декремента затухания упругих колебаний в области магнитной переориентации, сильно зависит от геометрии возбуждающих полей и от кристаллографической оси пластины МЦШ, вдоль которой наблюдаются колебания упругих смещений. Аналогичное поведение имеет декремент затухания упругих волн в кристалле МЦШ в близком температурном интервале 240–290 К [7].

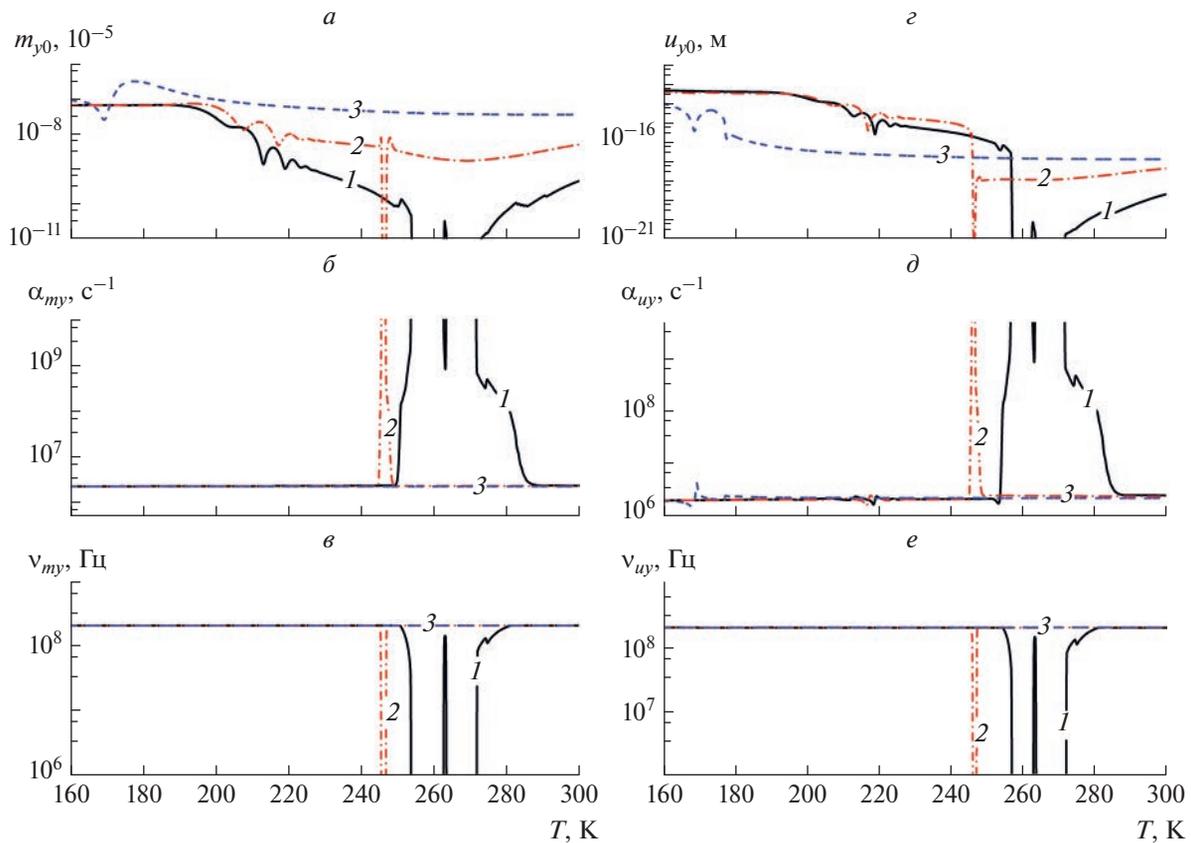
Для амплитуд  $m_{x0}$  и  $m_{y0}$  и частот магнитных колебаний наблюдаются узкие пики шириной 1 и 3 К при температурах  $T \approx 268$  и 274 К, соответственно. Эти узкие пики возникает при возбуждении магнитных колебаний в условиях естественного ферромагнитного резонанса (ФМР) [8]:

$$\nu_p = \gamma' H_a, \quad (7)$$

где  $\gamma' = 2.8$  МГц/Э – гиромагнитное отношение электрона.

Отметим особенности затухания магнитных и упругих колебаний при возбуждении перемен-

ным магнитным полем, направленным вдоль оси *OY*, показанных на рис. 3. Ширина минимумов амплитуд и частот, а также максимумов декрементов затухания магнитных и упругих колебаний, наблюдаемых в интервале температур 255–265 К, более чем в пять раз меньше ширины аналогичных параметров, в случае, когда переменное поле было направлено вдоль оси *OX* (рис. 2). Правая часть минимума амплитуды и частоты колебаний  $m_x$  не наблюдается, поскольку магнитные колебания вдоль оси *OX* не возбуждаются при температурах  $T > T_p$ , когда вектор намагниченности параллелен этой оси (кривая *1*, рис. 3а, 3в), Амплитуда и частота колебаний компоненты  $m_x$  резко увеличивается при  $T < T_p$ , когда вектор намагниченности становится параллельным кристаллографической оси кристалла [111]. Для амплитуды упругих смещений наблюдается противоположная картина: очень малые колебания возбуждаются вдоль оси *OY* при  $T > T_p$ . Отметим, что ширина максимума декремента затухания упругих колебаний, возбуждаемых вдоль оси *OX* больше в 3 раза, чем вдоль оси *OY*. Именно такая разница в ширине максимума декремента



**Рис. 4.** Температурные зависимости амплитуд (а, з), частот (в, е) и декрементов затухания (б, д) магнитных и упругих колебаний, возбуждаемых переменным полем, направленным вдоль оси  $OY$ , при постоянном магнитном поле  $H_0$  (в Э): 0 (кривая 1), 20 (2), 200 (3). Постоянное магнитное поле параллельно оси  $OX$ .

затухания для упругого смещения вдоль осей  $[100]$  и  $[110]$  кристалла МЦШ наблюдалась в экспериментах по затуханию упругих волн [7].

На рис. 4 приведены температурные зависимости амплитуд, частот и декрементов затухания магнитных и упругих колебаний пластины МЦШ при различных магнитных полях  $H_0 = 0$  (кривая 1), 20 (2) и 200 Э (3). В этом случае постоянное магнитное поле было направлено вдоль оси  $OX$ , а переменное магнитное поле  $\vec{h}$  вдоль оси  $OY$ . Все температурные зависимости параметров магнитных и упругих колебаний приведены для интервала температур 160–300 К, где наблюдаются значительные изменения этих параметров. Из графиков, изображенных на рис. 4 видно, что глубокие минимумы амплитуд, частот магнитных и упругих колебаний, а также максимумы декрементов затухания, при намагничивании пластины МЦШ магнитным полем более чем 20 Э исчезают. При полях 10–30 Э возникают узкие пики (с шириной 1.5 К) минимумов амплитуд, частот и максимумов декрементов затухания при  $T = 246$  К. Отметим, что при температуре перехода  $T_n = 246$  К наблюдается магнитная переориентация

в кристалле МЦШ, при которой выполняется условие  $K_1 = -(1/9) K_2$  [8]. При намагничивании кристалла МЦШ большими магнитными полями  $H_0 \geq 200$  Э температурная область магнитной переориентации и инверсия знака первой константы  $K_1$  перестает оказывать заметное влияние на магнитные и упругие колебания пластины МЦШ. Частоты магнитных и упругих колебаний пластины МЦШ при больших постоянных магнитных полях становятся такими же, как и частоты переменного магнитного поля.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе решения уравнений, описывающих магнитную и упругую динамики, вычислены амплитуды магнитных и упругих колебаний, в широком интервале температур 100–400 К для кристалла МЦШ нестехиометрического состава  $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$ . Кристалл МЦШ с выбранным составом имеет при температуре  $T = 263$  К точку инверсии знака первой константы анизотропии  $K_1$  и обладает малыми значениями полей анизотропии в температурном интервале, вклю-

чающем эту точку. Были рассчитаны температурные зависимости компонент вектора намагниченности и упругого смещения для пластины МЦШ для разных направлений переменного магнитного поля и при различных значениях постоянного магнитного поля. Было обнаружено, что в интервале температур 230–280 К для амплитуд и частот магнитных колебаний пластины МЦШ наблюдаются глубокие минимумы. Амплитуды и частоты колебаний в области минимумов уменьшаются более чем на шесть порядков. Эти глубокие минимумы для амплитуды и частоты магнитных колебаний возникают благодаря наличию максимума параметра магнитной диссипации для кристалла МЦШ, наблюдаемого в данной области температур. Декременты затухания магнитных и упругих колебаний в области максимумов амплитуд стремятся к бесконечно большому значению, что обеспечивает практически мгновенное затухание любых возбужденных магнитных и упругих колебаний и волн в кристаллах МЦШ. На кривых температурных зависимостей магнитных компонент обнаружены узкие пики, обусловленные естественным ферромагнитным резонансом (ФМР). Поведение амплитуд упругих смещений характеризуется их ростом при уменьшении температуры до достижения максимальных значений компонентами намагниченности и в дальнейшем наблюдается их переход к постоянному значению. Следовательно, материал из кристаллов МЦШ нестехиометрического состава, может быть использован в качестве поглотителя электромагнитных и упругих колебаний и волн в широком интервале температур, в котором имеется точка инверсии первой константы магнитной анизотропии и, соответственно, магнитный кристалл характеризуется очень малыми полями магнитной кристаллографической анизотропии. При намагничивании постоянным магнитным полем, превышающем поле магнитной анизотро-

пии, гигантское затухание магнитных и упругих колебаний в кристалле МЦШ исчезает. Поэтому с помощью внешнего магнитного поля, можно управлять поглощением электромагнитных и упругих колебаний и волн в магнитных кристаллах, обладающих свойствами изученного кристалла МЦШ.

Исследование выполнено за счет Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Котов Л.Н., Северин П.А., Власов В.С. и др. // ФТТ. 2018. Т. 60. № 6. С. 1142; Kotov L.N., Severin P.A., Vlasov V.S. et al. // Phys. Solid State. 2018. V. 60. No. 6. P. 1153.
2. Котов Л.Н., Северин П.А., Власов В.С., Носов Л.С. // Матем. структ. и моделир. 2016. Т. 37. № 1. С. 36.
3. Власов В.С., Котов Л.Н., Липина Е.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 10. С. 1459; Vlasov V.S., Kotov L.N., Lipina E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 10. P. 1255.
4. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Радиотехн. и электрон. 2014. Т. 59. № 5. С. 482; Vlasov V.S., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. // J. Commun. Technol. Electron. 2014. V. 59. No. 5. P. 441.
5. Плешев Д.А., Асадуллин Ф.Ф., Оганезова Н.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 987; Pleshchev D.A., Asadullin F.F., Oganезова N.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 901.
6. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Радиотехн. и электрон. 2009. Т. 54. С. 863.
7. Шутилов В.А., Котов Л.Н., Мирзоахметов Х., Сарнацкий В.М. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 6. С. 1783.
8. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л.: Наука, 1991. 150 с.
9. Баженов М.В., Котов Л.К. // Акуст. журн. 1997. Т. 43. № 6. С. 744.
10. Котов Л.Н., Карпачев С.Н. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. № 3. С. 49; Kotov L.N., Karpachev S.N. // Tech. Phys. Lett. 2002. V. 28. P. 105.

## Magnetic and elastic oscillations in manganese-zinc spinel crystal in the region of spin reorientation

L. N. Kotov<sup>a, \*</sup>, P. A. Severin<sup>a</sup>, V. S. Vlasov<sup>a</sup>, V. V. Mironov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Syktyvkar State University, Syktyvkar, 167001 Russia

\*e-mail: kotovln@mail.ru

The formula for the magnetic dissipation parameter of ferrimagnetic crystals depending on the constant magnetic field and the anisotropy field was obtained. It was shown that in the region of magnetic reorientation in a manganese-zinc spinel crystal, magnetic and elastic vibrations of infinitely small amplitude and low frequency are excited, which are characterized by giant damping in a wide temperature range.