

УДК 538.221 : 538.3 : 534.143

© 1991

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 \mathbf{H} и переменного \mathbf{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. Найденны амплитуды возбуждаемого поперечного звука для двух ориентаций векторов \mathbf{H} и \mathbf{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 \mathbf{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

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

Здесь α , K , B и c — постоянные соответственно неоднородного обмена, анизотропии, магнитоупругости и упругости; \mathbf{M} — намагниченность (M_0 — намагниченность насыщения) вещества; Λ — множитель Лагранжа, учитывающий условие $M^2 = M_0^2$; \hat{u} — тензор деформаций; $M_{\pm} = M_x \pm iM_y$. В МУ части свободной энергии учтены интересующие нас слагаемые, пропорциональные четвертой степени намагниченности (B_{123} , B_{233} и B_{333}). Данные слагаемые описывают магнитоупругость более высокого («четвертого») порядка. В Tb и Dy магнитоупругость четвертого порядка может быть сравнима по величине с магнитоупругостью 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 $H + \tilde{K}_1 / M_0 \geq 0$, где \tilde{K}_1 — перенормированная магнитоупругостью 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:

$$\begin{aligned}
(\pm \omega - \omega_0 + gM_0 \alpha D^2) m_{\pm} &= gB_{44} Du_{\pm} - gM_0 h_{\pm}, \\
(\omega^2 + s_4^2 D^2) u_{\pm} &= -(B_{44} / \rho M_0) D m_{\pm}, \\
\left(1 - \frac{1}{2} i \delta^2 D^2\right) h_{\pm} &= -4\pi m_{\pm},
\end{aligned} \quad (2)$$

где $D \equiv \partial / \partial z$, $\omega_0 = \omega_0 + \omega_{ma}$, $\omega_0 = g(H + \tilde{K}_1 / M_0)$, $\omega_{ma} = gB_{44}^2 / M_0 c_{44}$, g — гиромангнитное отношение, $s_4^2 = c_{44} / \rho$, ρ — плотность вещества, $\delta = v \times \times (2\pi c \omega)^{-1/2}$ — 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

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

отсутствием напряжений на поверхности

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

и отсутствием поверхностной магнитной анизотропии (свободные спины)

$$Dm_{\pm}|_{z=0} = 0. \quad (3в)$$

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

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

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

где

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

значения волновых чисел невзаимодействующих волн,

$$k_{m\bullet}^2 = \omega_M/gM_0\alpha, \quad k_{ma}^2 = \omega_{ma}/gM_0\alpha \quad (6)$$

— 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

$$A = A_1 \exp(ik_1 z) + A_2 \exp(ik_2 z) + A_3 \exp(ik_3 z),$$

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

$$u = \frac{2iB_{44}h_0}{\rho\alpha M_0 s_4^2 R(k_1, k_2, k_3)} [k_1(k_2\Omega_2 - k_3\Omega_3)\exp(ik_1 z) + k_2(k_3\Omega_3 - k_1\Omega_1)\exp(ik_2 z) + k_3(k_1\Omega_1 - k_2\Omega_2)\exp(ik_3 z)], \quad (7)$$

где

$$R(k_1, k_2, k_3) = r_1(k_2\Omega_2 - k_3\Omega_3) + r_2(k_3\Omega_3 - k_1\Omega_1) + r_3(k_1\Omega_1 - k_2\Omega_2), \quad (8)$$

$$r_i = \Omega_i(k_m^2 - k_i^2) - k_a^2 k_{ma}^2, \quad \Omega_i = k_a^2 - k_i^2, \quad i = 1, 2, 3,$$

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

$$R(k_1, k_2, k_3) = 0. \quad (9)$$

Рассмотрим область частот, в которой

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

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

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

$$k_3^2 = \frac{2i}{\delta^2} \begin{cases} \frac{\omega - \omega_{s0} - \omega_M}{\omega - \omega_{s0}}, & k_a \gg |\tilde{k}_e|, \\ \frac{\omega - \omega_0 - \omega_M}{\omega - \omega_0}, & k_a \ll |\tilde{k}_e|, \end{cases} \quad (11)$$

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

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:

$$u_+ = -\frac{gB_{44}h_0}{\rho s_4^3} \begin{cases} \frac{2\omega_{m0}\omega gM\alpha}{(\omega - \omega_0)^{3/2}(\omega_{s0} - \omega)^{1/2}}, & k_a \gg |\tilde{k}_e|, \\ \delta^2\omega \frac{(\omega_M + \omega_{s0} - \omega)^{1/2}}{(\omega_M + \omega_0 - \omega)^{3/2}}, & k_a \ll |\tilde{k}_e|. \end{cases} \quad (12a)$$

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

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

Амплитуда левополяризованных волн u_- для любых частот может быть получена из (12). В случае $k_a \gg |\tilde{k}_e|$ амплитуда u_- выражается формулой (12b), а при $k_a \ll |\tilde{k}_e|$ — второй формулой в (12a), 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 $\omega \rightarrow \omega_{s0}$ ($k_a \gg |\tilde{k}_e|$) и при $\omega \rightarrow \omega_0 + \omega_M$ ($k_a \ll |\tilde{k}_e|$). Однако при $k_a \gg |\tilde{k}_e|$ имеет место возрастание амплитуды и при $\omega \rightarrow \omega_0$. 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

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

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 $k_a \gg |\tilde{k}_e|$

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

а при $k_a \ll |\tilde{k}_e|$

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

Амплитуда возбуждаемого поперечного звука в первом случае выражается формулой

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

$$|u| = \frac{gB_{44}\hbar\omega\delta^2}{\rho s_3^2\omega_M} (1 + \omega_{ma}/\omega_M)^{1/2}. \quad (15b)$$

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 $\omega = \omega_{s_0}$ ($k_a \gg |\tilde{k}_e|$), $\omega = \omega_0 + \omega_M$ ($k_a \ll |\tilde{k}_e|$) и $\omega = \omega_0$. Эти частоты отвечают соответственно магнитоакустическому, магнитоакустическому 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

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

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

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

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

Линеаризованные уравнения движения имеют вид (вектор h_0 параллелен оси b (y), которая при $H = 0$ является легкой осью для Tb и трудной для Dy)

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

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

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

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:

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

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 $\omega_{10}\omega_{20} = \omega_{10}\omega_{ma2} = \omega_{МУ}^2$ — МУ щель в спектре квазиспиновых волн) его корни имеют вид

$$k_1^2 \cong k_a^2 \begin{cases} 1 + \omega_{ma1}/\omega_{10}, \\ 1 + \omega_M/\omega_{20} + \omega_{ma1}/\omega_{10}, \end{cases} \\ k_2^2 \cong k_e^2 \begin{cases} 1 + 2\omega_M/\omega_{20}, & k_a \gg |k_e|, \\ 1 + \omega_M/\omega_{20}, & k_a \ll |k_e|, \end{cases} \\ k_3^2 \cong -k_{m2}^2, \quad k_4^2 \cong -k_{m1}^2. \quad (21)$$

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

$$u_x = - \frac{2k_0gB_{44}\omega}{\rho s_3^2 \omega_{10}\omega_{20}(1 - \omega_{ma1}/\omega_{10})} \frac{k_1}{(k_1^2 - k_4^2)}, \quad (22)$$

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: $\omega \cong \omega_{МУ}$. В РЗМ T_b и $D_u \omega_{МУ} \sim 10^3$ ГГц [7].

Рассмотрим теперь случай, когда $\varphi_0, \varphi_H \neq 0$. 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

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

где

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

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

$$k_1^2 = \frac{\omega^2}{s_3^2} \begin{cases} \frac{\omega_{20}}{\omega_{20} - \omega_{ma3}}, & k_a \gg |k_e|, \\ \frac{\omega_{20} + \omega_M}{\omega_{20} + \omega_M - \omega_{ma3}}, & k_a \ll |k_e|, \end{cases} \\ k_2^2 = \frac{2i}{\delta^2} \begin{cases} \frac{\omega_{20} + \omega_M}{\omega_{20}}, & k_a \gg |k_e|, \\ \frac{\omega_{20} + \omega_M - \omega_{ma3}}{\omega_{20} - \omega_{ma3}}, & k_a \ll |k_e|, \end{cases} \\ k_3^2 = -(\omega_{20} - \omega_{ma3})/gM_0\alpha, \quad k_4^2 = -\omega_{10}/gM_0\alpha. \quad (24)$$

$$u_z = \frac{5ih_n g B_{123} \cos \varphi_0 \sin 4\varphi_0}{\rho s_3^2 \omega_2 (1 - \omega_{ma3}/\omega_2)} \frac{k_1}{k_2^2 - k_1^2}, \quad (25)$$

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_x и u_z , имея в виду, что $\omega_{mat} \ll \omega_{10}$, а ω_{20} , k_1 и k_2 в обеих формулах по порядку величины совпадают

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

Используя значения постоянных для Ть из [8] получим, что при $\varphi_0 = 3-10^\circ$ 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 \mathbf{H} и \mathbf{h} должен генерироваться намного эффективнее поперечного.

Вблизи ОФП $K_{eff} \rightarrow 0$ частота $\omega_{20} \rightarrow \omega_{ma2}$ и, согласно (22) и (25), амплитуды возбуждаемых волн при спиновой переориентации имеют характерные максимумы. Аналогичные результаты были получены для других ориентаций \mathbf{H} и \mathbf{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 $\omega_{20} \rightarrow \omega_{ma2}$ 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 Ть при частоте $\omega/2\pi = 24$ ГГц (в Ть $\omega_{10} \sim 10^4$ 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 магнитоупругости четвертого порядка, которая в РЗМ велика). Здесь вновь резонансное возбуждение звука обеих поляризацій 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., Drobt'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.