Электромагнитно-акустическое преобразование в монокристалле эрбия

© В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, Ю.А. Никишин, С.Б. Пальмер*, Ч.М. Лим*, К. Эдвардс*

Челябинский государственный университет,
454021 Челябинск, Россия
* Университет Варвика,
Ковентри CV47 AL, Великобритания

E-mail: buche@csu.ru, phrah@warwick.ac.uk

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 1 февраля 2002 г.)

Экспериментально исследованы температурные зависимости эффективности электромагнитно-акустического преобразования (ЭМАП) и скорости поперечного звука в редкоземельном металле эрбии, имеющем три типа сложных магнитных структур, при различных значениях внешнего постоянного магнитного поля. Обнаружено, что в области температур фазовых переходов между магнитными структурами наблюдаются интенсивная генерация и аномалии скорости поперечного звука. При увеличении поля эффективность генерации растет, а аномалии скорости звука убывают. Теоретически получены выражения для эффективности генерации поперечного звука за счет магнитоупругого механизма в двух типах магнитных структур эрбия. Показано, что увеличение эффективности ЭМАП в области фазовых переходов обусловлено особенностями статической и динамической магнитных восприимчивостей эрбия.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Минобразования РФ № Е00-3.4-536.

Магнитное упорядочение некоторых магнетиков имеет сложный характер. К таким магнетикам относятся, например, редкоземельные металлы. Как правило, во всех редкоземельных металлах при понижении температуры наблюдается целый ряд магнитных фазовых переходов из одной магнитной структуры в другую. В частности, в редкоземельном металле эрбия (Er) в отсутствии магнитного поля наблюдается следующая последовательность спонтанных фазовых переходов [1–4]. При температурах $T > T_{N1} = 87\,\mathrm{K}$ эрбий является парамагнетиком (PM). В интервале температур $T_{N1} > T > T_{N2} = 54\,\mathrm{K}$ в эрбии реализуется магнитная структура, которая называется продольной спиновой волной (LSW). В ней осциллирует продольная проекция намагниченности на ось анизотропии. При этом поперечные составляющие намагниченности равны нулю. В диапазоне температур $T_{N2} > T > T_C = 18\,\mathrm{K}$ осуществляется структура, в которой осциллируют как поперечные, так и продольные проекции намагниченности на гексагональную ось **c**. Такая магнитная структура получила название сложной спирали (или циклоидальной структуры) (CS). При понижении температуры в данной фазе волновой вектор циклоиды уменьшается, проходя через ряд соизмеримых и несоизмеримых значений [15]. В случае $T < T_C$ в Er имеет место структура типа ферромагнитной спирали (FS).

Сложная магнитная структура эрбия сохраняется и во внешнем магнитном поле **H** вдоль гексагональной оси — вплоть до $H = 26{-}28\,\mathrm{kOe}$ [3,4]. С увеличением магнитного поля расширяется область существования фазы FS, а области существования фаз LSW и CS уменьшаются. При возрастании магнитного поля в фазе CS происходит стабилизация соизмеримых структур, которые обладают результирующей намагниченностью вдоль гексагональной оси [3]. В полях $H > 16\,\mathrm{kOe}$ в фазе CS остается лишь одна соизмеримая структура с волновым числом 2/7 (в единицах постоянной обратной решетки вдоль оси **c**) [3]. Наоборот, в области существования фазы FS количество соизмеримых и несоизмеримых состояний увеличивается [3,4].

Наличие в Er и других редкоземельных металлах целого ряда магнитных фазовых переходов и различного рода длиннопериодических магнитных структур приводит к тому, что поведение различных физических характеристик данных металлов может существенно отличаться от поведения аналогичных характеристик в магнетиках, обладающих более простой магнитной структурой. В частности, представляет интерес экспериментальное и теоретическое исследование процессов электромагнитно-акустического преобразования (ЭМАП) в редкоземельных металлах, так как все изменения, происходящие в магнитной структуре этих веществ, должны сказываться на неэффективности возбуждения звука [6].

Исследованию процессов ЭМАП в редкоземельных металлах, обладающих модулированной магнитной структурой, уже посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ (см., например, обзор [6]). Экспериментально изучалось электромагнитное возбуждение звука в тербии и диспрозии, как в ферромагнитной, так и в модулированных фазах [7,8]. Теоретически процессы ЭМАП в ферромагнитных фазах модулированных магнетиков изучались в работах [6,8]. Теоретическому исследованию эффективности ЭМАП в модулированных фазах редкоземельных металлов посвящена всего лишь одна работа [9]. В ней исследовалось ЭМАП в модулированной фазе типа простая спираль.

В настоящей работе экспериментально исследовано ЭМАП в монокристалле Er. Теоретически рассчитаны эффективности ЭМАП за счет магнитоупругого механизма в модулированных фазах LSW и FS. Проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов.

1. Эксперимент

Исследование эффективности ЭМАП и скорости генерируемого звука проводилось с помощью автоматизированной ультразвуковой измерительной системы Matec DSP-8000 [10,11], которая адаптирована для проведения измерений по стандартной эхо-импульсной методике бесконтактной генерации звука, описанной, например, в обзоре [6]. Монокристаллический образец в форме цилиндра длиной 2.8 и диаметром 4.5 mm помещался в плоскую сапиральную катушку. Гексагональная ось **c** совпадала с осью цилиндра. Образец вместе с катушкой помещался в постоянное магнитное поле, вектор напряженности **H** которого был перпендикулярен плоскости катушки и параллелен гексагональной оси **c** образца. В такой геометрии генерируется поперечный звук с волновым вектором **k**, параллельным оси **c** [6]. На катушку подавались импульсы электромагнитного поля амплитудой 200 V длительностью 0.6–0.8 μs и частотой заполнения 10 MHe. Этими импульсами в образце возбуждалась последовательность затухающих

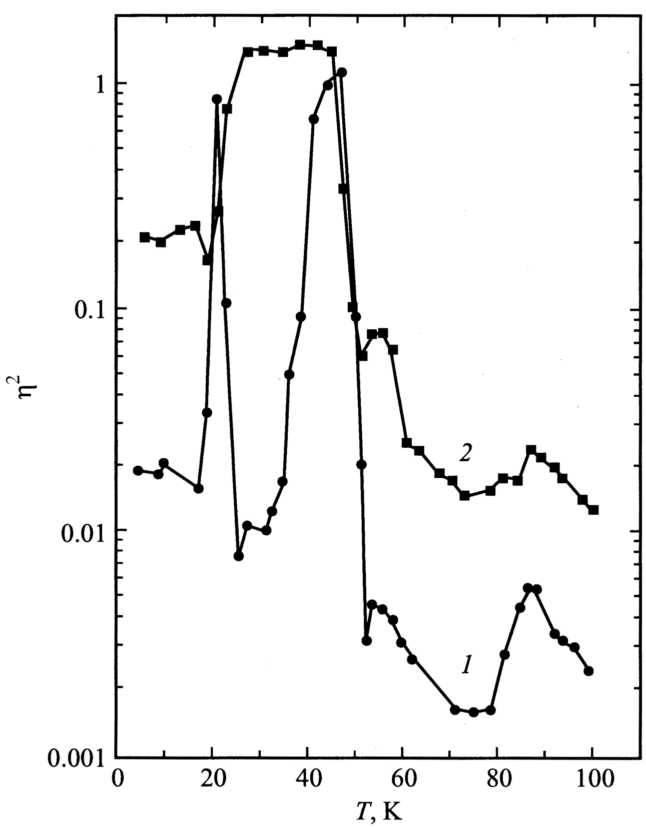

Рис. 1. Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала ЭМАП в монокристалле эрбия от температуры в магнитном поле **H** ∥ **c** (в kOe): *1* — 10, *2* — 20. Амплитуда сигнала выражена в условных единицах.

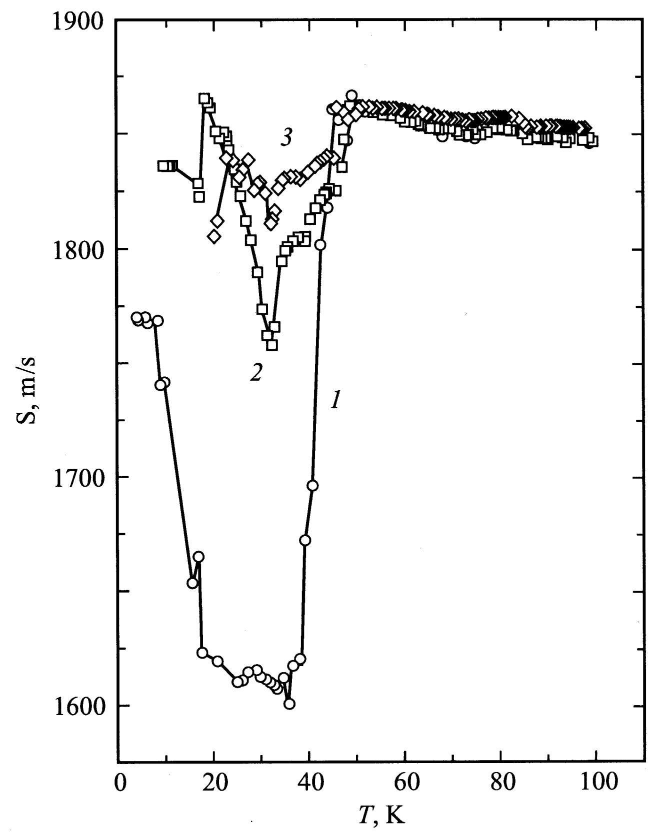

Рис. 2. Экспериментальная зависимость скорости поперечного звука в монокристалле эрбия от температуры в магнитном поле **H** ∥ **c** (в kOe): *1* — 10, *2* — 15, *3* — 20.

акустических сигналов. Скважность электромагнитных импульсов составляла 1 kHe, что позволяло всей последовательности генерируемых акустических сигналов располагаться в ней. Импульсы ультразвука на частоте падающей электромагнитной волны генерировались на обеих основаниях цилиндра, распространялись вдоль его оси и после достижения противоположного основания цилиндра регистрировались той же катушкой. Эхосигналы, следующие с интервалом $t = h/S$, где h — длина цилиндра, S — скорость ультразвука, поступали с катушки на прецезионную установку Matec DSP-8000. Время прохождения сигнала через образец обычно определялось по третьему и четвертому эхо-сигналам, амплитуда генерируемого сигнала измерялась по третьему эхо-сигналу [10]. Погрешность определения скорости звука на установке Matec DSP-8000 не превышала 0.1%. Анализ формы эхо-сигналов показал, что затухание ультразвука в образце является малым и не оказывает существенного влияния на величину эффективности ЭМАП [10]. В этом случае в описанной постановке эксперимента регистрируемая амплитуда сигнала пропорциональна квадрату эффективности ЭМАП [6,10].

Температурные зависимости амплитуды сигнала ЭМАП при двух значениях постоянного магнитного поля представлены на рис. 1. Видно, что при $H = 10$ kOe на эффективности ЭМАП в области температур фазовых переходов Pm–LSW, LSW–CS и CS–FS наблюдаются четко выраженные пики генерации звука. При $H = 20$ kOe в области данных температур также имеет место увеличение эффективности генерации, причем в фазе CS наблюдается плато эффективности генерации, превосходящее по величине эффективности генерации в других фазах. Величина эффективности генерации во всех фазах растет с увеличением магнитного поля. На рис. 2 предствлены температурные зависимости скорости генерируемого поперечного звука для трех значений магнитного поля. Из него также следует, что в области указанных температур наблюдаются аномалии скорости звука, которые сглаживаются при увеличении магнитного поля. Наибольшее уменьшение скорости поперечного звука достигается в области существования фазы CS в магнитном поле $H = 10$ kOe. При этом величина изменения скорости звука составляет 15–20%. Отметим, что такого значительного изменения скорости ультразвука в области магнитных фазовых переходов на других редкоземельных металлах до сих пор не наблюдалось.

2. Теория

2.1. Свободная энергия и основное состояние. Редкоземельные металлы имеют гексагональную кристаллическую структуру. Феноменологическое выражение для свободной энергии такого магнетика имеет вид [1,9,12]

$$W = \frac{1}{V}\int F dV,$$

где

$$F = \frac{1}{2}a\mathbf{M}^2 + \frac{1}{4}b\mathbf{M}^4 - \frac{1}{2}\beta_1 M_z^2 - \frac{1}{4}\beta_2 M_z^4 + \frac{1}{2}\beta_6(M_+^6 + M_-^6) + \frac{1}{2}\alpha_\perp\left[\left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial y}\right)^2\right] + \frac{1}{2}\alpha_\parallel\left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial z}\right)^2 + \frac{1}{2}\gamma\left(\frac{\partial^2\mathbf{M}}{\partial x_i^2}\right)^2 - \mathbf{M}(\mathbf{H}+\mathbf{h}) + \gamma_{ik}\mathbf{M}^2 U_{ik} + \gamma_{iklm}M_i M_k U_{lm} + c_{iklm}U_{ik}U_{lm}, \tag{1}$$

$\mathbf{M}$ — намагниченность; $M_\pm = M_x \pm iM_y$ — ее циркулярные компоненты; a, b – постоянные однородного обмена; α, γ — константы неоднородного обмена; β — константы анизотропии; $\mathbf{H}$ и $\mathbf{h}$ — напряженности постоянного и переменного магнитных полей; $\gamma_{ik}, \gamma_{iklm}$ — тензоры постоянных соответственно обменной и релятивистской магнитострикции; U_{ij} — тензор деформаций, c_{iklm} — тензор модулей упругости.

Определим основное состояние кристалла в пренебрежении анизотропией в плоскости базиса ($\beta_6 = 0$) и при условии, что внешнее магнитное поле направлено вдоль гексагональной оси, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c} \parallel \mathbf{z}$. Для его нахождения требуется решить систему уравнений, состоящую из уравнений Эйлера для магнитной подсистемы и уравнений равновесия упругой подсистемы с условиями совместной деформаций Сен–Венана [12].

Рассмотрим отдельно основные состояния для фаз LSW и FS.

В случае структуры LSW равновесные компоненты вектора намагниченности запишем в виде [1]

$$M_\pm = 0, \quad M_z = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} M_n^z e^{iqnz}, \tag{2}$$

где $2\pi/q$ — период структуры вдоль оси $\mathbf{z}$.

Равновесный тензор деформаций, получающийся при решении уравнений равновесия упругой среды и условий совместности Сен–Венана при учете (2) и в приближении $qd \gg 1$ (т. е. в случае, когда период структуры намного меньше толщины магнетика d), приведен в Приложении (П1).

Для нахождения равновесных значений M_n^z и q необходимо подставить (2) и (П1) в (1), а затем проминимизировать по M_n^z и q выражение для свободной энергии. Из анализа получающейся в результате минимизации свободной энергии системы уравнений следует, что $M_n^z = M_{-n}^z$, поэтому далее рассмотрим только компоненты M_n^z с $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$. Ограничимся также рассмотрением области слабых магнитных полей. В этом случае достаточно оставить в (2) члены с $n = 0, 1, 2, 3$ ($M_1 \gg M_0, M_2, M_3$) [1]. В первом приближении по малому параметру $\tilde{b}_i/L(q)$ для M_0, M_1, M_2, M_3 получаем следующие выражения:

$$M_0^z = H/L(0), \quad M_1^z = -L(q)/3\tilde{b},$$

$$M_2^z = -\frac{3\tilde{b}_1 M_0^z}{L(2q)}(M_1^z)^2, \; M_3^z = -\frac{\tilde{b}_1}{L(3q)}(M_1^z)^3, \; q = q_0. \tag{3}$$

Здесь $L(q) = a - \beta_1 + \alpha_\parallel q^2 + \gamma q^4$ — собственное значение дифференциального оператора

$$\hat{L} = a - \beta_1 - \alpha_\parallel\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \gamma\frac{\partial^4}{\partial z^4}, \quad q_0^2 = -\frac{\alpha_\parallel}{2\gamma},$$

$$\tilde{b} = b - \frac{2\tilde{\gamma}_3^2}{c_{33}} + \frac{8(c_{33}\tilde{\gamma}_1 - c_{13}\tilde{\gamma}_3)^2}{3c_{33}\Delta}, \quad \tilde{b}_1 = b - \frac{2\tilde{\gamma}_3^2}{c_{33}}.$$

При определении основного состояния магнетика в фазе FS предположим, что минимум энергии W осуществляется, когда намагниченность имеет следующий вид:

$$M_0^+ = M_0 e^{iqz}\sin\theta, \quad M_0^- = M_0 e^{-iqz}\sin\theta,$$

$$M_0^z = M_0\cos\theta, \tag{4}$$

где θ — угол между вектором намагниченности $\mathbf{M}$ и осью симметрии $\mathbf{z}$. Решение уравнений упругости и условий совместности Сен–Венана для фазы FS при учете (4) позволяет получить равновесный тензор деформаций U_{ik}^0. Выражение для него приведено в Приложении (П2). Подставляя (4) и (П2) в выражение для свободной энергии (1), произведя ее усреднение в приближении $qd \gg 1$ и затем минимизируя по θ

и q, окончательно получим следующие уравнения, определяющие равновесные значения намагниченности и волнового числа спирали в фазе FS:

$$q = q_0 = (-\alpha_\perp/2\gamma)^{1/2},$$

$$M_0 \cos\theta[\tilde{\beta}_1 + h_{me} + (\tilde{\beta}_2 - h_{me}/M_0^2)M_0^2\cos^2\theta + \alpha q^2 + \tilde{\Delta}] + H = 0, \qquad (5)$$

где $\tilde{\Delta} = \gamma q^4$, $h_{me} = (\gamma_{11} - \gamma_{12})^2 M_0^2/(c_{11} - c_{12})$, $\tilde{\beta}_1$ и $\tilde{\beta}_2$ — перенормированные магнитострикцией константы анизотропии [9,13].

2.2. Генерация ультразвука в фазе LSW. Рассмотрим магнетик, занимающий полупространство $z > 0$ (такое приближение справедливо в случае, когда длина звуковой волны много меньше толщины образца; это приближение выполняется в описанном выше эксперименте). Пусть по нормали к поверхности магнетика падает плоская электромагнитная волна. Направим вектор напряженности внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ вдоль гексагональной оси $\mathbf{c}$ образца ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel \mathbf{c} \parallel \mathbf{z}$).

Для нахождения амплитуды возбуждаемой в магнетике звуковой волны требуется решить связанную систему уравнений Ландау–Лифшица, теории упругости и Максвелла совместно со стандартными граничными условиями на векторы электрического и магнитного полей, тензор напряжений и намагниченность [6]

$$\dot{\mathbf{M}} = g[\mathbf{M}, \mathbf{H}^{eff}], \quad \rho\ddot{u}_i = \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k},$$

$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\sigma\mathbf{E},\ \mathrm{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\ \mathrm{div}\mathbf{B} = 0,\ \mathrm{div}\mathbf{E} = 0, \quad (6)$$

где $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ — индукция магнитного поля, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{H}^{eff} = -\frac{\partial F}{\partial\mathbf{M}} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial F}{\partial(\partial\mathbf{M}/\partial x_i)}$ — эффективное магнитное поле, ρ — плотность металла, $\mathbf{u}$ — вектор смещения, g — гиромагнитное отношение, c — скорость света в вакууме, σ — электропроводность. В уравнениях (6) оставлены слагаемые, ответственные лишь за магнитоупругий механизм генерации звука. Данный механизм ЭМАП является преобладающим в магнитных полях вплоть до 100 kOe [6].

Рассмотрим малые колебания намагниченности, упругих смещений и электромагнитного поля вблизи положения равновесия (2), (3). Для этого представим все переменные в виде

$$F = F_0(z) + f, \quad f = e^{ikz}\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} f_n e^{iqnz}, \qquad (7)$$

где F_0 — равновесные значения, f — малые отклонения от равновесных значений. Подставив (7) в систему связанных уравнений (6) и исключив из нее напряженность электрического поля $\mathbf{E}$, получим линеаризованную вблизи положения равновесия бесконечную систему уравнений для Фурье-компонент f_n связанных волн в фазе LSW. В приближении, когда амплитуды нулевых гармоник f_0 в полученной бесконечной системе уравнений являются наибольшими [9], линеаризованная система уравнений (6) запишется в виде

$$(\omega^2 - \omega_t^2)u_0^\pm + \frac{ik\gamma_{44}M_0^z}{\rho}m_0^\pm = 0,$$

$$(k^2 - k_e^2)h_0^\pm - 4\pi i\delta^2 m_0^\pm = 0,$$

$$(\omega \mp \omega_1)m_0^\pm - 2igk\gamma_{44}(M_1^z)^2 u_0^\pm + M_0^z g h_0^\pm = 0, \qquad (8)$$

где $m^\pm, h^\pm, u^\pm$ — циркулярные компоненты; ω — частота падающей на металл электромагнитной волны; $\omega_t = S_t k$ — частота, а $S_t = \sqrt{c_{44}/\rho}$ — скорость поперечного звука, $k_e^2 = 2i/\delta^2 = 4\pi i\sigma\omega/c^2$, δ — толщина скин-слоя в металле, $\omega_1 = gM_0(L(k) + \beta_1 + 6(\tilde{b} + b_{me})M_1^2)$,

$$b_{me} = \frac{2\tilde{\gamma}_3}{c_{33}}(\gamma_{33} - \gamma_3) + \frac{2(c_{33}\tilde{\gamma}_1 - c_{13}\tilde{\gamma}_3)}{3c_{33}\Delta} \times \left[c_{33}\left(3\gamma_{11} + \gamma_{12} - 4\gamma_{13} + \gamma_1 - 3\frac{c_{13}}{c_{33}}\gamma_3\right) + 4c_{13}\tilde{\gamma}_3\right].$$

Отметим, что в рассматриваемой геометрии возможно возбуждение только поперечного звука [6].

Из (8) следует, что дисперсионное уравнение связанных электромагнитных, спиновых и упругих волн в предположении, что частота возбуждаемых колебаний много меньше частоты однородной прецессии намагниченности ($\omega \ll \omega_1$), и в пренебрежении пространственной дисперсией спиновых волн имеет вид

$$(1 - \xi_t)k^4 = [(\mu - \xi_t)k_e^2 + k_t^2]k^2 + \mu k_e^2 k_t^2 = 0, \qquad (9)$$

где $k_t^2 = \omega^2/S_t^2$, $\chi = gM_0/\omega_1$ — динамическая магнитная восприимчивость, $\mu = 1 + 4\pi\chi$, $\xi_t = \chi\gamma_{44}^2 M_1^2/\rho S_t^2$ — динамический параметр магнитоупругого взаимодействия.

Решение дисперсионного уравнения (9) выглядит следующим образом:

$$k_1^2 = \frac{\mu}{\mu - \xi_t}k_t^2, \quad k_2^2 = \frac{\mu - \xi_t}{1 - \xi_t}k_e^2, \quad k_e \gg k_t,$$

$$k_1^2 = \frac{1}{1 - \xi_t}k_t^2, \quad k_2^2 = \mu k_e^2, \quad k_e \ll k_t. \qquad (10)$$

Волновые числа k_1 соответствуют квазиупругим, а k_2 — квазиэлектромагнитным волнам.

Линеаризованная система граничных условий в предположении, что амплитуды нулевых гармоник (f_0) являются наибольшими, запишется как

$$i\gamma_{44}M_0(m_1^\pm + m_2^\pm) - c_{44}(k_1 u_1^\pm + k_2 u_2^\pm) = 0,$$

$$\left(1 - \frac{ick_1}{4\pi\sigma}\right)h_1^\pm + \left(1 - \frac{ick_2}{4\pi\sigma}\right)h_2^\pm = 2h_0^\pm. \qquad (11)$$

Здесь $h_0^\pm$ — циркулярные амплитуды падающей электромагнитной волны. Индексы 1 и 2 относятся к волнам, распространяющимся в металле, и соответствуют решениям дисперсионного уравнения (10). Отметим, что граничное условие на намагниченность в (11) отсутствует, так как при рассмотрении динамики магнетика используется приближение, в котором пренебрегается неоднородным обменом в плотности энергии (1) [6,9].

Из совместного решения систем уравнений (8) и (11) в приближении $k_e \gg k_t$, которое обычно выполняется в эксперименте, можно получить выражение для амплитуды возбуждаемого звука

$$u_0^{\pm} = \left(\frac{c}{S_t}\right)^2 \frac{\gamma_{44} M_0 \chi \mu^{1/2}}{2\pi\sigma\rho S_t(\mu - \xi_t)^{3/2}} h_0^{\pm}. \tag{12}$$

Коэффициент преобразования электромагнитных волн в звуковые (эффективность ЭМАП) η определяется как отношение потоков акустической и электромагнитной энергий на границе магнетика [6]. В рассматриваемом случае он имеет вид

$$\eta = \left(\frac{c}{S_t}\right)^3 \frac{\gamma_{44}^2 M_0^2 \omega^2 \chi^2 \mu}{2\pi\rho\sigma^2 S_t^2(\mu - \xi_t)^3}. \tag{13}$$

2.3. Генерация звука в фазе FS. Исследуем малые колебания векторов смещения, намагниченности, напряженностей электрического и магнитного полей около основного состояния (4), (5). Линеаризованная система уравнений (6) для компонент Фурье указанных векторов в случае распространения волн вдоль оси **z** (ось спирали) и при условии, что амплитуды основных гармоник являются наибольшими, имеет вид [13]

$$\begin{aligned} m^{\pm}(k)\left[\cos\theta\left(\omega_2(k) + \frac{1}{2}\omega_{me4}\sin^2\theta\right) \mp \omega\right] \\ + ig\gamma_{44}M_0^2 k\left(\cos^2\theta - \frac{1}{2}\sin^2\theta\right)u^{\pm}(k) \\ - gM_0\cos\theta h^{\pm}(k) = 0, \\ (\omega^2 - S_t^2k^2)u^{\pm}(k) - \frac{ik}{\rho}\gamma_{44}M_0\cos\theta m^{\pm}(k) = 0, \\ (\omega^2 - \nu^2k^2)h^{\pm}(k) + 4\pi\omega^2 m^{\pm}(k) = 0. \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь введены следующие обозначения: $\mathbf{h}^{\pm}(\mathbf{k})$, $\mathbf{m}^{\pm}(\mathbf{k})$, $\mathbf{u}^{\pm}(\mathbf{k})$ — циркулярные компоненты Фурье векторов $\mathbf{h}, \mathbf{m}, \mathbf{u}$; $\nu = c\sqrt{\omega/4\pi i\sigma}$; $\omega_2(k) = \omega_{20} + gM_0L_{\perp}(k)$, где $\omega_{20} = \omega_{me4}\cos^2\theta$, $\omega_{me4} = g\gamma_{44}^2 M_0^3/c_{44}$, $L_{\perp}(k)$ — собственное значение дифференциального оператора $\hat{L}_{\perp} = -\alpha_{\perp}q^2 - \gamma q^4 - \alpha_{\perp}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \gamma\frac{\partial^4}{\partial z^4}$; $\omega_1(k) = \omega_{10} - \omega_{20} + gM_0\sin^2\theta L_{\perp}(k)$, $\omega_{10} = gM\big[h_{me4} - \sin^2\theta\big(\tilde{\beta}_1 + (\tilde{\beta}_2 + 2\beta_2) \times M_0^2\cos^2\theta + h_{me}\sin^2\theta\big)\big]$, $h_{me4} = \omega_{me4}/gM_0$.

Дисперсионное уравнение системы (14) определяется выражением (11), а его решение в приближении $\omega_2 \gg \omega$ (данное приближение обычно справедливо для диапазона частот, используемого при экспериментальном исследовании ЭМАП в металлах) — выражениями (10), в которых $\xi_t = \gamma_{44}^2 M_0^2 \chi\cos\theta(\sin^2\theta/2 - \cos^2\theta)/\rho S_t^2$, $\mu = 1 + 4\pi\chi\cos\theta$, $\chi = gM_0/\big[(\omega_2(k) + \omega_{me4}\sin^2\theta/2)\cos\theta\big]$. Линеаризованная система граничных условий в пренебрежении пространственной дисперсией спиновых волн определяется формулами (11), в которых M_0 следует заменить на $M_0\cos\theta$.

Совместное решение систем уравнений (14) и (11) в приближении $ck_i/4\pi\sigma \ll 1$ позволяет найти амплитуду генерируемой упругой поперечной волны для случая, когда толщина скин-слоя металла намного меньше длины падающей электромагнитной волны,

$$u_2^{\pm} = \left(\frac{c}{S_t}\right)^2 \frac{\gamma_{44} M_0 \chi \mu^{1/2}\cos^2\theta}{2\pi\sigma\rho S_t(\mu - \xi_t)^{3/2}} h_0^{\pm}. \tag{15}$$

Отсюда получаем следующее выражение для эффективности ЭМАП в состоянии FS

$$\eta = \left(\frac{c}{S_t}\right)^3 \frac{\gamma_{44}^2 \omega^2 M_0^2 \chi^2 \mu\cos^4\theta}{2\pi\sigma^2\rho S_t^2(\mu - \xi_t)^3}. \tag{16}$$

3. Обсуждение результатов

Приведем еще раз выражение для эффективности ЭМАП в случае генерации звука в состоянии типа LSW. Учитывая, чо практически всегда $\mu \gg \xi_t$ [6] и используя выражение для M_0^z из (3), перепишем формулу для эффективности ЭМАП (13) в состоянии LSW в виде

$$\eta = \left(\frac{c}{S_t}\right)^3 \frac{\gamma_{44}^2 H^2 \omega^2 \chi_s^2 \chi_d^2}{2\pi\rho\sigma^2 S_t^2(1 + 4\pi\chi_d)^2}, \tag{17}$$

где χ_s — статическая, а χ_d — динамическая восприимчивости ферромагнитного металла. Статическая восприимчивость определяется из (3) как коэффициент пропорциональности между M_0^z и H

$$\chi_s = (a - \beta_1 - 2\gamma q_0^4)^{-1}, \tag{18}$$

а динамическая восприимчивость связывает переменные намагниченность и магнитное поле и выражается согласно (3), (8) и (9) формулой

$$\chi_d = (-a + 2\beta_1 + 2\gamma q_0^4 + 6\tilde{b}_{me}M_1^2)^{-1}. \tag{19}$$

Используя выражения (18) и (19), можно объяснить экспериментальную зависимость эффективности ЭМАП, наблюдаемую в эрбии (рис. 1) в фазе LSW, с помощью теоретической формулы (17) следующим образом. В области точки Нееля $T_{N1} = 87\,\mathrm{K}$ пик эффективности ЭМАП согласно (17) может быть обусловлен максимумом статической восприимчивости χ_s (18), который обычно имеет место в магнитоупорядоченных кристаллах при переходе из парамагнитного в упорядоченное состояние [14]. Небольшую величину пика эффективности генерации вблизи T_{N1} можно объяснить тем, что в этой области постоянная анизотропной магнитострикции γ_{44} мала [6].

При переходе из состояния LSW в состояние CS при $T = T_{N2} = 54\,\mathrm{K}$ имеет место резкое возрастание динамической восприимчивости (19). Это обусловлено тем, что в точке фазового перехода LSW → CS происходит смягчение частоты квазиспиновой моды $\omega_1 = gM_0\chi_d^{-1}$. Согласно (19) (см. также [1]), в точке перехода LSW → CS частота ω_1 принимает минимальное значение, определяемое магнитоупругой связью ($\omega_1 = 6gM_0\tilde{b}_{me}M_1^2$), а динамическая восприимчивость имеет при этом максимум. Из (17) следует, что этим как раз и может быть объяснен второй пик на экспериментальной зависимости ЭМАП в эрбии при $T = T_{N2}$. Поскольку, согласно (17), эффективность ЭМАП зависит от величины внешнего магнитного поля, это приводит к ее возрастанию при увеличении поля. Это также наблюдается на экспериментальной зависимости (рис. 1).

Необходимо отметить, что температуры переходов PM–LSW (T_{N1}) и LSW–CS (T_{N2}) слабо зависят от величины магнитного поля (см. $H-T$-фазовые диаграммы в работах [3,4]), поэтому пики эффективности ЭМАП при $H = 0$ и 20 kOe на рис. 1 наблюдаются практически при одних и тех же температурах.

Следующий интенсивный пик эффективности ЭМАП в поле $H = 10$ kOe в фазе CS при температуре $T \approx 47$ K согласно $H-T$-фазовым диаграммам [3,4] можно объяснить особенностями статической и динамической восприимчивостей в области перехода из соизмеримой фазы с волновым числом 2/7 в соизмеримую фазу с волновым числом 3/11 [3] или перехода из соизмеримой фазы с волновым числом 2/7 в несоизмеримую фазу [4].

В состоянии типа FS при $T < T_C$ намагниченность M_0, входящую в формулу (16) для эффективности ЭМАП, можно практически считать постоянной (равной намагниченности насыщения при $T \to 0$) и не зависящей от напряженности внешнего магнитного поля. В этом случае в состоянии FS особенности, проявляющиеся на эффективности ЭМАП, по видимому, будут связаны с особенностями в поведении динамической восприимчивости и равновесного угла θ между результирующим вектором намагниченности вдоль гексагональной оси и вектором напряженности внешнего магнитного поля.

Формулу (16) для эффективности ЭМАП при $\mu \gg \xi_t$ можно записать в виде

$$\eta = \left(\frac{c}{S_t}\right)^3 \frac{\gamma_{44}^2\omega^2M_0^2\chi_d^2\cos^2\theta}{2\pi\rho\sigma^2S_t^2(1+4\pi\chi_d)^2}. \qquad (20)$$

Здесь динамическая магнитная восприимчивость χ_d в приближении $\omega_2(k) \gg \omega$ (что, как указывалось выше, хорошо выполняется в области ультразвуковых частот) согласно (5) и (14) может быть записана как

$$\chi_d = \left[h_{me4}\left(1 - \frac{1}{2}\sin^2\theta\right) + 2\gamma q_0^4\right]^{-1}. \qquad (21)$$

При переходе из состояния FS в состояние CS в точке $T = T_C$ волновое число q_0 уменьшается [1]. Это приводит к тому, что в точке перехода χ_d резко возрастает, что и проявляется в росте эффективности ЭМАП на экспериментальной зависимости (рис. 1). Согласно $H-T$-фазовым диаграммам [3,4], переходу из состояния FS в состояние CS в поле $H = 10$ kOe отвечает небольшой пик эффективности ЭМАП при температуре $T \approx 27$ K, а в поле $H = 20$ kOe — пик эффективности ЭМАП при температуре $T \approx 45$ K.

Из рис. 1 следует, что в магнитном поле $H = 10$ kOe в области существования фазы Fs наблюдается еще один интенсивный пик, а в поле $H = 20$ kOe — еще как минимум два пика эффективности ЭМАП. В поле $H = 10$ kOe это пик при температуре $T = 20$ K. Анализ фазовых диаграмм работ [3,4] (несмотря на некоторое расхождение между ними) позволяет сделать вывод, что данный пик обусловлен особенностями характеристик эрбия в области фазового перехода между соизмеримым состоянием с волновым числом 5/21 и несоизмеримым состоянием внутри FS фазы. В поле $H = 20$ kOe первый пик при температуре $T \approx 38$ K выражен очень слабо и может быть объяснен особенностью восприимчивости при переходе внутри фазы FS из несоизмеримого состояния в соизмеримой состояние с волновым числом 1/4 [3,4]. Аналогично второй пик при температуре $T \approx 27$ K может быть сопоставлен с особенностью восприимчивости при переходе внутри фазы FS из соизмеримого состояния с волновым числом 1/4 в соизмеримое состояние с волновым числом 5/21 [3,4].

Отметим, что при увеличении внешнего магнитного поля равновесный угол θ между намагниченностью и полем уменьшается. Это обусловливает то, что при увеличении напряженности магнитного поля эффективность ЭМАП из-за наличия в формуле (20) множителя $\cos^2\theta$ может возрастать во всем интервале $T \leqslant T_C$. Данное явление также имеет место на экспериментальной зависимости (рис. 1).

Таким образом, из сравнения экспериментальных результатов по исследованию эффективности ЭМАП в редкоземельном металле Er (рис. 1) и теоретических результатов, описывающих эффективность ЭМАП в фазах LSW и FS (формулы (17) и(20)), можно сделать следующие выводы.

Формулы (17) и (20) позволяют качественно объяснить пики эффективности ЭМАП, наблюдаемые экспериментально (рис. 1) в области фазовых переходов PM–LSW, LSW–CS и FS–CS. Эти пики обусловлены особенностями статической и динамической восприимчивостей эрбия вблизи указанных переходов. К сожалению, провести количественное сравнение между теорией и экспериментом не представляется возможным из-за большого числа неизвестных параметров, входящих в формулы (17) и (20). Для количественного сравнения теории и эксперимента требуется проведение комплексных экспериментов по измерению этих параметров при различных температурах и магнитных полях. Такие эксперименты для кристаллов эрбия не проведены до последнего времени. Количественное сравнение затруднено также и из-за того, что в экспериментах обычно используются конечные образцы, а теория строится для полубесконечных монокристаллов. Однако, как показано в [6], теория для полубесконечных кристаллов качественно позволяет объяснить все основные закономерности процессов ЭМАП в ферромагнитных металлах.

Как видно из сравнения формул (17), (20) и рис. 1, это относится и к процессам ЭМАП в монокристаллах эрбия.

Остальные пики эффективности ЭМАП, наблюдаемые экспериментально, по-видимому, обусловлены особенностями характеристик эрбия в области фазовых переходов между двумя соизмеримыми или соизмеримым и несоизмеримым состояниями внутри фаз CS и FS. Развитая в данной работе феноменологическая теория ЭМАП, в которой используется приближение сплошной среды, не позволяет описать эффекты соизмеримости, и соответственно фазовые переходы внутри фаз CS и FS между различными соизмеримыми и несоизмеримыми состояниями [1]. Для их описания, а также описания ЭМАП при наличии эффектов соизмеримости необходимо создание микроскопической теории электромагнитной генерации ультразвука в редкоземельных металлах, что является самостоятельной задачей. Такая задача до сих пор не решена в силу ее сложности. Тем не менее сравнение температурной зависимости эффективности ЭМАП (рис. 1) при различных значениях напряженности магнитного поля с $H-T$-фазовой диаграммой эрбия [3,4] позволяет сделать вывод, что действительно осталльные пики эффективности ЭМАП могут быть обусловлены проявлением эффектов соизмеримости внутри фаз Cs и FS.

Приложение

Равновесный тензор деформаций в фазе LSW имеет вид

$$U_{ik}^0 = 0 \quad (i \neq k),$$

$$U_{zz}^0 = -\frac{\gamma_{33}-\gamma_{31}}{c_{33}} M_z^2 - \frac{2c_{13}}{c_{33}} U_{xx}^0 - \frac{\gamma_1}{2c_{33}} M_z^2,$$

$$U_{xx}^0 = U_{yy}^0 = -\frac{c_{33}}{\Delta}\left(\tilde{\gamma}_1 - \frac{c_{13}}{c_{33}}\tilde{\gamma}_3\right)\sum_n M_n^z M_{-n}^z, \qquad (\text{П}1)$$

где $\tilde{\gamma}_1 = \gamma_{13} - \gamma_{12} + \gamma_1/2$, $\tilde{\gamma}_3 = \gamma_{33} - \gamma_{31} + \gamma_3/2$, $\Delta = c_{33}(c_{11}+c_{12}) - 2c_{13}^2$.

Равновесный тензор деформаций в фазе FS в приближении $qd \gg 1$ выражается следующими формулами:

$$U_{xx}^0 = U_{yy}^0 = -\frac{c_{33}}{2\Delta}(\gamma_{11}-\gamma_{12})M_0^2\sin^2\theta$$

$$-\frac{1}{\Delta}\left[c_{33[}(\gamma_{13}-\gamma_{12}) - c_{13}(\gamma_{33}-\gamma_{31})\right]M_0^2\cos^2\theta,$$

$$U_{zz}^0 = -\frac{2c_{13}}{c_{33}} U_{xx}^0 - \frac{1}{c_{33}}(\gamma_{33}-\gamma_{31})M_0^2\cos^2\theta,$$

$$U_{xz}^0 = -\frac{\gamma_{44}}{4c_{44}} M_0^2 \sin 2\theta \cos qz,$$

$$U_{yz}^0 = -\frac{\gamma_{44}}{4c_{44}} M_0^2 \sin 2\theta \sin qz, \quad U_{xy}^0 = 0. \qquad (\text{П}2)$$

Список литературы

[1] Ю.А. Изюмов. Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах. Энергоатомиздат, М. (1987).
[2] R.A. Cowley, J. Jensen. J. Phys.: Condens. Matter **4**, 9673 (1992).
[3] D.F. McMorrow, D.A. Jahan, R.A. Cowley, R.S. Ecclenton, G.J. McIntyre. J. Phys.: Condens. Matter **4**, 8599 (1992).
[4] H. Lin, M.F. Collins. Phys. Rev. **B45**, 12 873 (1992).
[5] D. Gibbs, J. Bohr, J.D. Axe, D.E. Moncton, K.L. D'Amico. Phys. Rev. **B34**, 8182 (1986).
[6] А.Н. Васильев, В.Д. Бучельников. УФН **162**, 89 (1992).
[7] А.В. Андрианов, А.Н. Васильев, Ю.П. Гайдуков и др. ФММ **64**, 1036 (1987).
[8] А.В. Андрианов, В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев и др. ЖЭТФ **97**, 1674 (1990).
[9] В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.Г. Шавров. ЖЭТФ **105**, 739 (1994).
[10] C.M. Lim, S. Dixon, C. Edwards, S.B. Palmer. J. Phys. D: Appl. Phys. **31**, 1362 (1998).
[11] C.M. Lim, C. Edwards, S. Dixon, S.B. Palmer. J. Magn. Magn. Mater. **234**, 387 (2001).
[12] В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров. ФТТ **31**, 81 (1989).
[13] V.D. Buchelnikov, I.V. Bychkov, V.G. Shavrov. J. Magn. Magn. Mater. **118**, 169 (1993).
[14] А.С. Боровик-Романов. В кн.: Итоги науки. Антиферромагнетизм и ферриты. Изд-во АН СССР, М. (1962).