

УДК 538; 549

© 1990

МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В ОДНООСНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЕ В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И. Е. Дикштейн

Вычислен спектр магнитоупругих волн в одноосной ферромагнитной пластине в однородной и доменной фазах в окрестности ориентационного фазового перехода в наклонном магнитном поле. Определены области существования термодинамически устойчивых доменных структур (полосовой доменной структуры и гексагональной решетки цилиндрических магнитных доменов (ЦМД)) и построена диаграмма фазовых состояний (H_y , H_z). Показано, что магнитострикция приводит к существенной зависимости границ устойчивости термодинамически равновесных фаз и параметров доменных структур от толщины пластины.

1. В магнитных кристаллах взаимодействие мягкой оптической моды с акустическими колебаниями может привести к изменению характера распространения упругих волн. В частности, в окрестности ориентационного фазового перехода (ФП) скорость одной из поперечных упругих мод стремится к нулю при значениях волнового вектора $k \rightarrow 0$ [1]. В образцах конечных размеров при ФП зарождается доменная структура (ДС), образование которой диктуется необходимостью уменьшения дальнедействующих полей размагничивания. Исследование [2] спектра магнитоупругих волн (МУВ) в ферромагнитной пластине в окрестности ФП, индуцируемого магнитным полем, приложенным перпендикулярно к оси легкого намагничивания n , нормальной к поверхности образца ($n \parallel e_z$, e_z — орт нормали к поверхности пластины), показало, что при приближении к полю ФП со стороны больших частот ω и групповая скорость одной из МУВ стремится к нулю при конечных значениях волнового вектора $k = k_c$, определяющего период $D_c = 2\pi k_c^{-1}$ зарождающейся полосовой ДС. В пластинках толщиной $L > L_{cN}$ зарождается полосовая ДС неелевского типа [3], причем со спиновой системой эффективно взаимодействует поперечный звук, распространяющийся вдоль поля $k \parallel H$, поляризованный перпендикулярно к плоскости пластины $p \parallel e_z$ (p — вектор поляризации волны) [2]. В тонких пластинках $L < L_{cB}$ зарождается полосовая ДС блоховского типа [3], а со спиновой системой сильно взаимодействует поперечный звук с $k \perp H$ и $p \parallel H$ [2]. Здесь L_{cN} , L_{cB} — критические значения толщины пластины, определенные в [3].

В настоящей работе построен полный спектр МУВ в одноосной ферромагнитной пластине в однородной и доменной фазах в окрестности ФП в наклонном магнитном поле $H = H_y e_y + H_z e_z$. Определены области существования термодинамически равновесных ДС и построена диаграмма фазовых состояний (H_y , H_z).

2. Будем исходить из модели одноосной ферромагнитной пластины ($n \parallel e_z$), изотропной по упругим и магнитоупругим свойствам, с гамильтонианом вида

$$\mathcal{H} = 1/2 \int dv [a (\nabla_i M_k)^2 - 3M_x^2 - 2NM - H_D M + 2\gamma M_i M_k u_{ik} - 2/3 \gamma M^2 u_{ii} + \lambda u_{ii}^2 + 2\mu u_{ik}^2], \quad (1)$$

где \mathbf{M} — намагниченность; \hat{u} — тензор деформаций; α, β, γ — константы неоднородного обмена, магнитной анизотропии и магнитострикции; \mathbf{H}_D — поле размагничивания; λ, μ — коэффициенты Ламэ.

Спектр МУВ в пластине описывается уравнениями движения для $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ в форме

$$\dot{\mathbf{M}} = g[\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\text{эфф}}], \quad \rho \ddot{u}_i = \nabla_k \sigma_{ik} \quad (\mathbf{H}_{\text{эфф}} = -\delta \mathcal{H} / \delta \mathbf{M}, \quad \sigma_{ik} = \delta \mathcal{H} / \delta u_{ik}) \quad (2)$$

и уравнениями магнитостатики совместно с граничными условиями¹ на поверхности пластины $z = \pm L/2$

$$[\mathbf{M}, \nabla_z \mathbf{M}] = 0, \quad \sigma_{iz} = 0, \quad H_{Dz} + 4\pi M_z = H_{Dz}^{(e)}, \quad H_{D\perp} = H_{D\perp}^{(e)}, \quad (3)$$

где $M_x = M \cos \vartheta \sin \varphi$, $M_y = M \cos \vartheta \cos \varphi$, $M_z = M \sin \vartheta$, $\mathbf{H}_D^{(e)}$ — размагничивающее поле в вакууме, ρ — плотность вещества. Решение системы уравнений (2) ищем в виде $\vartheta = \vartheta_0 + \delta \vartheta(\mathbf{r}, t)$, $\varphi = \varphi_0 + \delta \varphi(\mathbf{r}, t)$, $u_{ik} = u_{ik}^{(0)} + \delta u_{ik}(\mathbf{r}, t)$. В однородном статическом состоянии угол ϑ_0 между равновесным направлением намагниченности \mathbf{M} и осью u в плоскости YOZ определяется из уравнения

$$[H_y - (\beta - 4\pi) M \cos \vartheta_0] \sin \vartheta_0 - H_z \cos \vartheta_0 = 0,$$

а отличные от нуля компоненты тензора спонтанных деформаций равны

$$u_{xx}^{(0)} = H_{me} / (6\gamma M), \quad u_{zz}^{(0)} = (1 - 3 \sin^2 \vartheta_0) u_{xx}^{(0)}, \quad u_{yy}^{(0)} = (1 - 3 \cos^2 \vartheta_0) u_{xx}^{(0)}, \\ u_{yz}^{(0)} = -(3/2) u_{xx}^{(0)} \sin 2\vartheta_0 \quad (H_{me} = \gamma^2 M^3 / \mu).$$

Далее будет рассмотрен случай $\beta > 4\pi \gg M^{-1} H_z$, $M^{-1} H_y \gg \beta - 4\pi$. Тогда угол $\vartheta_0 \simeq H_z [H_y - (\beta - 4\pi) M]^{-1}$.

Для исследования спектра МУВ и основного состояния ферромагнетика в окрестности ФП величины $\delta \vartheta$, $\delta \varphi$ и δu_{ik} представим в виде

$$\delta \vartheta(\mathbf{r}, t) = \Delta \vartheta(\mathbf{r}) + \delta \delta \vartheta(\mathbf{r}, t), \quad \delta \varphi(\mathbf{r}, t) = \Delta \varphi(\mathbf{r}) + \delta \delta \varphi(\mathbf{r}, t), \quad \delta u_{ik}(\mathbf{r}, t) = \Delta u_{ik}(\mathbf{r}) + \delta u_{ik}(\mathbf{r}, t). \quad (4)$$

Функции $\Delta \delta \vartheta$, $\Delta \delta \varphi$, Δu_{ik} и $\delta \delta \vartheta$, $\delta \delta \varphi$, δu_{ik} описывают распределение намагниченности и деформаций в статической ДС и МУВ соответственно. В однородной фазе $\Delta \vartheta = \Delta \varphi = \Delta u_{ik} = 0$, а $\delta \delta \vartheta$, $\delta \delta \varphi$ и δu_{ik} пропорциональны $\exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$.

3. Решая уравнения движения и уравнения магнитостатики, получаем характеристическое уравнение для определения k_z

$$(\omega_{ik}^2 - \omega^2)(\omega_{ik}^2 - \omega^2)^2(\epsilon_k^2 - \omega^2) - D(\omega, \mathbf{k}) = 0. \quad (5)$$

Здесь

$$\omega_{i, ik} = s_{i, ik}, \quad \epsilon_k^2 = (gM)^2 (A_k^2 - |B_k|^2), \quad s_i = (\mu/\rho)^{1/2}, \quad s_l = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}, \\ A_k = ak^2 - (\beta/2)(1 - 3 \sin^2 \vartheta_0) + M^{-1} (H_y \cos \vartheta_0 + H_z \sin \vartheta_0 - 4\pi M \sin^2 \vartheta_0 + H_{me}) + \\ + 2\pi k^{-2} [(k_y \sin \vartheta_0 - k_z \cos \vartheta_0)^2 + k_x^2], \quad B_k = 1/2 [\beta \cos^2 \vartheta_0 + 4\pi (k_x + ik_y \sin \vartheta_0 - \\ - ik_z \cos \vartheta_0)^2 k^{-2}].$$

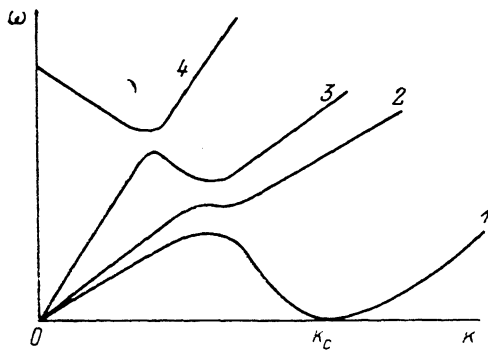
Явное выражение для $D(\omega, \mathbf{k})$ ввиду громоздкости не приводится. Уравнение (5) имеет 2 действительных и 10 комплексных корней, поэтому решения системы (2) запишем в виде

$$\delta \vartheta = \sum_{i=1}^{12} \delta \vartheta_i \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} + k_z z)], \quad \delta \mathbf{u} = \sum_{i=1}^{12} \delta \mathbf{u}_i \exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} + k_z z)]. \quad (6)$$

Подставляя (6) в граничные условия (3), определяем спектр МУВ в пластине. В общем случае анализ спектра МУВ достаточно громоздкий. Далее

¹ В работе [2] в формуле (2) первое граничное условие выписано неверно. Однако, поскольку в этой работе рассматривался случай достаточно толстых пластин $L \gg \sqrt{\alpha}$, это обстоятельство не повлияло на последующие результаты и выводы, полученные в [2].

будет исследован спектр низколежащих объемных МУВ в толстых пластинах $L \gg \sqrt{\alpha}$ с большой одноосной анизотропией $\beta \gg 4\pi \gg M^{-1}H_m$ в окрестности поля зарождения ДС \mathbf{H}_c в области волновых векторов $\mathbf{k} \sim \mathbf{k}_c$. В этом случае вкладом поверхностных решений можно пренебречь (см. подробней [2, 4]). Частоты МУВ могут быть вычислены, если в уравнение (5) подставить значение $k_x = k_{x1} = -k_{x2} \simeq \pi n L^{-1} [1 + O(k^{-1}L^{-1})]$ ($n=1, 2, \dots$), которое определяется из граничных условий (3), причем $k_x \ll k_c$ при $n=1$ [2, 4]. Далее ограничимся рассмотрением низколежащих мод с $n=1$. Спектр



МУВ, распространяющихся вдоль проекции поля на плоскость пластины $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_y$, в окрестности точки $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{cN}$, $k_x^{(1)} = 0$, $k_y^{(0)} = k_{cN}$ имеет вид

Рис. 1. Спектр МУВ в ферромагнитной пластине в однородной фазе (схематически).

1 — $\omega = \omega_{1Q}$, 2 — $\omega = \omega_{2Q}$ для блоховской ДС и $\omega = \omega_{3Q}$ для неелевской ДС, 3 — $\omega = \omega_{3Q}$ для блоховской ДС и $\omega = \omega_{2Q}$ для неелевской ДС, 4 — $\omega = \omega_{4Q}$.

$$\omega_{1Q}^2 = V_x^2 Q_x^2 + V_y^2 Q_y^2 + g^2 G H_{cNy} (H_y - H_{cNy}), \quad (7)$$

$$\omega_{2Q}^2 = s_i^2 k^2 + g^2 H_m H_y \quad (\mathbf{p} \parallel \mathbf{z}), \quad (8)$$

$$\omega_{3Q}^2 = s_i^2 k^2 + g^2 k_{cN}^4 Q_x^2 (k_x - 2k_{cN} \vartheta_0)^2 H_m H_y \quad (\mathbf{p} \parallel \mathbf{x}), \quad (9)$$

$$\omega_{4Q}^2 = s_i^2 k^2 + 4g^2 s_i^{-2} s_i^2 k_{cN}^{-2} (k_x - k_{cN} \vartheta_0)^2 H_m H_y \quad (\mathbf{p} \parallel \mathbf{y}). \quad (10)$$

Здесь V_x , V_y — скорости спиновых волн

$$V_x^2 = 4\pi\alpha g^2 G M^2 [H_y L (H_{cNy} L_{cN})^{-1} - 1]; \quad V_y^2 = 4\alpha g^2 G M H_{cNy},$$

$$L_{cN} = 8\pi^{3/2} \alpha^{1/2} M^2 [1 + (7 - 8s_i^{-2} s_i^2) \vartheta_0^2] (H_m H_{cNy})^{-1},$$

$$H_{cNy} = \beta M [1 - 3\vartheta_0^2/2] - 2\alpha k_{cN}^2 M, \quad H_{cNx} = H_x, \quad k_{cN} = [4\pi^3 (1 - \vartheta_0^2)/(\alpha L^2)]^{1/4},$$

$$G = (1 + g\omega_i^{-2} k_{cN}^2 H_{cNy})^{-1}, \quad Q_x = k_x, \quad Q_y = k_y - k_{cN}, \quad k_x = \pi/L. \quad (11)$$

Из (7) следует, что при $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{cN}$, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{cN}$, частота мягкой моды ω_{1Q} обращается в нуль, т. е. зарождается неелевская ДС. Изменение знака V_x^2 при $L = L_{cN}$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{cN}$ означает неустойчивость неелевской ДС относительно поворота доменных границ. Спектр МУВ в однородной фазе схематически представлен на рис. 1.

Спектр МУВ, распространяющихся перпендикулярно к \mathbf{H}_y ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$) в окрестности точки $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{cB}$, $k_x^{(0)} = k_{cB}$, $k_y^{(0)} = 0$, имеет вид

$$\omega_{1Q}^2 = \tilde{V}_x^2 \tilde{Q}_x^2 + \tilde{V}_y^2 \tilde{Q}_y^2 + g^2 G [H_{cBy} + 4\pi M (1 - \vartheta_0^2/2)] (H_y - H_{cBy}), \quad (12)$$

$$\omega_{2Q}^2 = s_i^2 k^2 + g^2 k_{cB}^{-2} (\tilde{Q}_y + 2k_x \vartheta_0)^2 H_m H_y \quad (\mathbf{p} \parallel \mathbf{z}), \quad (13)$$

$$\omega_{3Q}^2 = s_i^2 k^2 + g^2 k_{cB}^{-2} (k_x - 2\tilde{Q}_y \vartheta_0)^2 H_m H_y \quad (\mathbf{p} \parallel \mathbf{y}), \quad (14)$$

$$\omega_{4Q}^2 = s_i^2 k^2 + 4g^2 s_i^2 s_i^{-2} [(\tilde{Q}_y^2 - k_x^2) \vartheta_0 - k_x \tilde{Q}_y]^2 k_{cB}^{-1} H_m H_y \quad (\mathbf{p} \parallel \mathbf{x}), \quad (15)$$

где

$$\tilde{V}_x^2 = 4\mu_{cB} \alpha g^2 G M H_{cBy}, \quad \tilde{V}_y^2 = 4\pi\alpha g^2 C M^2 [1 - \mu_{cB}^3 L H_y^2 / (\mu_{cB}^3 L_{cB} H_{cBy}^2)],$$

$$H_{cBy} = \beta M (1 - 3\vartheta_0^2/2) - H_m - 2\alpha k_{cB}^2 M, \quad H_{cBz} = H_x,$$

$$L_{cB} = 8\pi^{3/2} \mu_{cB}^{-3/2} \alpha^{1/2} (H_m H_{cBy})^{-1} M^2 (1 - \vartheta_0^2), \quad k_{cB} = [4\pi^3 (1 - \vartheta_0^2) (\mu_{cB} \alpha L^2)]^{1/4},$$

$$\tilde{Q}_x = k_x - k_{cB}, \quad \tilde{Q}_y = k_y, \quad \mu_{cB} = 1 + 4\pi M / H_{cBy}, \quad \mu_{cB} = 1 + 4\pi M / H_y. \quad (16)$$

Из (12) следует, что при $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{cB}$, $\mathbf{k} = k_{cB} \mathbf{e}_x$ частота мягкой моды ω_{10} обращается в нуль, т. е. зарождается блоховская ДС. Изменение знака \tilde{V}_y^2 при $L = L_{cB}$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{cB}$ означает неустойчивость блоховской ДС относительно поворота доменных границ. В интервале толщин $L_{cB} < L < L_{cN}$ реализуется ДС с доменными границами, ориентированными под углом $0 < \varphi < \pi/2$ к полю \mathbf{H} . Возникновение доменных границ блоховского типа приводит к возрастанию упругой энергии системы, поэтому при увеличении константы γ поле зарождения блоховской ДС $H_{cB\gamma}$ уменьшается.

При $H_z \neq 0$ с диполь-обменной спиновой волной взаимодействуют как продольная, так и обе поперечные звуковые волны (см. (7)–(15)). Заметим также, что с ростом H_z поля зарождения ДС $H_{cB\gamma}$ и $H_{cN\gamma}$ уменьшаются, а критические толщины L_{cN} и L_{cB} растут.

4. В доменной фазе статическое распределение намагниченности $\Delta \theta(\mathbf{r})$, $\Delta \varphi(\mathbf{r})$ и упругих смещений $\Delta u(\mathbf{r})$ разложим в ряд Фурье

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}) = \sum_{s, p=-\infty}^{\infty} \mathbf{A}_{s, p}(z) \exp[i(s\mathbf{k}_1 + p\mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}], \quad (17)$$

где $\mathbf{W} = \{\Delta \theta, \Delta \varphi, \Delta u_x, \Delta u_y, \Delta u_z\}$, $\mathbf{A} = \{A_1, A_2, A_3, A_4, A_5\}$, $A_{s, p} = A_{-s, -p}^*$. В окрестности ФП II рода вектор $\mathbf{W}(\mathbf{r})$ можно представить в виде суперпозиции гармоник плоских волн, относящихся к звезде Вигнера, т. е.

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}) = \eta \sum_{j=1}^n [\mathbf{A}^{(j)} \exp(i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}) + \text{к. с.}], \quad (18)$$

где η — малый параметр, пропорциональный степени отклонения от линии ФП. Следуя [4], для блоховской ДС ($L < L_{cB}$) получаем

$$\begin{aligned} n = 1, \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}, \quad \mathbf{k} \parallel \mathbf{x}, \quad A_1^{(1)} = a \cos(\pi z/L), \quad A_2^{(1)} = i\pi(1 - \mu_H^{-1})(kL)^{-1} a \sin(\pi z/L), \\ A_3^{(1)} = -2i\pi^2(\lambda + \mu) \vartheta_0 H_{me} [\gamma(\lambda + 2\mu) k^3 L^2 M]^{-1} a \cos(\pi z/L), \\ A_4^{(1)} = -\pi H_{me} (\gamma \mu_H k^2 L M)^{-1} \sin(\pi z/L), \quad A_5^{(1)} = -2\pi \vartheta_0 H_{me} (\gamma k^2 L M)^{-1} a \sin(\pi z/L), \end{aligned} \quad (19)$$

для неелевской ДС ($L > L_{cN}$)

$$\begin{aligned} n = 1, \quad \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}, \quad \mathbf{k} \parallel \mathbf{y}, \quad A_1^{(1)} = a \cos(\pi z/L), \\ A_4^{(1)} = \pi \lambda H_{me} [\gamma(\lambda + 2\mu) k^2 L M]^{-1} a \sin(\pi z/L), \quad A_5^{(1)} = i H_{me} (\gamma k M)^{-1} a \cos(\pi z/L), \end{aligned} \quad (20)$$

разложение $\Delta \varphi$ и Δu_x начинается со второй гармоники ($\Delta \varphi, \Delta u_x \sim \eta^2$). Для гексагональной решетки ЦМД

$$\begin{aligned} n = 3, \quad \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2, \quad A_1^{(j)} = a_j \cos(\pi z/L), \\ \eta^2 a_2^2 = \eta^2 a_3^2 = -(2/\Omega) (\Phi_2 + \Psi \eta a_1/6 + \Omega \eta^2 a_1^2/3), \end{aligned} \quad (21)$$

остальные компоненты вектора $\mathbf{A}^{(j)}$ можно выразить через амплитуду ηa_1 с помощью уравнений (2). В (21) приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Phi_i = M [ak_i^2 M + H_{me} k_{ix}^2/k_i^2 + H_y - \beta M + 4\pi^3 L^{-2} (\mu_H k_{ix}^2 + k_{iy}^2)^{-1} M], \\ \Psi = 48\beta \vartheta_0 M^2/\pi, \quad \Omega = 27\beta M^2/4, \end{aligned}$$

при $L < L_{cB}$ волновой вектор $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{x}$,

$$\begin{aligned} k_1 = k_{cB}(1 + \chi), \quad k_2 = k_{cB} [1 + (1 - \mu_H^{-1})/8 + H_{me}/(16ak_{cB}^2 M)], \quad k_{2x} = k_1/2, \\ \chi \propto \rho, \quad \rho = ak_{cB}^2 (1 - \mu_H^{-1}) - H_{me} M^{-1}, \end{aligned}$$

при $L > L_{cN}$ волновой вектор $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{y}$,

$$\begin{aligned} k_1 = k_{cN}(1 + \bar{\chi}), \quad k_2 = k_{cN} [1 - (\mu_H - 1)/8 - H_{me}/(16ak_{cN}^2 M)], \quad k_{2y} = k_1/2, \\ \bar{\chi} \propto \rho, \quad \rho = H_{me} M^{-1} - ak_{cN}^2 (\mu_H - 1). \end{aligned}$$

Подставляя (18)–(21) в (1)–(3), определяем гамильтониан \mathcal{H}_1 и амплитуду ηa_1 полосовой ДС в форме

$$\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_0 - 9 (\eta a_1)^4 M H_{cy} V / 32, \quad \eta a_1 = [8 (H_{cy} - H_y) / (9 H_{cy})]^{1/2}, \quad (22)$$

где $\mathcal{H}_0 \approx -M H_{cy} V$ — энергия однородно-намагниченного состояния: $H_{cy} = H_{cBy}$, $k_c = k_{cB}$ при $L < L_{cB}$ и $H_{cy} = H_{cNy}$, $k = k_{cN}$ при $L > L_{cN}$; V — объем кристалла.

Для гексагональной решетки ЦМД

$$\mathcal{H}_3 = \mathcal{H}_0 + \left[\eta^2 \sum_{j=1}^3 \Phi_j a_j^2 \left((2!) + \eta^3 \Psi a_1 a_2 a_3 / (3!) + \eta^4 \Omega (a_1^4 + 6a_2^4 + 8a_3^4) / (4!) \right) \right] V, \quad (23)$$

$$\eta a_1 = \varepsilon_1 U_1 + \varepsilon_2 U_2 - 2\Psi / (5\Omega),$$

где

$$U_{1,2} = (6/\Omega)^{1/2} (-3b^{3/2}/125 + 3b^{1/2}\Gamma/50 + 9\rho a k_c^2 b^{1/2} M^2 / 40 \mp i \Delta^{1/2})^{1/2}, \quad \varepsilon_{1,2} = (-1 \pm i\sqrt{3})/2,$$

$$b = \Psi^2 / (6\Omega), \quad \Gamma = (H_{cy} - H_y - 3\rho a k_c^2 M) M, \quad \Delta = 2^{-2} \cdot 3^{-3} \cdot 5^{-4} \cdot [20\Gamma^3 - 159b\Gamma^2 + (312b - 3645\rho a k_c^2 M^2/2) b\Gamma + b(16b^2 + 729\rho a k_c^2 M^2 - 54675\rho^2 a^2 k_c^4 M^4/16)].$$

Как следует из (21), (23), при $L < L_{cB}$ ЦМД вытянуты вдоль оси x , а при $L > L_{cN}$ — вдоль оси y .

Сравнивая значения энергии различных фаз ($\mathcal{H}_i = \mathcal{H}_j$), можно определить линии ФП I рода гексагональная решетка ЦМД \leftrightarrow однородное состояние (AR на рис. 2) и решетка ЦМД — полосовая ДС (RA' на рис. 2).

Поскольку решение этих уравнений в явном виде найти не удастся, положение этих линий следует определить путем численного расчета.

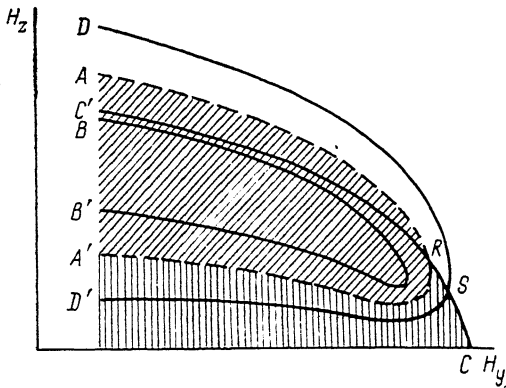


Рис. 2. Диаграмма фазовых состояний (H_y , H_z) ферромагнитной пластины при $\rho \neq 0$ (схематически). CC' — линия потери устойчивости однородного состояния относительно образования ДС. Области абсолютной устойчивости гексагональной решетки ЦМД и полосовой ДС показаны наклонной и вертикальной штриховкой соответственно.

5. Для определения спектра МУВ в доменной фазе динамические составляющие намагниченности и упругих смещений представим в виде разложения по функциям Блоха [4, 5]

$$\delta W = \sum_{n, m=-\infty}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} [A_{n, m, p} \cos(p\pi z/L) + B_{n, m, p} \sin(p\pi z/L)] \exp(ik_{nm} r_{\perp}), \quad (24)$$

где

$$\delta W = \{\delta\vartheta, \delta\varphi, \delta u_x, \delta u_y, \delta u_z\}, \quad k_{nm} = Q + nk_1 + mk_2.$$

Связь между ветвями с различными номерами n , m и p слабая ввиду малости амплитуд $\eta A^{(j)}$, поэтому ее надо учитывать лишь в окрестности пересечения ветвей спектра. На границе зоны Бриллюэна наиболее сильное расщепление имеет место для соседних мод с номерами n , m , p и $n \pm 1$, $m \pm 1$, $p \pm 1$. Для полосовой ДС в центре зоны Бриллюэна ($Q \ll k_c$) (в схеме приведенных зон) мягкие моды, соответствующие в однородной фазе при $L < L_{cB}$ моде (7), а при $L > L_{cN}$ моде (12), расщепляются на акустическую и оптическую моды, частоты которых равны

$$\omega_Q^{(4)2} = V_x^2 Q_x^2 + V_y^2 Q_y^2, \quad \omega_Q^{(0)2} = \omega_Q^{(4)2} + 2g^2 G H_G (H_{cy} - H_y), \quad (25)$$

где $H_G = H_{cBy} + 4\pi M (1 - \vartheta_0^2/2)$, $V = \tilde{V}$, $Q = \tilde{Q}$ при $L < L_{cB}$ и $H_G = H_{cNy}$ при $L > L_{cN}$. Акустическая мода восстанавливает симметрию системы,

нарушенную из-за наличия ДС. При $Q=k_2$ минимальная частота МУВ удовлетворяет соотношению

$$\omega^2 = dg^2 H_y |H_{By} - H_y|, \quad (26)$$

где $H_{By} = H_{cy} - \alpha k_c^2 M [h^2 - 3\rho/4 \pm \sqrt{h^2 (h^2 - 3\rho/2)}]$, $h = 16\beta^{1/2} \delta_0 / (3\pi \sqrt{\alpha k_c^2})$; $d=1$ при $L > L_{cN}$ и $d=\mu_H$ при $L < L_{cB}$.

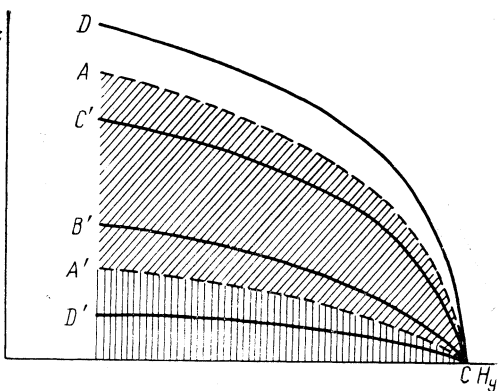
В случае гексагональной решетки ЦМД в центре зоны Бриллюэна ($Q \ll k_c$) сильно связываются моды с (10), ($\bar{1}0$), (01), ($0\bar{1}$), ($1\bar{1}$), ($\bar{1}1$) и $p=1$. В этой области волновых векторов дисперсионные уравнения «акустических» и «оптических» мод при $L < L_{cB}$ имеют вид

$$\omega_{1,2}^{(A)} = g^2 H_y M \{ \alpha_{11} Q_x^2 + \alpha_{22} Q_y^2 + \alpha_{44} Q^2 \pm [(\alpha_{11} Q_x^2 - \alpha_{22} Q_y^2 + \alpha_{44} (Q_y^2 - Q_x^2))^2 + 4(\alpha_{12} + \alpha_{44})^2 Q_x^2 Q_y^2]^{1/2} \}, \quad \omega^{(0)2} \propto \Delta, \quad (27)$$

где $\alpha_{11} = 3\alpha(1 - \rho/36)$, $\alpha_{22} = 3\alpha(1 + 5\rho/12)$, $\alpha_{12} = \alpha_{44} = \alpha(1 + \rho/12)$, случай $L > L_{cN}$ получается из (27) заменой $\alpha_{11} \rightleftharpoons \alpha_{22}$. Приравнивая нулю частоты оптических мод (25), (26), находим, что полосовая ДС теряет устойчивость относительно перехода в гексагональную решетку ЦМД и однородное со-

Рис. 3. Диаграмма фазовых состояний (H_y , H_z) ферромагнитной пластины при $\rho=0$ (схематически).

CC' — линия потери устойчивости однородного состояния относительно образования ДС. Области абсолютной устойчивости гексагональной решетки ЦМД и полосовой ДС показаны наклонной и вертикальной штриховкой соответственно.



стояние соответственно на линиях BB' и CC' фазовой диаграммы рис. 2, которые описываются уравнениями $H_y = H_{By}(H_z)$ и $H_y = H_{cy}(H_z)$. Область устойчивости гексагональной решетки ЦМД на фазовой диаграмме ограничена линией DSD' , положение которой определяется уравнением $\Delta(H) = 0$. На участке DS решетка теряет устойчивость относительно перехода в однородное состояние, а на участке SD' — в полосовую ДС. Положение тройных точек фазовой диаграммы,² в которых сосуществуют однородное состояние, полосовая ДС и гексагональная решетка ЦМД, зависит от параметра ρ , который является функцией толщины пластины L и магнитострикционной константы γ и определяет анизотропию базисной плоскости пластины. При $L=L_{cN}$ и $L=L_{cB}$ величина ρ обращается в нуль. В этих случаях точки R и R' сливаются, образуя мультикритическую точку Лифшица C [6] (рис. 3).

Обобщение полученных результатов на случай ориентационного ФП в многоподрешеточных магнетиках (ортоферрита вблизи температуры переориентации спинов, одноосного ферримagnetика с точкой компенсации в магнитном поле) не представляет затруднений.

Автор выражает признательность В. В. Тарасенко и В. Д. Харитонову за полезные замечания.

Список литературы

- [1] Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 8. С. 816—823; Дикштейн И. Е., Туров Е. А., Шавров В. Г. // Динамические и кинетические свойства магнетиков. М.: Наука, 1986. Гл. 3. С. 68—103; Ожогин В. И., Преображенский В. Л. // УФН. 1988. Т. 155. № 4. С. 593—624.

² Точка R' , зеркально симметричная точке R относительно оси абсцисс, на рис. 2 не показана.

- [2] Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 10. С. 3013—3020.
- [3] Patterson R. W., Müller M. W. // Int. J. Magn. 1972. V. 3. N 1. P. 293—316; Yang M. H., Müller M. W. // JMMM. 1976. V. 1. N 1. P. 251—263.
- [4] Тарасенко В. В., Ченский Е. В., Дикштейн И. Е. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. N 6. С. 2178—2188; Bespryatykh Yu. I., Dikshtein I. E., Meriakri S. V., Tarasenko V. V. // Phys. St. Sol. 1983. V. 116A. N 2. P. 607—616.
- [5] Баръяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 10. С. 3003—3011.
- [6] Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Тарасенко В. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 9. С. 2545—2556.

Институт радиотехники и
электроники АН СССР
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
10 августа 1989 г.