

01;05;08

Анизотропия затухания магнитоупругих волн в кристаллах-пластинах (111) с комбинированной анизотропией

© Р.М. Вахитов, В.В. Гриневич, О.Г. Ряхова

Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия

e-mail: VakhitovRM@bsu.bashedu.ru

(Поступило в Редакцию 20 августа 2001 г.)

Теоретически исследуется влияние диссипативных процессов на характер распространения магнито-звуковых волн в кубическом ферромагнетике при действии внешних напряжений с $\sigma \parallel [111]$. Показано, что, когда магнетик находится в одной из симметричных фаз ($\mathbf{M}_0 \parallel [111]$, $\mathbf{M}_0 \parallel [\bar{1}10]$), магнитоупругие волны являются слабозатухающими и могут менять характер по мере приближения к точке спин-переориентационного фазового перехода. Установлено также, что скорости распространения и затухания квазифононов обладают анизотропией, которой можно регулировать с помощью внешних напряжений.

Известно, что магнитоупругое (МУ) взаимодействие является сравнительно слабым для большинства магнитных материалов и практически не оказывает влияния на их магнитные свойства. Однако в окрестности спин-переориентационного фазового перехода (СПФП), когда магнитная анизотропия исчезающе мала, МУ взаимодействие становится определяющим. Это приводит к усилению ряда магнитоакустических эффектов в магнетиках и, в частности, к „смягчению“ магнитоакустической моды [1]. В свою очередь наличие в кристаллах анизотропии упругих и МУ взаимодействий приводит к тому, что характер „размягчения“ будет неодинаковым образом проявляться в различных кристаллографических направлениях.

Учет диссипативных процессов может также оказать существенное влияние как на „размягчение“ магнитоакустической моды, так и на распространение МУ колебаний в целом. Это связано с тем, что при учете диссипации в магнитной подсистеме спиновые волны становятся затухающими и во многом характер их распространения будет зависеть от степени близости к СПФП [2].

В настоящей работе исследуется влияние релаксационных процессов на распространение МУ волн в кубическом ферромагнетике с наведенной одноосной анизотропией (НОА), что является характерным для многих магнетиков, имеющих прикладное значение, в том числе и для кристаллов ферритов-гранатов [3]. В данном случае предполагается, что в рассматриваемом магнетике НОА индуцируется внешним напряжением с $\sigma \parallel [111]$ (аналог пластины (111) ферритов-гранатов).

Плотность энергии такого магнетика можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 E = & A \left(\frac{\partial m}{\partial x_i} \right)^2 + K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) \\
 & + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + \frac{1}{8\pi} H_{dip}^2 + B_1 (m_x^2 U_{xx} + m_y^2 U_{yy} + m_z^2 U_{zz}) \\
 & + 2B (m_x m_y U_{xy} + m_x m_z U_{xz} + m_y m_z U_{yz}) \\
 & + \frac{1}{2} C_{11} (U_{xx}^2 + U_{yy}^2 + U_{zz}^2) \\
 & + C_{12} (U_{xx} U_{yy} + U_{xx} U_{zz} + U_{yy} U_{zz}) \\
 & + 2C_{44} (U_{xy}^2 + U_{yz}^2 + U_{xz}^2) + \sigma_{ij} U_{ij}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где A, B, C — коэффициенты обменного, МУ и упругого взаимодействий; K_1 и K_2 — первая и вторая константы кубической анизотропии; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ — единичный вектор намагниченности, M_s — намагниченность насыщения; U_{ij}, σ_{ij} — тензоры деформации и внешних напряжений ($\sigma \parallel [111]$); H_{dip} — размагничивающее поле, которое определяется из уравнений магнитостатики

$$\operatorname{div} (H_{dip} + 4\pi M_s) = 0, \quad \operatorname{rot} H_{dip} = 0. \quad (2)$$

Задача о нахождении спектра МУ колебаний сводится к совместному решению системы уравнений Ландау–Лифшица с релаксационным слагаемым в форме Гильберта и уравнений движения для векторов упругих

смещений \mathbf{U}

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} - \frac{r}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t},$$

$$\rho U_i = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial E}{\partial U_{ij}} \frac{1 + \delta_{ij}}{2} \right], \quad (3)$$

где γ — гиромангнитное отношение, ρ — плотность кристалла, \mathbf{H}^{eff} — некоторое эффективное магнитное поле, r — безразмерный параметр затухания.

Уравнения (3) представляют собой полную систему уравнений магнитоупругости, которая решается в линейном приближении по динамическим переменным $\mathbf{M}^{(1)} = \mathbf{M} - \mathbf{M}^{(0)}$ и $\mathbf{U}^{(1)} = \mathbf{U} - \mathbf{U}^{(0)}$ [1]. При этом спонтанные деформации $U_{ij}^{(0)}$ и равновесные направления вектора намагниченности $\mathbf{M}^{(0)}$ ($\mathbf{M}^{(0)} = \mathbf{M}_0$) находятся из минимума плотности энергии E однородного состояния. Явления, связанные с поверхностными эффектами, здесь не учитываются.

Расчеты основного состояния показывают, что в пластине (111) возможно существование шести магнитных фаз, две из которых симметричны с $\mathbf{M}_0 \parallel [111]$ (фаза $F_{[111]}$) и $\mathbf{M}_0 \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ (фаза $F_{[\bar{1}\bar{1}0]}$), три — угловые, а шестая — фаза типа $[uvw]$ [4,5]. В дальнейшем будем исходить из того, что магнетик находится в одной из симметричных фаз.

Рассмотрим случай $\mathbf{M} \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$. Данная фаза устойчива при условии

$$K_u < 0,$$

$$\frac{\sqrt{K_2^2 - 16K_0K_2/3 - K_2}}{4} > K_1 > -\frac{\sqrt{K_2^2 - 16K_uK_2/3 + K_2}}{4}, \quad (4)$$

где $K_u = 3\sigma\lambda_{111}/2$ — константа НОА, λ_{111} — константа магнитоупругости вдоль $[111]$.

Соответствующее дисперсионное соотношение для связанных колебаний имеет вид

$$(r^2 + 1)\omega^4 + ir\omega^3((\omega_{2k} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha) - (\omega_{3k} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha)) - \omega^2(\omega_{sk\Pi}^2 + \omega_r^2(1 + r^2)) - ir\omega\omega_r^2((\omega_{2k} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha) + (\omega_{3k} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha)) - \omega_r^2\omega_{sk\Pi}^2\xi_7^2 + \omega_r^2\omega_{sk\Pi}^2(1 - \xi_6^2) = 0, \quad (5)$$

где $\xi_7 = \gamma(b_1^2 + b_{11}^2)/\omega_{sk\Pi}M_s[(C_{11} - C_{12})(\sqrt{2}\sin\alpha + \cos\alpha)^2 + 2C_{44}(\sin\alpha - \sqrt{2}\cos\alpha)^2]$ — коэффициент МУ связи; $\omega_{sk\Pi} = \sqrt{(\omega_{2k} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha)(\omega_{3k} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) - \omega_{1s}^2}$; значения остальных параметров, а также значения скоростей для несвязанных компонент приведены в работе [6].

В отсутствие МУ связи решение уравнения (5) примет вид

$$\omega_{1,2} = \pm \left[\omega_{sk\Pi}^2 - \frac{1}{4}r^2((\omega_{3sk} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) - (\omega_{2sk} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha))^2 + \omega_{1s}^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{2}ir[(\omega_{3sk} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) + (\omega_{2sk} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha)], \quad (6)$$

где $\omega_{3,2sk} = \omega_{3,2k} - \omega_{3,2ml}$, $\omega_{3,2ml}$ — минимальное значение магнотонной щели.

Из (6) видно, что вдали от точек СПФП ($\omega_{2s0} \Rightarrow 0$ или $\omega_{3s0} \Rightarrow 0$), когда $\omega_{sk\Pi}^2 \gg r^2((\omega_{3sk} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) - (\omega_{2sk} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha))^2 + \omega_{1s}^2$, спиновые волны становятся затухающими, причем их затухание является малым; вблизи же точек СПФП (например, в точке $\omega_{2s0} \Rightarrow 0$, при этом $\omega_{2sk} \ll \omega_{3sk}$ и $\omega_{1s} \Rightarrow 0$, или $\mathbf{k} \Rightarrow 0$), ситуация может измениться кардинальным образом. В случае, когда $\omega_{sk\Pi}^2 \ll r^2((\omega_{3sk} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) - (\omega_{2sk} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha))^2 + \omega_{1s}^2$, решения (6) соответствуют чисто релаксационным колебаниям

$$\omega_1 = -\frac{i(\omega_{3sk} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha)(\omega_{2sk} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha)}{r[(\omega_{3sk} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) - (\omega_{2sk} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha)]}, \quad (7)$$

$$\omega_2 = -ir(\omega_{3sk} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha). \quad (8)$$

Эти выражения определяют обратные времена релаксации поперечных компонент намагниченности ферромагнетика. Релаксационная мода ω_1 является „мягкой“ — ее частота стремится к нулю на границе устойчивости фазы при $\mathbf{k} \Rightarrow 0$. В области СПФП ($\omega_{3s0} \Rightarrow 0$) решение выражается формулами (7), (8) с учетом замены индексов ($3 \leftrightarrow 2$).

Если учесть МУ взаимодействие, то спектр связанных колебаний в области СПФП ($\omega_{2s0} \Rightarrow 0$) при $k = 0$ примет вид

$$\omega_{1,2} = \pm \left[\left(\omega_{s0\Pi}^2 - \frac{1}{4}r^2((\omega_{30} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) - (\omega_{20} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha))^2 + \omega_{1s}^2 \right) \right]^{1/2} - \frac{1}{2}ir[(\omega_{30} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) + (\omega_{20} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha)],$$

$$\omega_{3,4} = 0. \quad (9)$$

Отсюда видно, что при учете МУ связи решение $\omega_{1,2}$ описывает затухающее прецессионное движение намагниченности как вдали, так и вблизи СПФП. Решения для

двух других мод (при $k \neq 0$) имеют вид

$$\omega_{1,2} = \pm \left[\left(\omega_{sk\Pi}^2 - \frac{1}{4} r^2 ((\omega_{3k} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) - (\omega_{2k} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha))^2 + \omega_{1s}^2 \right)^{1/2} - \frac{1}{2} i r [\omega_{3k} \omega_{2k} + 4\pi M_s \gamma (\sin \alpha + \cos \alpha)] \right], \quad (10)$$

$$\omega_{3,4} = \pm \omega_t \left[1 - \xi_6^2 \right]^{1/2} - \frac{i r}{2} \frac{\omega_t^2}{\omega_{sk\Pi}^2} [(\omega_{3k} + 4\pi M_s \gamma \cos \alpha) + (\omega_{2k} + 4\pi M_s \gamma \sin \alpha) \xi_6^2 - \omega_{sk\Pi} \xi_7]. \quad (11)$$

Из (10), (11) следует, что спектр связанных колебаний вблизи СПФП состоит из слабозатухающих квазиспиновых ($\omega_{1,2}$) и квазиупругих ($\omega_{3,4}$) ветвей. Учет релаксации приводит к затуханию обеих типов волн. Анализ показывает, что распространение такого рода волн носит ярко выраженный анизотропный характер (рис. 1). Магнитозвуковые волны в плоскости $(\bar{1}10)$ характеризуются экстремальными значениями скоростей вдоль некоторых направлений, не совпадающих ни с одним из кристаллографических направлений. Эти результаты отличаются от результатов работы [6], где ошибочно считалось, что данные направления совпадают. Это связано с тем, что внешнее напряжение с $\sigma \parallel [111]$ нарушает кубическую симметрию. Последнее можно регулировать с помощью напряжений направления, вдоль которых скорость МУ волн достигает экстремальных значений.

При рассмотрении другой симметричной фазы $F_{[111]}$, устойчивость которой определяется следующими условиями:

$$K_u > 0, \quad K_1 + K_2/3 - 3/2K_u, \quad (12)$$

ситуация существенно меняется. В отсутствие МУ связи вдали от точек СПФП колебания намагниченности представляют собой слабозатухающие спиновые волны, однако вблизи СПФП, на границе устойчивости фазы $F_{[111]}$ ($\mathbf{M}_0 \parallel [111]$ и $\mathbf{k} \parallel [111]$), эти моды становятся „мягкими“. Именно по этим модам и происходит СПФП. В свою очередь спектр колебаний магнетика с учетом МУ взаимодействия вблизи СПФП при $k \neq 0$ состоит из слабозатухающих квазиспиновых и поперечных квазиупругих ветвей.

Численные расчеты показывают, что распространение такого рода волн в плоскости (111) ($\mathbf{M}_0 \parallel [111]$ и $\mathbf{k} \perp [111]$) также носит анизотропный характер (рис. 2). Анизотропия тем больше, чем ближе находится система к границе области существования фазы, что объясняется неодинаковым вкладом упругого и МУ взаимодействий в различных кристаллографических направлениях. Причем в выделенных направлениях типа $[11\bar{2}]$ и $[01\bar{1}]$, относительно которых графики являются симметричными, поведение мод меняется. В направлении $[11\bar{2}]$ мода 2 (рис. 2, *a*) определяется только поперечными слабозатухающими упругими колебаниями и характеризуется

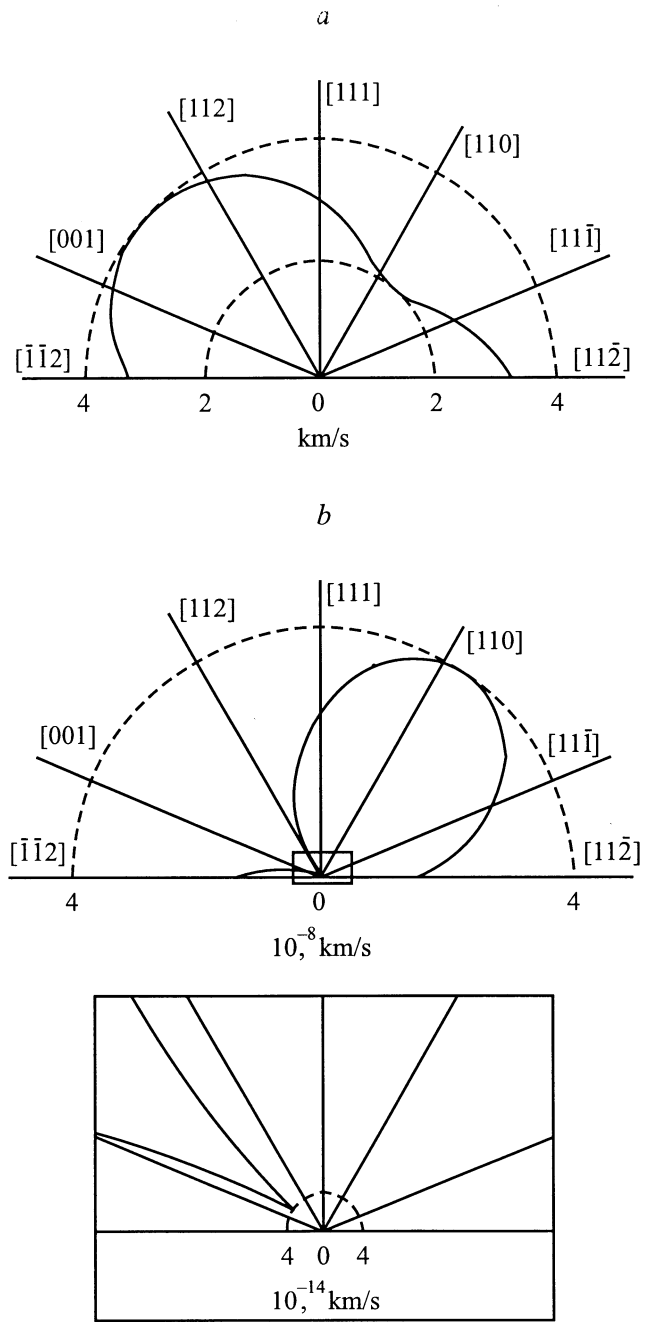


Рис. 1. Сечение поверхности фазовых скоростей квазиупругих волн плоскостью $(\bar{1}10)$ для $\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($T = 77 \text{ K}$) [8,9]. *a* — поведение действительной части спектра квазиупругих волн, *b* — мнимой части спектра.

минимальной скоростью распространения квазифононов. Скорость затухания данной моды (рис. 2, *b*) в этом направлении (как и в других направлениях) достигает противоположных изменений по отношению к скорости распространения. Мода 1 при этом описывается квазипоперечными, а мода 3 — квазипродольными слабозатухающими упругими колебаниями, происходящими в плоскости $(\bar{1}10)$. В направлении $[01\bar{1}]$ они являются

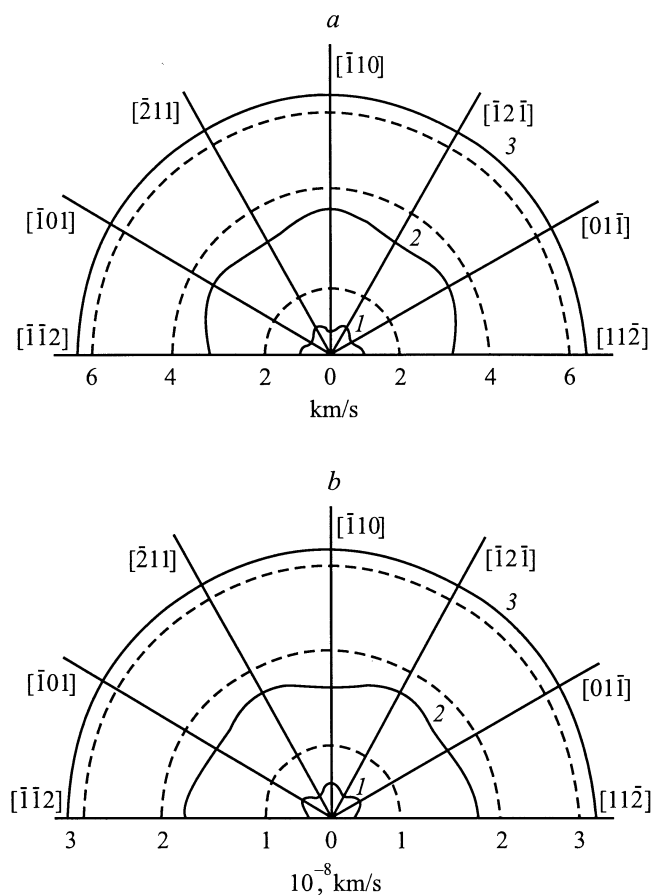


Рис. 2. Сечение поверхности фазовых скоростей магнитоэвковых волн в $Tb_3Fe_5O_{12}$ $T = 4.2$ К [8,9] плоскостью (111) в симметричной фазе $F_{[111]}$ ($\mathbf{k} \perp [111]$). a — поведение действительной, b — мнимой части спектра.

продольными (мода 3) и поперечными (моды 1 и 2) упругими слабозатухающими колебаниями.

Анализ результатов показывает, что характер анизотропии скорости определяется элементами симметрии рассматриваемой плоскости распространения МУ волн. Симметрия графиков на рис. 2 обусловлена тем, что направление $[111]$ по отношению к выбранной плоскости является осью симметрии шестого порядка, в то время как на рис. 1 характер анизотропии скорости квазифононов имеет другую симметрию и объясняется тем, что направление $[110]$ является осью симметрии второго порядка.

Следует отметить, что полученные здесь результаты согласуются с экспериментальными данными работы [7], в которой была обнаружена анизотропия скорости распространения и затухания магнитоэвковых волн в $Mn-Zn$ -шпинели.

Таким образом, при малом параметре затухания вдали от точек перехода спиновые волны являются слабозатухающими, вблизи же они могут стать как слабозатухающими, так и чисто релаксационными. На границе устойчивости фазы в отсутствие МУ связи $F_{[111]}$

($\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_0$) происходит полное „размягчение“ слабозатухающей спиновой моды, а в случае фазы $F_{[110]}$ ($\mathbf{M}_0 \parallel [110]$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$) „мягкой“ становится релаксационная мода. В том и другом случае переход происходит именно по этим модам. В то же время движение решетки не приобретает чисто релаксационного характера и остается слабозатухающим вблизи СПФП (при учете МУ связи). Эти результаты во многом отличаются от теоретических расчетов работы [2], в которой был рассмотрен двухосный ферромагнетик, изотропный по упругим и МУ свойствам, и где было получено, что в области СПФП все виды движения (как намагниченности, так и решетки) могут свестись к чисто релаксационным колебаниям. Такое отличие объясняется более полным учетом симметрии упругих и МУ взаимодействий в кристалле.

Скорости распространения квазиупругих колебаний в пластине (111) обладают анизотропией, характер которой определяется симметрией рассматриваемой плоскости распространения МУ волн. Причиной несоответствия скоростей распространения квазифононов в различных кристаллографических направлениях является анизотропия МУ и упругого взаимодействия в кристалле. Причем данный эффект можно усилить, приближая систему к точке потери устойчивости фазы, что можно достичь либо путем изменения величины константы анизотропии (например, при помощи температуры), либо варьированием величины и направления действия упругих напряжений.

Список литературы

- [1] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. Вып. 3. С. 429–462.
- [2] Бучельников В.Д., Шавров В.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. № 7. С. 534–537.
- [3] Такадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М., 1987. 419 с.
- [4] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1979. 317 с.
- [5] Vakhitov R.M., Sabitov R.M., Gabbasova Z.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1991. Vol. 165. P. K87–K90.
- [6] Вахитов Р.М., Гриневич В.В. // ФММ. 1995. Т. 80. Вып. 4. С. 168–171.
- [7] Абаренкова С.Г., Генделев С.Ш., Зарембо Л.К. и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 8. С. 2450–2456.