В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров, Электромагнитное возбуждение поперечного звука в редкоземельных магнитных металлах, *Физика твердого тела*, 1991, том 33, выпуск 11, 3284–3291

УДК 538.221 : 538.3 : 534.143

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ЗВУКА В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров

Теоретически исследована генерация поперечного звука в ферромагнитной фазе редкоземельных металлов для двух ориентаций постоянного магнитного поля относительно кристаллографических осей. Для поля, параллельного гексагональной оси, амплитуда возбуждаемого звука значительно возрастает вблизи ориентационного фазового перехода и при резонансных частотах. В случае, когда поле лежит в базисной плоскости, эффективность генерации поперечного звука незначительна и может быть меньше эффективности генерации продольного звука за счет магнитострикции более высокого порядка. Последний результат позволяет объяснить ранее экспериментально наблюдавшееся поглощение электромагнитных волн в редкоземельных металлах на частотах, меньших частоты магнитоупругой щели в спектре квазиспиновых волн.

В последнее время появились работы, посвященные подробному экспериментальному и теоретическому исследованию возбуждения магнитоупругих (МУ) колебаний в магнитных металлах электромагнитными (ЭМ) волнами [1, 2]. В этих работах рассматривалось такое взаимное расположение векторов постоянного **H** и переменного **h** магнитных полей, при которых возбуждался только продольный звук. Кроме того, в них исследовались частоты мегагерцевого диапазона. Однако имеются экспериментальные работы (см., например, [3–5]), в которых, во-первых, возбуждался поперечный звук, а во-вторых, использовались частоты гигагерцевого диапазона. Некоторые теоретические аспекты возбуждения поперечного звука ЭМ волнами рассматривались в работах [1, 5, 6]. Однако теория в них была либо не совсем последовательна (в частности, в некоторых работах игнорировались спонтанные деформации в основном состоянии магнетиков), либо не позволяла объяснить экспериментальные результаты. Так, до сих пор отсутствует объяснение экспериментально наблюдавшегося пика поглощения ЭМ волн в редкоземельных металлах (РЗМ) на частоте, которая на порядок ниже частоты МУ щели в этих магнетиках [3].

В данной работе предложена последовательная теория возбуждения поперечного звука ЭМ волнами в магнитных металлах. Найдены амплитуды возбуждаемого поперечного звука для двух ориентаций векторов **H** и **h**. Показано, что вблизи ориентационных фазовых переходов (ОФП) амплитуда возбуждаемых волн существенно возрастает. Предложено объяснение экспериментальных результатов работы [3]. Получено, что их можно объяснить, если предположить, что в эксперименте возбуждается не поперечный, а продольный звук за счет магнитострикции более высокого порядка.

Рассмотрим РЗМ (Gd, Tb, Dy) в виде полупространства ($z > 0$) с нормалью **n**, параллельной гексагональной оси ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{c} \parallel \mathbf{z}$). Выбор ферромагнетиков в форме полупространства оправдан тем, что толщина скин-слоя обычно много меньше размеров образцов, используемых в экспериментах. Плотность свободной энергии имеет вид

$$F = \frac{1}{2}\alpha(\partial\mathbf{M}/\partial x)^2 - \frac{1}{2}K_1 M_z^2 M_0^{-2} - \frac{1}{2}K_6 M_0^{-6}(M_+^6 + M^6) - \mathbf{M}(\mathbf{H}+\mathbf{h}) -$$
$$-\frac{1}{2}\Lambda(\mathbf{M}^2 - \mathbf{M}_0^2) + (B_{11} - B_{12})M_0^{-2}(M_x^2 u_{xx} + M_y^2 u_{yy} + 2M_x M_y u_{xy}) +$$
$$+ (B_{13} - B_{12})M_0^{-2}M_z^2(u_{xx} + u_{yy}) + (B_{33} - B_{31})M_0^{-2}M_z^2 u_{zz} +$$
$$+ 2B_{44}M_0^{-2}(M_y M_z u_{yz} + M_x M_z u_{xz}) + B_{123}M_0^{-4}(3M_x^4 + 3M_y^4 + M_x^2 M_y^2)u_{zz} +$$
$$+ B_{233}M_0^{-4}M_z^2(M_x^2 + M_y^2)u_{zz} + B_{333}\ M_0^{-4}M_z^4 u_{zz} + \frac{1}{2}c_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2) + \frac{1}{2}c_{33}u_{zz}^2 +$$
$$+ c_{12}u_{xx}u_{yy} + c_{13}(u_{xx} + u_{yy})u_{zz} + 2c_{44}(u_{yz}^2 + u_{xz}^2) + (c_{11} - c_{12})u_{xy}^2. \qquad (1)$$

Здесь α, K, B и c — постоянные соответственно неоднородного обмена, анизотропии, магнитострикции и упругости; $\mathbf{M}$ — намагниченность ($\mathbf{M}_0$ — намагниченность насыщения) вещества; Λ — множитель Лагранжа, учитывающий условие $\mathbf{M}^2 = \mathbf{M}_0^2$; $\hat{u}$ — тензор деформаций; $\mathbf{M}_\pm = M_x \pm iM_y$. В МУ части свободной энергии учтены интересующие нас слагаемые, пропорциональные четвертой степени намагниченности (B_{123}, B_{233} и B_{333}). Данные слагаемые описывают магнитострикцию более высокого («четвертого») порядка. В Tb и Dy магнитострикция четвертого порядка может быть сравнима по величине с магнитострикцией второго порядка (слагаемые в (1), пропорциональные второй степени намагниченности) [7].

Исследование распространения волн в ферромагнетике с волновым вектором $\mathbf{k}$, параллельным гексагональной оси, будем проводить методом, основывающимся на решении связанной системы уравнений Максвелла, Ландау—Лифшица и теории упругости совместно с граничными условиями для векторов ЭМ поля, намагниченности и смещения [2, 5]. Будем рассматривать такие постоянные магнитные поля, при которых несуществен «лоренцевский» механизм возбуждения звука.

Рассмотрим сначала кристалл, помещенный в магнитное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ с основным состоянием $\mathbf{M} \parallel \mathbf{c}$. Эта фаза устойчива при $H + \tilde{K}_1/M_0 \geqslant 0$, где $\tilde{K}_1$ — перенормированная магнитострикцией константа анизотропии. Такой случай можно реализовать, например, для гадолиния [1]. Линеаризованная система связанных уравнений движения для циклических переменных $A_\pm = A_x \pm iA_y$ ($A_\pm \sim \exp(-i\omega t)$) выглядит следующим образом:

$$(\pm\omega - \omega_{s0} + gM_0\alpha D^2)m_\pm = gB_{44}Du_\pm - gM_0 h_\pm,$$
$$(\omega^2 + s_4^2 D^2)u_\pm = -(B_{44}/\rho M_0)Dm_\pm, \qquad (2)$$
$$\left(1 - \frac{1}{2}i\delta^2 D^2\right)h_\pm = -4\pi m_\pm,$$

где $D \equiv \partial/\partial z$, $\omega_{s0} = \omega_0 + \omega_{ma}$, $\omega_0 = g(H + \tilde{K}_1/M_0)$, $\omega_{ma} = gB_{44}^2/M_0 c_{44}$, g — гиромагнитное отношение, $s_4^2 = c_{44}/\rho$, ρ — плотность вещества, $\delta = v \times (2\pi\sigma\omega)^{-1/2}$ — толщина скин-слоя для немагнитного металла, v — скорость света в вакууме, σ — проводимость металла. Знаки $\pm$ в (2) соответствуют право- и левополяризованным колебаниям. Далее эти волны будут рассматриваться вместе. Для этого надо отбросить знаки $\pm$, формально полагая, что при $\omega > 0$ имеются правополяризованные, а при $\omega < 0$ левополяризованные волны. Уравнения (2) должны быть дополнены граничными условиями: непрерывностью тангенциальных компонент ЭМ полей h и e

$$h_\pm^{(i)}|_{z=0} = h_\pm^{(e)}|_{z=0}, \quad e_\pm^{(i)}|_{z=0} = e_\pm^{(e)}|_{z=0}, \qquad (3а)$$

отсутствием напряжений на поверхности

$$(c_{44}Du_\pm + B_{44}m_\pm/M_0)|_{z=0} = 0 \qquad (3б)$$

и отсутствием поверхностной магнитной анизотропии (свободные спины)

$$Dm_\pm|_{z=0}=0. \tag{3в}$$

Индексы i и e в (3а) отвечают ЭМ полям внутри и вне магнетика.

Ищем решение системы уравнений (2) в виде плоских волн: $A_\pm \propto \propto \exp(ikz)$. В этом случае дисперсионное уравнение связанных колебаний имеет вид

$$(k^2-k_m^2)(k^2-k_a^2)(k^2-k_e^2)-k_{me}^2k_e^2(k^2-k_a^2)-k_{ma}^2k_a^2(k^2-k_e^2)=0, \tag{4}$$

где

$$k_m^2=(\omega-\omega_0)/gM_0\alpha,\quad k_a^2=\omega^2/s_4^2,\quad k_e^2=2i/\delta^2, \tag{5}$$

значения волновых чисел невзаимодействующих волн,

$$k_{me}^2=\omega_M/gM_0\alpha,\quad k_{ma}^2=\omega_{ma}/gM_0\alpha \tag{6}$$

— волновые числа, отвечающие за взаимодействие ЭМ и упругой подсистем с магнитной подсистемой; $\omega_M=4\pi gM_0$.

Общее решение системы (2) для волн внутри металла имеет вид

$$A=A_1\exp(ik_1z)+A_2\exp(ik_2z)+A_3\exp(ik_3z),$$

где k_i — корни дисперсионного уравнения (4), а постоянные A_i находятся из граничных условий (3). Для компоненты вектора смещения $\mathbf{u}$ ($u=u_+$ при $\omega>0$ и $u=u_-$ при $\omega<0$) окончательно получаем

$$u=\frac{2iB_{44}h_0}{\rho\alpha M_0s_4^2R(k_1,\ k_2,\ k_3)}[k_1(k_2\Omega_2-k_3\Omega_3)\exp(ik_1z)+k_2(k_3\Omega_3-k_1\Omega_1)\exp(ik_2z)+$$
$$+k_3(k_1\Omega_1-k_2\Omega_2)\exp(ik_3z)], \tag{7}$$

где

$$R(k_1,\ k_2,\ k_3)=r_1(k_2\Omega_2-k_3\Omega_3)+r_2(k_3\Omega_3-k_1\Omega_1)+r_3(k_1\Omega_1-k_2\Omega_2),$$
$$r_i=\Omega_i(k_m^2-k_i^2)-k_a^2k_{ma}^2,\quad \Omega_i=k_a^2-k_i^2,\quad i=1,\ 2,\ 3, \tag{8}$$

h_0 — амплитуда внешнего переменного магнитного поля в вакууме. Из (7) следует, что смещение (а вместе с ним намагниченность и ЭМ поле в магнетике) имеет резонансы на частотах, определяемых уравнением

$$R(k_1,\ k_2,\ k_3)=0. \tag{9}$$

Рассмотрим область частот, в которой

$$k_m^2\gg\max(k_a^2,\ |k_e^2|,\ k_{me}|k_e|,\ k_{ma}k_a). \tag{10}$$

Это условие соответствует частотам вдали от ферромагнитного резонанса (ФМР) $\omega=\omega_0$. Анализ уравнения (9) в области частот (10) показывает, что в случае, когда $k_a\gg|\tilde{k}_e|$, $\tilde{k}_e=k_e(\omega_M/\omega_{ma})^{1/2}$ (или $\tilde{\delta}\gg\lambda$; $\tilde{\delta}=\delta(\omega_{ma}/\omega_M)$ — эффективная толщина скин-слоя в магнетике, $\lambda=s_4/\omega$ — длина звуковой волны), резонанс происходит на частоте $\omega=\omega_{s0}$, т. е. при этом работает концепция «замороженной решетки» [7]. При $k_a\ll|\tilde{k}_e|$ ($\tilde{\delta}\ll\lambda$) резонансная частота определяется формулой $\omega=\omega_0+\omega_M$ и работает концепция «свободной решетки» (МУ вклад в резонансную частоту отсутствует).

Приближенные значения корней дисперсионного уравнения (4) в области частот (10) имеют вид

$$k_1^2=\frac{\omega^2}{s_4^2}\begin{cases}\dfrac{\omega-\omega_{s0}}{\omega-\omega_0}, & k_a\gg|\tilde{k}_e|,\\[2mm] \dfrac{\omega-\omega_{s0}-\omega_M}{\omega-\omega_0-\omega_M}, & k_a\ll|\tilde{k}_e|,\end{cases}$$

$$k_2^2 = \frac{2i}{\delta^2}\begin{cases}\dfrac{\omega-\omega_{s0}-\omega_M}{\omega-\omega_{s0}}, & k_a \gg |\tilde{k}_e|,\\[2mm] \dfrac{\omega-\omega_0-\omega_M}{\omega-\omega_0}, & k_a \ll |\tilde{k}_e|,\end{cases} \tag{11}$$

$$k_3^2 = (\omega-\omega_0)/gM\alpha.$$

Случай $k_a \gg |\tilde{k}_e|$ соответствует для РЗМ большим частотам (1 ГГц и выше), а случай $k_a \ll |\tilde{k}_e|$ — малым частотам (10 МГц и ниже). Для амплитуды возбуждаемого правополяризованного поперечного звука в области наиболее интересных с экспериментальной точки зрения частот ($\omega_0 < \omega < \omega_{s0}$ при $k_a \gg |\tilde{k}_e|$ и $\omega_0 < \omega < \omega_0 + \omega_M$ при $k_a \ll |\tilde{k}_e|$) получаем следующую формулу:

$$u_+ = -\frac{gB_{44}h_0}{\rho s_4^3}\begin{cases}\dfrac{2\omega_{ma}\omega gM\alpha}{(\omega-\omega_0)^{5/2}(\omega_{s0}-\omega)^{1/2}}, & k_a \gg |\tilde{k}_e|,\\[2mm] \delta^2\omega\dfrac{(\omega_M+\omega_{s0}-\omega)^{1/2}}{(\omega_M+\omega_0-\omega)^{3/2}}, & k_a \gg |\tilde{k}_e|.\end{cases} \tag{12а}$$

В области частот $\omega < \omega_0 < \omega_{s0} < \omega_M + \omega_0$ вторая формула в (12а) не изменяется, а вместо первой имеем

$$u_+ = -\frac{2gB_{44}h_0}{\rho s_4\omega}\frac{1}{(\omega_0-\omega)^{1/2}(\omega_{s0}-\omega)^{1/2}}, \quad k_a \gg |\tilde{k}_e|. \tag{12б}$$

Амплитуда левополяризованных волн u_- для любых частот может быть получена из (12). В случае $k_a \gg |\tilde{k}_e|$ амплитуда u_- выражается формулой (12б), а при $k_a \ll |\tilde{k}_e|$ — второй формулой в (12а), если в них заменить $-\omega$ на $+\omega$. Отметим, что при $k_a \gg |\tilde{k}_e|$ и $\omega > \omega_0$ в глубь магнетика распространяется правополяризованная волна с волновым числом $k=k_3$, а в остальных случаях — с $k=k_1$. Левополяризованная же волна всегда распространяется с волновым числом $k=k_1$. Колебания с остальными k быстро затухают вблизи поверхности металла. Из (12) следует, что амплитуда возбуждаемого поперечного звука резонансно возрастает (как уже указывалось выше) при $\omega \to \omega_{s0}$ ($k_a \gg |\tilde{k}_e|$) и при $\omega \to \omega_0 + \omega_M$ ($k_a \ll |\tilde{k}_e|$). Однако при $k_a \gg |\tilde{k}_e|$ имеет место возрастание амплитуды и при $\omega \to \omega_0$. Этот случай исследуется ниже. Отметим, что формула (12) справедлива и для точки ОФП, в которой $\omega_0=0$. При этом также наблюдается возрастание амплитуды возбуждаемого звука.

Рассмотрим теперь область частот, в которой

$$k_M^2 \ll \min[k_a^2, |k_e^2|, k_{me}|k_e|, k_{ma}k_a]. \tag{13}$$

Данная область частот отвечает ФМР ($\omega \cong \omega_0$; в точке ОФП $\omega_0=0$ и резонансная частота $\omega=0$). Значения корней дисперсионного уравнения (4) имеют вид: при $k_a \gg |k_e|$

$$k_{1,3}^2 = \pm\frac{\omega}{s_4}(\omega_{ma}/gM\alpha)^{1/2}, \quad k_2^2 = \frac{2i}{\delta^2}\left(1+\omega_M/\omega_{ma}\right), \tag{14а}$$

а при $k_a \ll |\tilde{k}_e|$

$$k_{2,3}^2 = \pm\frac{1+i}{\delta}\left(\omega_M/gM\alpha\right)^{1/2}, \quad k_1^2 = \frac{\omega^2}{s_4^2}\left(1+\omega_{ma}/\omega_M\right). \tag{14б}$$

Амплитуда возбуждаемого поперечного звука в первом случае выражается формулой

$$|u| = \frac{\sqrt{2}\,g^{3/4}B_{44}h_0}{\rho\omega^{3/2}\omega_{ma}^{3/4}(M_0\alpha)^{1/4}s_4^{1/2}}, \tag{15а}$$

а во втором

$$|u| = \frac{gB_{44}h\,\omega\delta^2}{\rho s_4^3\omega_M}\left(1 + \omega_{ma}/\omega_M\right)^{1/2}. \tag{15б}$$

Отметим, что последняя формула получается из (12) при $\omega = \omega_0$. Из сравнения результатов (15) и (12) следует, что в области ФМР амплитуда возбуждаемого поперечного звука существенно возрастает.

Таким образом, эффективность генерации поперечного звука, кроме максимума на полевой зависимости в точке ОФП $\omega_0 = 0$, имеет также максимумы на частотной зависимости: при частотах $\omega = \omega_{s0}$ $(k_a \gg |\tilde{k}_e|)$, $\omega = \omega_0 + \omega_M$ $(k_a \ll |\tilde{k}_e|)$ и $\omega = \omega_0$. Эти частоты отвечают соответственно магнитоакустическому, магнитостатическому и ферромагнитному резонансам.

Исследуем далее случай, когда вектор постоянного магнитного поля H лежит в базисной плоскости (РЗМ Tb, Dy). В основном состоянии устойчивой является угловая фаза M_x, $M_y \neq 0$, $M_z = 0$. Равновесное значение угла φ_0 между намагниченностью и осью **a** (**x**) определяется уравнением

$$6K_6 \sin 6\varphi_0 + M_0 H \sin(\varphi_0 - \varphi_H) - \frac{5}{2\Delta} B_{123}(B_{11} - B_{12}) \sin 4\varphi_0 + \\ + \frac{5}{\Delta}(c_{11} + c_{12}) B_{123}^2 \sin 4\varphi_0 \left(3 - \frac{5}{4}\sin^2 2\varphi_0\right) = 0, \tag{16}$$

где φ_H — угол между осью **a** и вектором **H**; $\Delta = (c_{11} + c_{12})\, c_{33} - 2c_{13}^2$. Область устойчивости данной фазы ограничена неравенством

$$K_{eff} = HM_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_H) + 36K_6 \cos 6\varphi_0 - \frac{10}{\Delta} B_{123}(B_{11} - B_{12}) \cos 4\varphi_0 + \\ + \frac{5(c_{11} + c_{12})}{2\Delta} B_{123}^2 (12 - 39\sin^2 2\varphi_0 + 4\sin^4 2\varphi_0) \geqslant 0. \tag{17}$$

При $K_{eff} = 0$ происходит ОФП в фазу $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$.

Линеаризованные уравнения движения имеют вид (вектор $\mathbf{h}_0$ параллелен оси **b** (**y**), которая при $H = 0$ является легкой осью для Tb и трудной для Dy)

$$\begin{gathered} -i\omega m_{x'} = (\omega_{20} - gM_0\alpha D^2)\, m_{y'} + \\ + gM_0 \sin\varphi_0 h_x - gM_0 \cos\varphi_0 h_y - \frac{5}{2} gB_{123} \sin 4\varphi_0 Du_z, \\ -i\omega m_{y'} = -(\omega_{10} - gM_0\alpha D^2)\, m_{x'} + gB_{44}(\sin\varphi_0 Du_y + \cos\varphi_0 Du_x), \\ (\omega^2 - s_3^2 D^2)\, u_z = \frac{5}{2}\frac{B_{123}}{\rho M_0} \sin 4\varphi_0 Dm_{y'}, \\ (\omega^2 + s_4^2 D^2)\, u_{x,y} = \frac{B_{44}}{\rho M_0} \begin{Bmatrix} \cos\varphi_0 \\ \sin\varphi_0 \end{Bmatrix} Dm_{x'}, \\ \left(1 - \frac{i}{2}\delta^2 D^2\right) h_{x,y} = 4\pi \begin{Bmatrix} \sin\varphi_0 \\ \cos\varphi_0 \end{Bmatrix} m_{y'}, \end{gathered} \tag{18}$$

где $m_{x'}$, $m_{y'}$ — проекции переменной намагниченности на оси квантования; $s_3^2 = c_{33}/\rho$,

$$\omega_{10} \simeq g|K_1|/M_0, \quad \omega_{20} = gK_{eff}/M_0 + \omega_{ma2}, \\ \omega_{ma2} = \frac{2g(B_{11} - B_{12})^2}{M_0(c_{11} - c_{12})} + \frac{25g(c_{11} + c_{12})}{4\Delta M_0} B_{123}^2 \sin^2 4\varphi_0. \tag{19}$$

При записи ω_{10} пренебрегалось всеми слагаемыми, малыми по сравнению с одноосной анизотропией.

В случае $\varphi_0=\varphi_H=0$ из (18) следует, что внешнее переменное магнитное поле с $\mathbf{h}_0 \parallel \mathbf{b}$ возбуждает только поперечный звук с поляризацией вдоль оси $\mathbf{a}$. Дисперсионное уравнение при этом выглядит следующим образом:

$$[k^4+k^2(k_{m1}^2+k_{m2}^2)+k_{mm}^4](k^2-k_e^2)(k^2-k_a^2)-k_{me}^2k_e^2(k^2+k_{m1}^2)(k^2-k_a^2)-$$
$$-k_a^2k_{ma1}^2(k^2+k_{m2}^2)(k^2-k_e^2)+k_a^2k_e^2k_{ma1}^2k_{me}^2=0, \qquad (20)$$

где

$$k_{m1,2}^2=\omega_{10,20}/gM_0\alpha, \quad k_{ma1}=\omega_{ma1}/gM_0\alpha,$$
$$k_{mm}^4=(\omega_{10}\omega_{20}-\omega^2)/(gM_0\alpha)^2, \quad \omega_{ma1}=gB_{44}^2/M_0c_{44}.$$

Анализ дисперсионного уравнения (20) показывает, что при частотах $\omega^2 \ll \omega_{10}\omega_{20}$ (в точке ОФП $\omega_{20}=\omega_{ma2}$, а $\omega_{10}\omega_{20}=\omega_{10}\omega_{ma2}=\omega_{\text{МУ}}^2$ — МУ щель в спектре квазиспиновых волн) его корни имеют вид

$$k_1^2 \cong k_a^2\begin{cases} 1+\omega_{ma1}/\omega_{10}, \\ 1+\omega_M/\omega_{20}+\omega_{ma1}/\omega_{10}, \end{cases}$$

$$k_2^2 \cong k_e^2\begin{cases} 1+2\omega_M/\omega_{20}, & k_a \gg |k_e|, \\ 1+\omega_M/\omega_{20}, & k_a \ll |k_e|, \end{cases}$$

$$k_3^2 \cong -k_{m2}^2, \quad k_4^2 \cong -k_{m1}^2. \qquad (21)$$

Решение граничной задачи совместно с уравнениями (18) приводит к следующему выражению для амплитуды возбуждаемого поперечного звука:

$$u_x=-\frac{2h_0gB_{44}\omega}{\rho s_4^2\omega_{10}\omega_{20}(1-\omega_{ma1}/\omega_{10})}\,\frac{k_1}{(k_2^2-k_1^2)}, \qquad (22)$$

где k_1 и k_2 определяются формулами (21). Отметим, что при указанной выше ориентации $\mathbf{H}$ и $\mathbf{h}$ резонансное возбуждение поперечного звука вблизи ОФП возможно только на частоте порядка МУ щели: $\omega \cong \omega_{\text{МУ}}$. В РЗМ Tb и Dy $\omega_{\text{МУ}} \sim 10^3$ ГГц [7].

Рассмотрим теперь случай, когда φ_0, $\varphi_H \neq 0$. В такой ситуации будут возбуждаться одновременно и поперечный и продольный звуки. Для нахождения амплитуды возбуждаемого продольного звука положим для простоты в (18) $B_{44}=0$ (условие, при котором можно пренебречь этой постоянной, будет получено ниже). При $B_{44}=0$ возбуждается только продольный звук. Дисперсионное уравнение системы (18) имеет вид

$$[k^4+k^2(k_{m1}^2+k_{m2}^2)+k_{mm}^4](k^2-k_e^2)(k^2-k_a^2)-k_e^2k_{me}^2(k^2+k_{m1}^2)(k^2-k_a^2)-$$
$$-k_a^2k_{ma3}^2(k^2+k_{m1}^2)(k^2-k_e^2)=0, \qquad (23)$$

где

$$k_a^2=\omega^2/s_3^2, \quad k_{ma3}^2=\omega_{ma3}/gM_0\alpha, \quad \omega_{ma3}=25gB_{123}^2\sin^2 4\varphi_0/(4M_0c_{33}),$$

остальные обозначения введены выше. Корни уравнения (23) в области частот $\omega^2 \ll \omega_{10}\,(\omega_{20}-\omega_{ma3})$ выглядят следующим образом:

$$k_1^2=\frac{\omega^2}{s_3^2}\begin{cases} \dfrac{\omega_{20}}{\omega_{20}-\omega_{ma3}}, & k_a \gg |k_e|, \\ \dfrac{\omega_{20}+\omega_M}{\omega_{20}+\omega_M-\omega_{ma3}}, & k_a \ll |k_e|, \end{cases}$$

$$k_2^2=\frac{2i}{\delta^2}\begin{cases} \dfrac{\omega_{20}+\omega_M}{\omega_{20}}, & k_a \gg |k_e|, \\ \dfrac{\omega_{20}+\omega_M-\omega_{ma3}}{\omega_{20}-\omega_{ma3}}, & k_a \ll |k_e|, \end{cases}$$

$$k_3^2=-(\omega_{20}-\omega_{ma3})/gM_0\alpha, \quad k_4^2=-\omega_{10}/gM_0\alpha. \qquad (24)$$

Амплитуда возбуждаемого продольного звука выражается формулой

$$u_z = \frac{5ih_0 gB_{123}\cos\varphi_0 \sin 4\varphi_0}{\rho s_3^2\omega_{20}(1-\omega_{ma3}/\omega_{20})}\,\frac{k_1}{k_2^2-k_1^2}, \tag{25}$$

где k_1 и k_2 определяются соотношениями (24). Отметим, что и здесь резонанс имеет место только на частоте порядка МУ щели: $\omega \cong \omega_{10}$ $(\omega_{20}-\omega_{ma3})$.

При малых φ_0 и φ_H и $B_{44} \neq 0$ можно одновременно пользоваться формулами (22) и (25) для амплитуды возбуждаемых волн. Сравним по величине амплитуды u_z и u_x, имея в виду, что $\omega_{mai} \ll \omega_{10}$, а ω_{20}, k_1 и k_2 в обоих формулах по порядку величины совпадают

$$\frac{|u_x|}{|u_z|} = \frac{2B_{44}\omega}{5B_{123}\omega_{10}}\left(\frac{s_3}{s_4}\right)^2 (\sin 4\varphi_0)^{-1}. \tag{26}$$

Используя значения постоянных для Tb из [8] получим, что при $\varphi_0 = 3-10°$ и $\omega = 10$ ГГц отношение $|u_x|/|u_z| \sim 10^{-1} \div 10^{-2}$. Таким образом, из сравнения амплитуд возбуждаемых волн следует, что в рассматриваемой области частот амплитуда продольного звука может превосходить на несколько порядков амплитуду поперечного звука, т. е. продольный звук при данной ориентации **H** и **h** должен генерироваться намного эффективнее поперечного.

Вблизи ОФП $K_{\text{eff}} \to 0$ частота $\omega_{20} \to \omega_{ma2}$ и, согласно (22) и (25), амплитуды возбуждаемых волн при спиновой переориентации имеют характерные максимумы. Аналогичные результаты были получены для других ориентаций **H** и **h** [2]. Результат (25) качественно согласуется с экспериментом [3]. В частности, в [3] отсутствовал пик поглощения ЭМ волн при $\varphi_H = 0$ и, наоборот, этот пик имел место при $\varphi_H \neq 0$. Как следует из (25), вблизи ОФП $\omega_{20} \to \omega_{ma2}$ и знаменатель (25) возрастает при приближении к точке ОФП. Однако в числителе формулы (25) имеется сомножитель $\sin 4\varphi_0$, который при приближении к точке ОФП стремится к нулю, если $\varphi_H = 0$. Это приводит к тому, что при $\varphi_H = 0$ отсутствует эффективная генерация звуковых волн ЭМ волнами (имеется лишь слабая генерация поперечного звука (22)). В эксперименте [3] при $\varphi_H = 0$ пик поглощения ЭМ волн в области ОФП действительно отсутствовал. При $\varphi_H \neq 0$ числитель (25) отличен от нуля даже в самой точке ОФП (где $\varphi_0 = \varphi_H$). Поэтому в данном случае в области ОФП имеется максимум эффективности генерации продольного звука. Этот результат также подтверждается в эксперименте [3]. Кроме того, пик поглощения ЭМ волн вблизи ОФП, согласно (25), должен наблюдаться при любых частотах из интервала $\omega^2 \ll \omega_{10}\omega_{20}$, что опять же согласуется с экспериментом [1, 2, 4].

Таким образом, из проведенного выше исследования возбуждения поперечного звука можно сделать следующие выводы.

В ферромагнитных РЗМ с основным состоянием $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \parallel \mathbf{c}$ и при $\mathbf{h} \perp \mathbf{c}$ амплитуда генерируемого ЭМ волнами поперечного звука резонансно возрастает на частотах, отвечающих ферромагнитному и магнитоакустическому резонансам (МАР), когда эффективная толщина скин-слоя превосходит длину волны возбуждаемого звука, и на частотах ферромагнитного и магнитостатического резонансов (МСР) — в обратном случае. Кроме того, при частотах, меньших частот МАР и МСР, амплитуда возбуждаемого звука существенно возрастает в области ОФП.

В РЗМ с основным состоянием $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{a} \perp \mathbf{n}$ и при $\mathbf{h} \parallel \mathbf{b}$ также может возбуждаться поперечный звук. При этом резонансное возбуждение поперечного звука вблизи ОФП может иметь место только на частоте, равной частоте МУ щели в спектре квазиспиновых волн. Амплитуда возбуждаемых упругих колебаний также возрастает вблизи ОФП. Однако эффективность генерации звука в отличие от предыдущего случая ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) существенно (в ω_{10}/ω раз при $\omega_{10} \gg \omega$) уменьшается. Это может являться причиной того, что в эксперименте [3] в данной геометрии не наблюдался пик поглощения ЭМ волн в Tb при частоте $\omega/2\pi = 24$ ГГц (в Tb $\omega_{10} \sim 10^4$ ГГц [7]).

В основном состоянии M_x, $M_y \neq 0$, $M_z = 0$ и при $\mathbf{h} \parallel \mathbf{b}$ возбуждаются и поперечный, и продольный звуки (последний за счет магнитострикции четвертого порядка, которая в РЗМ велика). Здесь вновь резонансное возбуждение звука обеих поляризаций может иметь место только на частоте МУ щели $\omega_{МУ}$. В области ОФП при любых частотах, меньших частоты $\omega_{МУ}$, амплитуды как поперечных, так и продольных упругих волн значительно возрастают. Причем амплитуда возбуждаемого продольного звука при $\mathbf{H}$, направленном под углом к оси $\mathbf{a}$, существенно превосходит (на несколько порядков) амплитуду поперечного звука. Это обусловлено наличием малого параметра ω/ω_{10} в выражении для амплитуды поперечного звука и отсутствием его в выражении для амплитуды продольного звука. При этом амплитуда возбуждаемого продольного звука имеет характерную зависимость от угла между $\mathbf{H}$ и осью $\mathbf{a}$. Данные результаты (возрастание амплитуды возбуждаемых волн в области ОФП при любых частотах, меньших частоты МУ щели, и ее характерная зависимость от угла между $\mathbf{H}$ и осью $\mathbf{a}$) хорошо согласуются с экспериментальными результатами [3] по исследованию поглощения ЭМ волн в РЗМ.

Полученные результаты позволяют также снять проблему концепций «замороженной» и «свободной» решеток [7]. В геометрии эксперимента [3] резонанс может наблюдаться только на частоте МУ щели $\omega_{МУ}$. Наблюдавшиеся же в [3] пики поглощения ЭМ волн на частоте, меньшей $\omega_{МУ}$, объясняются возрастанием амплитуды возбуждаемого продольного звука в области ОФП, а не резонансом на частоте ФМР (в модели «свободной» решетки, как предполагалось в [6]).

Список литературы

[1] Андрианов А. В., Бучельников В. Д., Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П., Ильясов Р. С., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 277—288.
[2] Андрианов А. В., Бучельников В. Д., Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 5. С. 1674—1687.
[3] Hart L. W., Stanford J. L. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27, N 10. P. 676—679.
[4] Wagner T. K., Stanford J. L. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 5. P. 1876—1878.
[5] Grishin A. M., Drobot'ko V. F. // Solid State Commun. 1982. V. 44. N 2. P. 221—223.
[6] Vigren D. T., Liu S. H. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 7. P. 2719—2734.
[7] Динамические и кинетические свойства магнетиков / Под ред. С. В. Вонсовского, Е. А. Турова. М.: Наука, 1986. Гл. 3.

Челябинский
государственный университет

Поступило в Редакцию
7 июня 1991 г.