УДК 537.634.2

МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В РОМБОЭДРИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

И. Е. Дикштейн, В. В. Тарасенко

Исследовано распространение магнитоупругих волн в ромбоэдрических антиферромагнетиках. Показано, что учет ромбоэдрической магнитной анизотропии и дипольной энергии необходим для определения основного состояния антиферромагнетика и направления распространения и поляризации мягкой акустической моды.

1. Ромбоэдрические антиферромагнетики (АФ) α-Fe_2O_3 и $FeBO_3$ являются классическими объектами для исследования магнитоупругих явлений. Именно на этих кристаллах наблюдались рекордные изменения скорости звука как функции магнитного поля **H** и давления P [1-5]. Теоретический анализ магнитоупругих явлений в таких АФ проводился в работах [6-8], в которых предсказывалось уменьшение скорости поперечного звука до своего предельного значения, близкого к нулю, для определенных направлений волнового вектора **k** и поляризации волны при $H=0$, а также при $H=H_c\,(P)$ в случае ориентационного фазового перехода (ФП) по полю и давлению. Отметим, что ориентационный ФП является частным случаем ФП ферроэластического типа, к которым относятся ФП в собственных сегнетоэластиках. В последних было обнаружено уменьшение звука более чем на порядок в окрестности точки Кюри [9]. В ромбоэдрических же АФ максимальное уменьшение скорости звука составляло 20—30 % [1-5]. Расхождение результатов теории и эксперимента может быть вызвано рядом факторов. Прежде всего к ним относятся структурные и магнитные неоднородности образцов, в том числе и доменная структура. В частности, если при ориентационном ФП образец разбивается на домены [10], то в нуль обращается фазовая и групповая скорость магнитоупругой волны с волновым вектором $k=k_c$, отличным от нуля, где k_c — обратный период зарождающейся доменной структуры. Другая важная причина расхождения теории и эксперимента состоит в том, что в [6] рассматривалась упрощенная модель АФ, который предполагался изотропным, упругим и магнитоупругим. Более реалистическая модель ромбоэдрического АФ рассматривалась в [7]. Однако поскольку в этой работе пренебрегалось выходом антиферромагнитного вектора из базисной плоскости, в ней естественно не учитывалась ромбоэдрическая магнитная анизотропия. Кроме того, в [7] не учитывалась энергия дипольного взаимодействия. Поэтому результаты [7] адекватно описывают экспериментальные данные лишь для случая достаточно больших полей $H \gg \max\{H_c,\ H_1\}$ ($H_c = 2H_EH_{A'}/H_D$ и $H_I = 4\pi MH_D/H_E$ — характерные поля ромбоэдрической анизотропии и дипольного взаимодействия соответственно для α-Fe_2O_3 [3, 11] $H_c \sim 15$ Э и $H_I \sim 26$ Э при $T=297$ K, для $FeBO_3$ [3] $H_I \sim 216$ Э при $T=297$ K, H_c неизвестно, $H_{A'}$, H_D, и H_E — поля ромбоэдрической анизотропии, Дзялошинского и обмена соответственно) и заведомо неприменимы при $H \sim \max\{H_c,\ H_I\}$. В частности, если магнитное поле $H=H_c$ приложено в базисной плоскости кристалла, перпендикулярно одной из осей второго порядка, то в АФ произойдет

ориентационный ФП второго рода, который не может не повлиять на спектр магнитоупругих волн в ромбоэдрическом АФ.

В настоящей работе исследовано влияние анизотропии и дипольных сил на спектр магнитоупругих волн в идеальных ромбоэдрических АФ без доменной структуры. Определена величина поля ориентационного ФП с учетом магнитострикции. Показано, что дипольное поле и ромбоэдрическую анизотропию необходимо учитывать для определения направления распространения и поляризации мягкой акустической моды. Информация об условиях возникновения и характере распространения акустической моды может быть использована для ее целенаправленного поиска.

2. Рассмотрим антиферромагнетики с точечной группой симметрии D_{3d}^6. В настоящее время известно несколько десятков таких кристаллов [12]. Плотность свободной энергии антиферромагнетика представим в виде

$$F = F_{\text{М}} + F_{\text{МУ}} + F_{\text{У}}, \tag{1}$$

$$F_{\text{М}} = 2M\left\{H_E\mathbf{m}^2 - H_D(\mathbf{m}\times\mathbf{l})_z + \frac{1}{2}\left[H_A l_z^2 + H_{A1}m_z^2 + H_{A2}l_z^4 + \right.\right.$$
$$+ H_{A3}\left(l_+^3 - l_-^3\right)l_z/2i + H_{A4}\left(l_+^3 + l_-^3\right)m_z/2 + H_{A5}\left(l_+^6 + l_-^6\right)/2\Big] -$$
$$\left. - \mathbf{m}\mathbf{H}_D/2 - \mathbf{m}\mathbf{H} + \frac{1}{2}\alpha M(\nabla_{x_i}\mathbf{l})^2\right\},$$

$$F_{\text{МУ}} = B_+(l_x^2 + l_y^2)e_+ + (B_{66}e_- + B_{14}e_4)(l_x^2 - l_y^2) + 2(B_{66}e_6 + B_{14}e_5)l_xl_y + B_{33}l_z^2e_3 +$$
$$+ (B_{44}e_4 + B_{41}e_-)l_yl_z + (B_{44}e_5 + B_{41}e_6)l_xl_z,$$

$$F_{\text{У}} = \frac{1}{2}[c_+e_+^2 + c_{66}e_-^2 + c_{33}e_3^2 + c_{66}e_6^2 + c_{44}(e_4^2 + e_5^2) + 2c_{13}e_+e_3 + 2c_{14}(e_-e_4 + e_5e_6)$$

— магнитная [13], магнитоупругая и упругая части свободной энергии; $\mathbf{l}=(\mathbf{M}_1-\mathbf{M}_2)/2M$, $\mathbf{m}=(\mathbf{M}_1+\mathbf{M}_2)/M$, $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ — намагниченность подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M$; H_d и H_{Ai} — поля дипольного взаимодействия и анизотропии; α, B — константы неоднородного обмена и магнитострикции соответственно; $c_{\alpha\beta}$ и e_α — компоненты тензоров упругих модулей и деформации; $c_+=(c_{11}+c_{12})/2$, $e_\pm=e_1\pm e_2$, $B_+=(B_{11}+B_{12})/2$, $l_\pm=l_x\pm il_y$.

В гематите вдали от точки Морина T_M $(T_M < T < T_N)$ поле ромбоэдрической анизотропии $H_{A'} = 18\left(H_{A5} + H_{A3}^{*2}/8H_A^*\right) > 0$, $H_A^* \gg H_{A'}$ и $H_E \gg H_A^*$, H_D, H_{Ai}, где $H_A^* = H_A + (H_{e1} - H_{e2})/2 + H_{e5}$, $H_{A2}^* = H_{A2} + (H_{e2} - H_{e1}/2 - H_{e4} - H_{e5})/2$, $H_{A3}^* = H_{A3} + H_{e3}$ — эффективные константы анизотропии, перенормированные за счет магнитоупругой связи; $H_{e1}=2(B_{66}^2c_{44} - 2B_{66}B_{14}c_{14} + B_{14}{}^2c_{66})/c_2M$, $H_{e2}=(c_{66}B_{44}^2 - 2c_{14}B_{41}B_{44} + c_{44}B_{41}^2)/c_2M$, $H_{e3} = [(c_{14}B_{66} - c_{66}B_{14})B_{44} + B_{41}(B_{14}c_{14} - B_{66}c_{44})]/c_2M$, $H_{e4}=2(B_+c_{13} + B_{33}c_+)\times B_{33}/c_3M$, $H_{e5}=2(B_+^2c_{33} + B_{33}B_+c_{13})/c_3M$, $c_2=c_{66}c_{44} - c_{14}^2$, $c_3=c_+c_{33} - c_{13}^2$. Пусть поле $H \leqslant H_E$ приложено перпендикулярно тригональной оси z. В принятых приближениях равновесные направления намагниченности подрешеток и спонтанные деформации $e_d^{(0)}$ определяется из следующих соотношений

$$\left.\begin{aligned}
&\sin\vartheta = -H_{A3}^*\cos 3\varphi/2H_A^*, \quad 6H\Delta\Phi\sin(\varphi - \varphi_H) + H_{A'}\sin 6\varphi = 0,\\
&(\varphi_1 - \varphi_2)/2 = \pi/2 - \Delta\Phi, \quad \Theta = (\vartheta_1 + \vartheta_2)/2 = -H_{A4}\sin 3\varphi/4H_E \sim m_z,\\
&\Delta\Phi = [H_D + H\cos(\varphi - \varphi_H)]/2H_E, \quad \vartheta = (\vartheta_1 - \vartheta_2)/2 = (\widehat{\mathbf{l}, \mathbf{z}});\\
&\varphi = (\varphi_1 + \varphi_2)/2 = (\widehat{\mathbf{m}, \mathbf{x}}), \quad \varphi_H = (\widehat{\mathbf{H}, \mathbf{x}}), \quad \sigma_\alpha^{(0)} = \delta F/\delta e_\alpha^{(0)} = 0,
\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где ϑ_j и φ_j — полярные и азимутальные углы подрешеток.

Приведем решение системы уравнений (2) для некоторых частных случаев. Если магнитное поле приложено вдоль одной из осей второго порядка, например $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$ ($\varphi_H=0$), решение системы уравнений (2) представим в виде

$$\varphi = \Theta = 0, \quad \vartheta = -H_{A3}^*/2H_A^*, \quad (\varphi_1 - \varphi_2)/2 = \pi/2 - (H + H_D)/2H_E.$$

В этом случае отличны от нуля компоненты m_x, l_y, l_z и реализуется фаза 2^+I^+ [14], где 2 — ось второго порядка, I — инверсия, $\pm$ — четность относительно элементов симметрии.

Если магнитное поле приложено в базисной плоскости кристалла перпендикулярно оси второго порядка, например $\mathbf{H} \parallel \mathbf{y}$ ($\varphi_H = \pi/2$), то при $H > 2H_E H_{A'}/H_D = H_c$ решения системы уравнений (2) имеют вид

$$\varphi = \pi/2, \quad \Theta = H_{A4}/4H_E, \quad \vartheta = 0, \quad (\varphi_1 - \varphi_2)/2 = \pi/2 - (H + H_D)/2H_E.$$

В этом случае отличны от нуля компоненты m_y, m_z, l_x и реализуется фаза $2_x^- I^+$ [14]. При $H < H_c$ реализуется угловая фаза I^+, в которой отличны от нуля все компоненты $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$. При $H = H_c$ в системе происходит ФП второго рода из угловой фазы I^+ в фазу $2_x^- I^+$.

Используя уравнения движения магнитных моментов подрешеток, в которые для учета затухания введен релаксационный член в форме Гильберта, а также уравнения теории упругости и магнитостатики, получаем уравнения для определения спектра квазиупругих волн в ромбоэдрических АФ

$$\rho\omega^2 u_i - c^*_{iklm} k_k k_l u_m = 0, \quad c^*_{\alpha\beta} = c_{\alpha\beta} - \Delta c_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}), \tag{3}$$

где c^* — эффективные модули жесткости;

$$\Delta c_{\alpha\beta} = 4g^2 H_E \left[a_\alpha a_\beta \varepsilon_2^2 - (a_\alpha b_\beta + a_\beta b_\alpha)\varepsilon_3^2 + b_\alpha b_\beta \varepsilon_1^2\right] / \left[M(\omega_{1k}^2 - i\omega g\Delta H)(\omega_{2k}^2 - i\omega g \Delta H)\right],$$

$$\varepsilon_1^2 = g^2 H_E \left[2H\Delta\Phi \cos(\varphi - \varphi_H) + 36\left(H_{A5}\cos 6\varphi + H_{A3}^{*2}\cos^2 3\varphi / 8H_A^*\right) + \right.$$

$$\left. + \, 4\pi M H_D^2 (\varkappa_y \cos\varphi - \varkappa_x \sin\varphi)^2 / H_E^2 + 2H_{e1} + 4H_{e3}\vartheta\cos 3\varphi\right],$$

$$\varepsilon_2^2 = 2g^2 H_E \left(H_A^* + H_D \Delta\Phi + H_{e2}/2 + 2\pi M H_D^2 \varkappa_z^2 / H_E^2\right),$$

$$\varepsilon_3^2 = -g^2 H_E \left[(3H_{A3}^* - 2H_{e3})\sin 3\varphi + 4\pi M H_D^2 \varkappa_z (-\varkappa_x \sin\varphi + \varkappa_y \cos\varphi)/H_E^2\right],$$

$$a_- = B_{66}\sin 2\varphi + \frac{\vartheta}{2} B_{41}\sin\varphi, \quad a_6 = -B_{66}\cos 2\varphi + \frac{\vartheta}{2} B_{41}\cos\varphi,$$

$$a_5 = -B_{14}\cos 2\varphi + \frac{\vartheta}{2} B_{44}\cos\varphi, \quad a_4 = B_{14}\sin 2\varphi + \frac{\vartheta}{2} B_{44}\sin\varphi,$$

$$b_- = -\frac{1}{2} B_{41}\cos\varphi + \vartheta B_{66}\cos 2\varphi, \quad b_6 = \frac{1}{2} B_{41}\sin\varphi + \vartheta B_{66}\sin 2\varphi,$$

$$b_4 = -\frac{1}{2} B_{44}\cos\varphi + \vartheta B_{14}\cos 2\varphi, \quad b_5 = \frac{1}{2} B_{44}\sin\varphi + \vartheta B_{14}\sin 2\varphi,$$

$$b_+ = -\vartheta B_+, \quad b_3 = \vartheta B_{33},$$

$\omega_{1,2k}^2 = \varepsilon_{1,2}^2 \mp \varepsilon_3^4/\varepsilon_2^2$ — частоты АФМР; g — гиромагнитное отношение; $\varkappa = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$.

Зависимость $c^*_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k})$ отражает пространственную и временную дисперсию квазиупругих волн, обусловленную магнитострикцией. В отличие от [7] тензор c^* зависит от направления распространения волны из-за учета дипольного взаимодействия. При магнитных фазовых переходах симметрия системы изменяется, что находит свое отражение в появлении новых компонентов тензора $\hat{c}^*$, связанных со структурными искажениями решетки. Решения уравнений (3), описывающих распространение квазиупругих волн в кристалле, находятся численно (рис. 1—3). Рассмотрим некоторые частные случаи, поддающиеся аналитическому рассмотрению.

А) Пусть магнитное поле приложено параллельно одной из осей второго порядка, например $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$. В этом случае частоты квазиупругих волн, распространяющихся вдоль оси $\mathbf{x}$, равны

$$\rho\omega_1^2 = (c_{11} - \Delta c_-/2) k^2, \quad \mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{x} \tag{4}$$

$$\rho\omega_2^2 = (c_{55}^* + c_{66}^*) k^2 - \rho\omega_3^2, \quad (\mathbf{q}_2), \tag{5}$$

$$\rho\omega_3^2 = (c_{55}^* c_{66}^* - c_{56}^{*2})\, k^2/(c_{55}^* + c_{66}^*), \quad (\mathbf{q}_3), \tag{6}$$
$$\omega_{1k}^2 = g^2 [H (H_D + H) + 2H_E (H_{me} + H_{A'}) + 4\pi M H_D^2 H_E^{-1} \varkappa_y^2],$$
$$\Delta c_- = g^2 H_E B_{41}^2/[2M (\omega_{2k}^2 - i\omega g \Delta H)],$$

$\mathbf{q}_i$ — вектор поляризации волны, $H_{me} = H_{e1} + 2\vartheta H_{e3}$, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$. Скорость $v = \omega_3/k$ и затухание $\gamma = \operatorname{Im} k(\omega_3)$ медленной поперечной квазиупругой волны ω_3 (волна I) равны

$$v = s_0 \xi, \quad \gamma = 2g^3 \omega^2 H_{me} H_E \Delta H/(s_0 \omega_{1k}^4 \xi^3), \tag{7}$$
$$s_0^2 = \rho^{-1} (c_{66} c_{44} - c_{14}^2)/(c_{66}^* + c_{55}^*), \quad \xi^2 = [H (H + H_D) + 2H_E H_{A'}] \times$$
$$\times [H (H + H_D) + 2H_F (H_{A'} + H_{me})]^{-1}.$$

Вектор поляризации $\mathbf{q}_3$ этой волны, направленный под углом ψ_u к плоскости базиса ($\operatorname{tg} \psi_u = c_{56}^*/(\rho v^2 - c_{55}^*)$) зависит от $\mathbf{H}$. Впервые на это обстоятельство

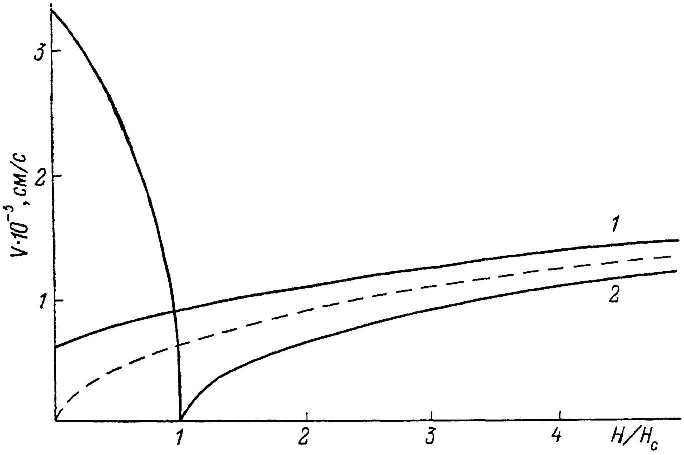

Рис. 1. Зависимость скорости магнитоупругих волн в гематите от приведенной напряженности внешнего поля $h = H/H_c$.

1 — $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$; 2 — $\mathbf{H} \parallel \mathbf{y}$, волна распространяется в плоскости симметрии кристалла yz под углом ψ_{kc} к плоскости базиса xy. В отсутствие ромбоэдрической анизотропии и дипольных полей зависимости $v(h)$ в случаях 1 и 2 совпадают. На графике эта зависимость изображена штриховой линией.

было обращено внимание в [8]. Для α—Fe_2O_3 $H_{A'} \sim 1.8 \cdot 10^{-2}$ Э, $H_{me} \sim 0.585$ Э при $T = 297$ K [3], а максимальное изменение скорости этой волны $\varepsilon = \dfrac{v(H \to \infty) - v(H \to 0)}{v(H \to \infty)} \sim 80\%$,[1] для $FeBO_3$ [3] $H_{me} \sim 3.8 \cdot 10^{-2}$ Э при $T = 297$ K, $H_{A'}$ неизвестно.

Частота поперечной квазиупругой волны с поляризацией $\mathbf{q} \parallel \mathbf{x}$, распространяющейся в плоскости yz, равна

$$\rho\omega^2 = c_{55}^{*-1} [(c_{55}^* k_z - c_{56}^* k_y)^2 + (c_{55}^* c_{66}^* - c_{56}^{*2})\, k_y^2]. \tag{8}$$

Скорость и затухание этой волны (волна II) при распространении под углом ψ_{kc} к плоскости базиса ($\psi_{kc} = -c_{56}^*/c_{55}^*$) определяется выражениями (7), в которых следует положить $k = |\mathbf{k}|$ и

$$\xi^2 = [H (H + H_D) + 2H_E H_{A'} + 4\pi M H_D^2 H_E^{-1}] [H (H + H_D) +$$
$$+ 2H_E (H_{A'} + H_{me}) + 4\pi M H_D^2 H_E^{-1}]^{-1} \tag{9}$$

Для α—Fe_2O_3 при $H \to 0$ имеем $\varepsilon \sim 29\%$,[2] а для $FeBO_3$ — $\varepsilon \sim 2\%$. Дальнодействующие поля размагничивания приводят к невзаимности квази-

---

[1] В [8] в этом случае получена величина $\varepsilon = 100\%$, поскольку в ней не учитывались поля размагничивания и анизотропии.

[2] В [7] в этом случае получена величина $\varepsilon = 100\%$, поскольку в ней не учитывались поля размагничивания и анизотропии.

упругих волн [3] в том смысле, что скорости волн I и II при $\psi_{к}=\psi_k$ не равны друг другу [6]. Действие дипольных сил на спектр магнитоупругих волн в $FeBO_3$ ($H_D H_E^{-1} \sim 1.65 \cdot 10^{-2}$) значительно сильнее, чем в α-Fe_2O_3 ($H_D H_E^{-1} \sim$ $\sim 2.4 \cdot 10^{-3}$). Поэтому магнитоупругие волны в $FeBO_3$ обладают большой угловой дисперсией, т. е. значительным изменением скорости звука в малом интервале углов распространения. Влияние ромбоэдрической анизотропии на скорость звука возрастает при приближении к точке Морина.

Б. В случае, если магнитное поле приложено в базисной плоскости кристалла перпендикулярно одной из осей второго порядка, **H** ‖ **y**, то

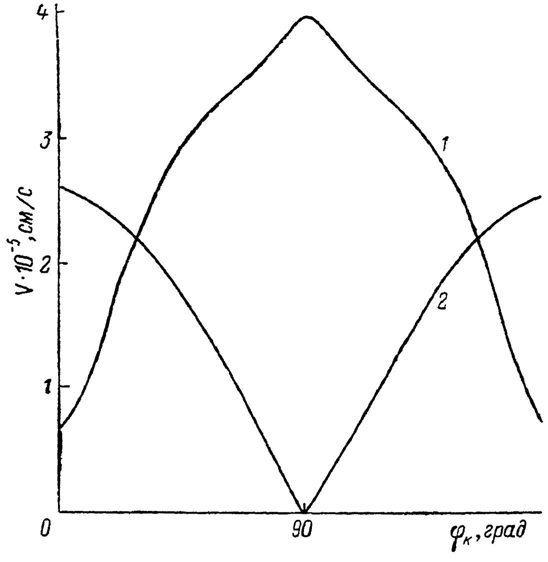

Рис. 2. Зависимость скорости магнитоупругих волн в гематите от азимутального угла φ_k между проекцией волнового вектора **k** на плоскость базиса xy и плоскостью xz.
1 — $H=0$, волна распространяется в плоскости базиса; 2 — **H** ‖ **y**, $H=H_c$, волна распространяется под углом ψ_{kc} к плоскости базиса.

при $H > H_c$ частоты квазиупругих волн с **k** ‖ **x** описываются формулами (4)—(6), в которых следует положить $\Delta c_{-}=0$, а частота поперечной квазиупругой волны (волна III) с поляризацией **q** ‖ **x**, распространяющейся в плоскости yz, описывается формулой (8). Скорость и затухание волны III, распространяющейся под углом ψ_{kc} к плоскости базиса, определяется выражениями (7), в которых следует положить

$$\xi^2 = H_D (H - H_c)/[H_D (H - H_c) + H_E H_{me'}],$$
$$H_{me'} = H_{e1} + 3 (H_{A3} - H_{e3}) H_{e3}/H_A^*.$$

В точке ФП ($H=H_c$) скорость этой волны обращается в нуль ($\varepsilon \sim 100$ %). Затухание мягкой моды вблизи фазового перехода возрастает пропорционально ξ^{-3}. В отличие от легкоплоскостных АФ [6] мягкая мода в ромбоэдрическом АФ распространяется под углом ψ_{kc} к плоскости базиса. Для волны с **k** ‖ **x**, поляризованной под углом ψ_{uc} к плоскости базиса, максимальное значение $\varepsilon \sim 77$ % в α-Fe_2O_3 и $\varepsilon \sim 2$ % в $FeBO_3$ при $H=H_c$.

Величина скорости мягкой акустической моды существенно изменяется в зависимости от величины магнитного поля (рис. 1, кривая *2*) и направления распространения волны (рис. 2, 3, кривые *2*).

---

[3] Поскольку для ромбоэдрических АФ α=Fe_2O_3 и $FeBO_3$ выполняются соотношения $c/B \gg 1$ и $B/M \gg A_{Ai}$ (c и B — характерные значения компонент тензоров $\hat{c}$ и $\hat{B}$) и нас интересует интервал полей $H^2 \ll 4\pi B$, то невзаимностью квазиупругих волн, обусловленной нарушением вращательной инвариантности энергии кристалла относительно ориентации в пространстве при наличии магнитного поля **H** [15] можно пренебречь.

Аналогичные результаты получены для ромбоэдрического АФ, у которого $H_{A'} < 0$. В этом случае фазовый переход осуществляется в поле $H = |H_c|$, приложенном вдоль оси второго порядка. При $H = |H_c|$ обращается в нуль скорость квазиупругой волны с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$, поляризован-

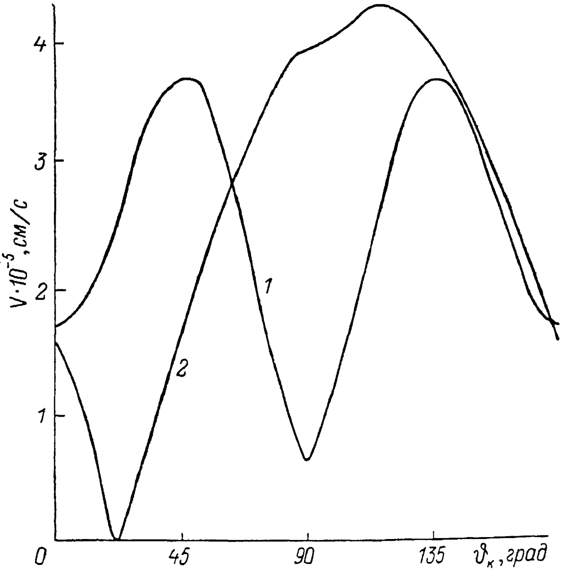

Рис. 3. Зависимость скорости магнитоупругих волн в гематите от полярного угла $\vartheta_k = (\mathbf{k}, \hat{\ } \mathbf{z})$.

1 — $H=0$, волна распространяется в плоскости xz; 2 — $\mathbf{H} \parallel y$, $H=H_c$, волна распространяется в плоскости симметрии кристалла yz.

ной под углом ψ_{uc} к базисной плоскости кристалла. В заключение заметим, что формулы для случая легкоплоскостного гексагонального АФ можно получить из приведенных выше, где следует положить $B_{14} = B_{41} = c_{14} = 0$, $H^*_{\Delta 3} = 0$.

Разумеется, влияние дипольной энергии и ромбоэдрической магнитной анизотропии может быть весьма существенным и при анализе нелинейных явлений (например, при расчете модулей упругости высших порядков [7]) и распространении поверхностных акустических волн.

Литература

[1] *Ozhogin V. I., Maximenkov P. P.* IEEE Trans. Magn., 1972, vol. Mag-8, N 3, p. 645.
[2] *Щеглов В. И.* ФТТ, 1972, т. 14, № 7, с. 2180—2181.
[3] *Seavey M. H.* Sol. St. Commun., 1972, vol. 10, N 2, p. 219—223.
[4] *Максименко П. П., Ожогин В. И.* ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 2, с. 657—667.
[5] *Бережнов В. В., Евтихиев Н. Н., Преображенский В. Л., Экономов Н. А.* Радиотехника и электроника, 1983, т. 28, № 2, с. 376—379.
[6] *Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В., Шавров В. Г.* ЖЭТФ, 1974, т. 67, № 2, с. 816—823.
[7] *Ожогин В. И., Преображенский В. Л.* ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 3, с. 988—1000.
[8] *Маматова Т. А., Прокошев В. Г.* Вестник МГУ, сер. 3, Физика, Астрономия, 1985, т. 26, № 5, с. 59—64.
[9] *Гарланд К.* В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. М.: Мир, 1974, т. 3, с. 61—109.
[10] *Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В.* ФТТ, 1981, т. 23, № 10, с. 3013—3020.
[11] *Tasaki A., Iida S. J.* J. Phys. Soc. Japan, 1963, vol. 18, N 8, p. 1148—1154.
[12] *Oles A., Kajzar F., Kucabas M., Sikora W.* Magnetic structures determined by neutron diffraction. Warsawa; Krakov: Panstwowe wydawnictwo naukowe, 1976. 727 p.
[13] *Дзялошинский И. Е.* ЖЭТФ, 1957, т. 32, № 6, с. 1547—1562.
[14] *Нитц В. В.* ФТТ, 1974, т. 16, № 1, с. 213—215.
[15] *Барьяхтар В. Г., Туров Е. А.* Магнитоупругие возбуждения. Препринт ИТФ АН УССР. ИТФ-85-41Р, Киев, 1985. 65 с.

Институт радиотехники и
электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
17 августа 1987 г.
В окончательной редакции
21 декабря 1987 г.