УДК 538.539

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНОЙ ПЛАСТИНЫ С НЕОДНОРОДНЫМ ОБМЕННО-РЕЛЯТИВИСТСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ОКРЕСТНОСТИ ТОЧКИ КЮРИ

И. Е. Дикштейн

Исследовано зарождение доменной структуры (ДС) в пластине магнетика без центра инверсии с неоднородным обменно-дипольным взаимодействием Дзялошинского—Мории, которое описывается инвариантом Лифшица, в окрестности точки Кюри. Показано, что в отличие от случая одноосного магнетика, в котором намагниченность в доменной границе меняется по величине, в кристалле с неоднородным обменно-релятивистским взаимодействием образуется ДС со скрученными доменными границами. Построена фазовая (L, T) диаграмма (T — температура, L — толщина пластины) и определены области существования четырех термодинамически равновесных фаз: парафазы, простой спирали и ДС двух типов.

1. Зарождение доменной структуры (ДС) в одноосной магнитной пластине в окрестности точки Кюри исследовалось в [1-3]. Было показано, что даже небольшие отклонения характера магнитной анизотропии от чисто одноосного (наличие кубической анизотропии и ромбической анизотропии в плоскости базиса), а также отклонение оси легкого намагничивания от нормали к поверхности пластины могут привести к существенному изменению распределения намагниченности в пластине, в частности к изменению типа доменных границ образца [4].

С другой стороны, в магнитных кристаллах без центра инверсии неоднородное обменно-релятивистское взаимодействие (ОРВ) Дзялошинского—Мории, вклад которого в свободную энергию описывается инвариантом Лифшица $Q_{ijk}M_i\nabla_jM_k$, может привести к нетривиальному изменению основного состояния и спектра спиновых волн кристалла, например к образованию длиннопериодических спиральных (зонтичных) магнитных структур и возникновению щелей в спектре спиновых волн [5-8].

Ниже будет исследовано зарождение ДС в пластине магнетика, относящегося к кристаллографическому классу D_n (или C_n) ($n=3, 4, 6$), в окрестности точки Кюри. Показано, что ОРВ приводит к возникновению новой магнитной фазы и к изменению типа доменных границ.

2. В длинноволновом приближении свободную энергию одноосной магнитной пластины с осью $\mathbf{n} \parallel \mathbf{e}_z$, относящейся к кристаллографическому классу D_n, в окрестности точки Кюри представим в виде

$$F=(M_0^2/2)\int dv\,\{\alpha(\nabla\mathbf{m})^2-\delta n^2(\xi-m^2/2)+\beta(m_x^2+m_y^2)+\beta' m_z^4/2-\mathbf{h}_D\mathbf{m}+$$

$$+2\alpha\,[Q_1(m_y\nabla_z m_x-m_x\nabla_z m_y)+Q_2(m_z\nabla_x m_y-m_y\nabla_x m_z-m_z\nabla_y m_x+m_x\nabla_y m_z)]\},\qquad(1)$$

где α, δ — константы неоднородного и однородного обмена; β, β' — константы анизотропии; $\mathbf{m}(\mathbf{r})=\mathbf{M}(\mathbf{r})/M_0$ — нормированная намагниченность; $\xi=\widetilde{M}^2(T)/M_0^2$ (в окрестности точки Кюри $\xi\sim(T_0-T)/\Theta$, $\Theta\sim T_0$); $\widetilde{M}(T)$ — равновесное значение намагниченности при температуре T

в безграничной среде; $\mathbf{h}_D=\mathbf{H}_D/M_0=\nabla\Psi$ — поле размагничивания; Ψ — магнитостатический потенциал; Q_i — константа ОРВ (далее для простоты полагаем, что $Q_1=Q_2=Q$); $M_0=\tilde{M}\ (T=0)$.

Решение уравнений Ландау—Халатникова

$$\gamma\dot{m}_i=a\nabla^2 m_i+\delta(\xi-m^2)m_i-\beta m_{\perp i}-\beta' m_z^3\delta_{z,i}-2aQe_{ijk}\nabla_j m_k+h_{Di} \tag{2}$$

и уравнений магнитостатики с соответствующими граничными условиями на границах пластины $z=\pm L/2$

$$\nabla_z m_i-2Qe_{izk}m_k=0,\ \ h_{Dz}+4\pi m_z=h_{Dz}^{(e)},\ \ \mathbf{h}_{D\perp}=\mathbf{h}_{D\perp}^{(e)}$$

будем искать в виде

$$\mathbf{m}(\mathbf{r},\ t)=\Delta\mathbf{m}(\mathbf{r})+\delta\mathbf{m}(\mathbf{r},\ t),$$

где $\Delta\mathbf{m}$, $\delta\mathbf{m}$ — распределения намагниченности в статической ДС и спиновой волне; γ — параметр затухания; $\mathbf{h}_D^{(e)}$ — поле размагничивания в вакууме; $\delta_{i,k}$ — символ Кронекера; $\hat{e}$ — антисимметричный тензор третьего ранга.

3. Для определения спектра флуктуаций в парафазе Φ_0 ($\Delta\mathbf{m}=0$) линеаризуем систему уравнений (2) и уравнений магнитостатики и будем искать решение линеаризованной системы уравнений в виде

$$\delta\mathbf{m}=\sum_{j=1}^{4}(\mathbf{A}_j\exp iq_jz+\text{к. с.})\exp i(kx-\omega t),$$
$$\delta\Psi=\sum_{j=1}^{4}(B_j\exp iq_jz+\text{к. с.})\exp i(kx-\omega t), \tag{3}$$

где q_j — корни характеристического уравнения системы (2)

$$(p^2+\beta-\eta)[p^2(p^2-\eta)(p^2-\eta+\beta+4\pi)+4\pi\beta(p^2-\varkappa^2)]-$$
$$-4aQ^2p^2[(p^2-\eta+4\pi)p^2+\beta\varkappa^2]=0,\ \ (p^2=a(q^2+k^2),\ \ \varkappa^2=ak^2,\ \ \eta=\delta\xi+i\gamma\omega). \tag{4}$$

Амплитуды A_j связаны соотношениями

$$A_{xj}=-akq_jA_{zj}[4\pi(p_j^2+\beta-\eta)+4aQ^2p_j^2]\{(p_j^2+\beta-\eta)[p_j^2(p_j^2+\beta-\eta)-4\pi\varkappa^2]-$$
$$-4aQ^2(p_j^2-\varkappa^2)p_j^2\}^{-1},\ \ A_{yj}=-2iaQ(q_jA_{xj}-kA_{zj})/(p_j^2+\beta-\eta),$$
$$\mathbf{A}_j^*(q_j)=\mathbf{A}_j(-q_j). \tag{5}$$

Подставляя (3)—(5) в граничные условия, получаем дисперсионное уравнение [1] для определения спектра флуктуаций в Φ_0. В общем случае его анализ достаточно громоздок, поэтому ограничимся рассмотрением некоторых частных случаев. Ниже будет показано, что в случае, если анизотропия магнетика достаточно велика ($\beta>aQ^2$) и толщина пластины L превышает критическое значение L_D, Φ_0 теряет устойчивость относительно образования ДС (фаза Φ_D). Обратный период зарождающейся ДС $k_c=2\pi/D_c$ и температура T_c потери устойчивости Φ_0 определяются из условий обращения в нуль декремента и групповой скорости флуктуаций

$$\omega=0,\ \ \nabla_k\omega=0. \tag{6}$$

Можно показать (ср. с [1]), что в случае толстых пластин ($L\gg\sqrt{a},\ Q^{-1}$) для определения спектра флуктуаций при $k\sim k_c$ и $T\sim T_c$ достаточно учесть лишь граничное условие, следующее из непрерывности B_z и H_{Dz}, а в разложениях (3) можно ограничиться Фурье-компонентой с минималь-

[1] Система уравнений (2) и уравнений магнитостатики имеет симметричное и антисимметричное решения относительно центра пластины. Анализ показывает, что устойчивость фазы Φ_0 нарушается относительно симметричных флуктуаций [1]. Поэтому антисимметричные флуктуации далее рассматриваться не будут.

ным значением $q=q_1\approx\pi/L$. Подставляя значение $q=\pi/L$ в (4), для флуктуации, обладающей минимальным декрементом, получаем

$$i\gamma\omega=\Omega\quad\left(\Omega=-\delta\xi+4\pi^3/(\mu_\perp k^2L^2)+\sum_{n=1}^{\infty}(\alpha k^2)^n f_n\right),\tag{7}$$

где $f_1=1-4\nu$, $f_2=[\alpha/\alpha+4(\mu_\perp-1+\mu_\perp^{-1})\nu-(2\mu_\perp-1)(1-4\nu)^2]/(4\pi),\ldots$, $\mu_\perp=1+4\pi/\beta$, $\nu=\alpha Q^2/\beta$. При выводе (7) использовались следующие члены разложения энергии неоднородного обмена, которые описываются инвариантом $^1/_2\alpha' M_0^2(\nabla^2\mathbf{m})^2$.

Из условий (7) определяем k_c и $T_c^{(D)}$ в виде

$$\begin{gathered}k_c=[4\pi^3/(\mu_\perp\alpha f_1L^2)]^{1/4},\quad T_c^{(D)}=T_0-2\alpha k_c^2f_1\Theta/\delta,\quad 0<\nu<1/4,\\ k_c=[2\pi^3/(\mu_\perp\alpha^2f_2L^2)]^{1/6},\quad T_c^{(D)}=T_0-3\pi^2\delta^{-1}\Theta\,[4\alpha^2f_2/(\mu_\perp^2L^4)]^{1/3},\ \nu=1/4.\end{gathered}\tag{8}$$

Таким образом, в пластине конечной толщины температура фазового перехода (ФП) T_c смещается по отношению к температуре Кюри T_0 бесконечного образца в сторону низких температур, причем величина этого смещения уменьшается с ростом Q. Образование ДС уменьшает дипольную энергию пластины, а также энергию неоднородного обменно-релятивистского взаимодействия. Снизу размер доменов ограничивается энергией доменных границ. Из (8) следует, что с ростом Q неоднородное обменно-релятивистское взаимодействие частично компенсирует обменную энергию (уменьшается коэффициент f_1 при αk^2), что приводит к уменьшению периода ДС (см. (8)). При $\nu=1/4$ коэффициент f_1 меняет знак. Поэтому при $1/4<\nu<1$ для определения зависимостей $k_c(L)$ и $T_c(L)$ необходимо учитывать следующие члены разложения Ω по αk^2. Здесь эти зависимости не приводятся ввиду их громоздкости. При $k=0$ декременты флуктуаций равны

$$i\gamma\omega_1=4\pi-\delta\xi,\quad i\gamma\omega_{2,3}=\beta-\alpha Q^2-\delta\xi.\tag{9}$$

Из условия обращения декрементов $\omega_{2,3}$ в нуль следует, что Φ_0 теряет устойчивость относительно перехода в простую спираль (фаза Φ_c) (см. вставку I на рисунке) с осью $\mathbf{n}_c\parallel\mathbf{e}_z$ при $T_c^{(c)}=T_0-(\beta-\alpha Q^2)\,\Theta/\delta$.

Можно показать [1], что ФП $\Phi_0\rightleftarrows\Phi_D$ и $\Phi_0\rightleftarrows\Phi_c$ являются ФП II рода. Поэтому, сравнивая температуры $T_c^{(D)}$ и $T_c^{(c)}$, видим, что при $\beta-\alpha Q^2<0$ выполняется соотношение $T_c^{(c)}>T_c^{(D)}$, т. е. всегда имеет место ФП $\Phi_0\rightleftarrows\Phi_c$. При $0<\beta-\alpha Q^2<4\pi$ в интервале толщин $L>L_D$ температура $T_c^{(D)}>T_c^{(c)}$ и имеет место ФП $\Phi_0\rightleftarrows\Phi_D$, а в интервале толщин $L<L_D$ температура $T_c^{(D)}<T_c^{(c)}$ и происходит ФП $\Phi_0\rightleftarrows\Phi_c$. Критическая толщина L_D равна

$$L_D=\begin{cases}\{16\pi^8\alpha(1-4\nu)/[\mu_\perp\beta^2(1-\nu)^2]\}^{1/2}, & \nu<1/4,\\ [4\pi^6f_2/(\mu_\perp\alpha Q^6)]^{1/4}, & \nu=1/4.\end{cases}\tag{10}$$

Линии ФП $\Phi_0\rightleftarrows\Phi_D$ и $\Phi_0\rightleftarrows\Phi_c$ представлены на фазовой T, L диаграмме (см. рисунок). Можно показать, что линия ФП $\Phi_c\rightleftarrows\Phi_D$ соответствует вертикальному отрезку $L=L_D$ фазовой диаграммы.

4. В доменной фазе статическое распределение намагниченности $\Delta\mathbf{m}$ и потенциала $\Delta\Psi$ разложим в ряд Фурье [1]

$$\Delta\mathbf{m}_\perp=\sum_{n=1}^{\infty}\lambda^n\mathbf{A}_{\perp n}(z)\sin nkx,\quad \Delta m_z=\sum_{n=1}^{\infty}\lambda^nA_{zn}(z)\cos nkx,$$

$$\Delta\Psi=\sum_{n=1}^{\infty}\lambda^nB_n(z)\cos nkx,\tag{11}$$

где λ — малый параметр, пропорциональный отклонению от температуры ФП $T_c^{(D)}$. Подставляя (11) в (1), (2), получаем соответственно свободную энергию магнетика с ДС и уравнение для амплитуды A_{z1} в форме

$$F=-9(\delta+\beta')\lambda^4A_{z1}^4/256,\quad \Omega+9\lambda^2(\delta+\beta')A_{z1}^2/16=0.\tag{12}$$

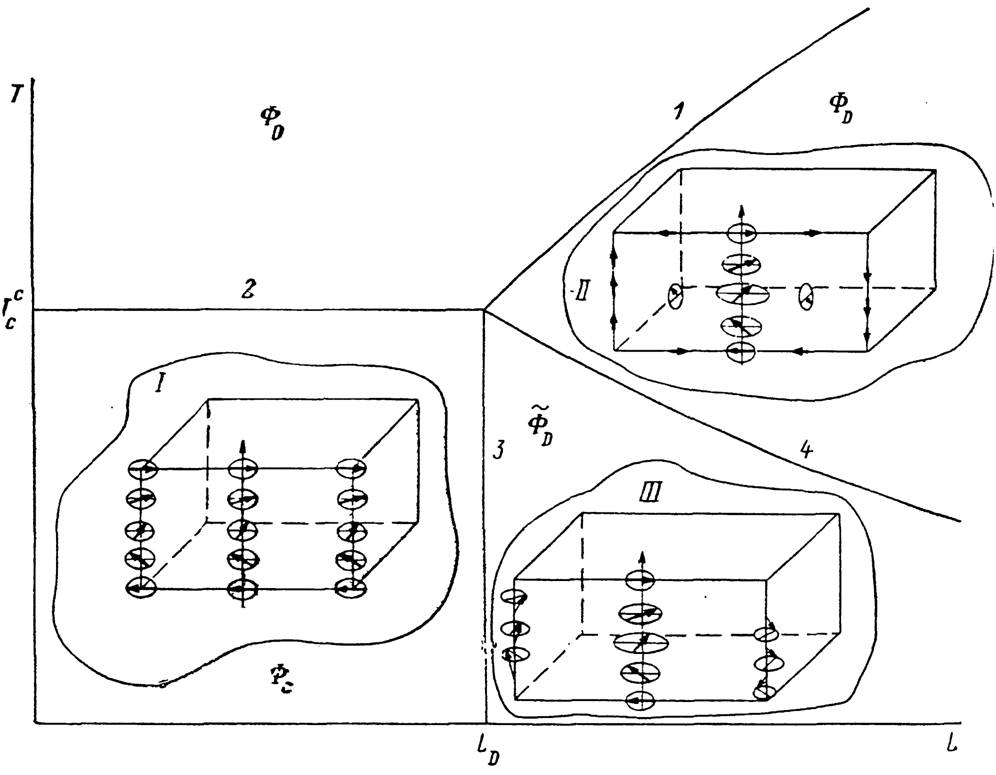
Из (12) следует, что ФП $\Phi_0 \rightleftarrows \Phi_D$ остается ФП II рода и при наличии ОРВ, поскольку коэффициент при λ^4 не меняет знак. Условия минимума энергии $\nabla_k F=0$ и $\nabla_k^2 F \geqslant 0$ позволяют определить параметры ДС. Критические величины k_c и T_c совпадают с найденными из решения динамической задачи, а распределение намагниченности имеет вид

$$\Delta m_z \approx \lambda A_{z1} \cos(\pi z/L) \cos kx, \quad \Delta m_x \approx \lambda A_{x1} \sin(\pi z/L) \sin kx,$$
$$\Delta m_y \approx \lambda A_{y1} \cos(\pi z/L) \sin kx, \tag{13}$$

где

$$A_{x1} \approx 4akq(\nu + \pi/\varkappa^2)/(\mu_\perp \beta), \quad A_{y1} \approx -2aQ(qA_{x1} + kA_{z1})/\beta,$$
$$\lambda A_{z1} = \{16\delta(T_c^{(D)} - T)/[9(\delta+\beta')\Theta]\}^{1/2}.$$

Распределение намагниченности в ДС представлено на вставке *II* к рис. В отличие от случая одноосного магнетика при $Q=0$, у которого



Фазовая диаграмма (T, L) магнитной пластины в окрестности точки Кюри.

намагниченность в доменной границе вблизи точки Кюри меняется по величине [9], в кристаллах с неоднородным обменно-релятивистским взаимодействием образуется ДС со скрученными доменными границами. Распределение намагниченности в плоскости $z=0$ напоминает распределение намагниченности в простой спирали. С ростом ν период этой спирали уменьшается.

Статическая ДС создает периодически-неоднородный потенциал в плоскости пластины с периодом D_c, поэтому решения уравнений (2) и уравнений магнитостатики с граничными условиями будем искать в виде разложения по функциям Блоха [2]

$$\delta\mathbf{m} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \exp i[(G + nk_c)x - \omega t][\mathbf{A}_{np}\cos(p\pi z/L) + \mathbf{C}_{np}\sin(p\pi z/L)].$$

Мягкая мода, соответствующая в однородной фазе ветви (7), расщепляется при $k=k_c$ на акустическую и оптическую ветви, декременты которых определяются выражениями

$$i\gamma\omega_1 = 4\alpha(1-4\nu)G^2, \quad i\gamma\omega_2 = i\gamma\omega_1 + 2\delta(T_c^{(D)} - T)/\Theta, \quad \nu < 1/4,$$
$$i\gamma\omega_1 = 3\alpha k_c^2 G^2/Q^2, \quad i\gamma\omega_2 = i\gamma\omega_1 + 2\delta(T_c^{(D)} - T)/\Theta, \quad \nu = 1/4. \tag{14}$$

Из (14) следует, что скорость флуктуаций с ростом ν уменьшается. При $k=0$ для флуктуации, обладающей минимальным декрементом, получаем

$$i\gamma\omega = \delta(5\delta + 9\beta')(T - \tilde{T}_c^{(D)})/[9(\delta+\beta')\Theta],$$

где

$$\tilde{T}_c^{(D)} = \begin{cases} T_0 - \Theta\,[9\beta(\delta+\beta')(1-\nu)/\delta - 8\alpha k_c^2(1-4\nu)]/(5\delta+9\beta'), & \nu < 1/4, \\ T_0 - 3\Theta\,[9\alpha Q^2(\delta+\beta')/\delta - \alpha k_c^4/Q^2]/(5\delta+9\beta'), & \nu = 1/4. \end{cases}$$

При $T=\tilde{T}_c^{(D)}$ фаза Φ_D с $m \parallel e_z$ в центре домена теряет устойчивость относительно появления составляющей намагниченности $\mathbf{m}_\perp \perp \mathbf{e}_z$ (фаза $\tilde{\Phi}_D$). В фазе $\tilde{\Phi}_D$ распределение намагниченности в центре домена напоминает распределение $\mathbf{m}(z)$ в зонтичной структуре (см. вставку *III* на рисунке). Можно показать, что переход $\Phi_D \rightleftarrows \tilde{\Phi}_D$ также является ФП II рода, а угол раскрытия зонтичной структуры $\varepsilon \sim (\tilde{T}_c^{(D)} - T)^{1/2}$.

Таким образом, на фазовой T, *L* диаграмме (см. рисунок) имеют место четыре линии ФП II рода: $\Phi_0 \rightleftarrows \Phi_D$ (кривая *1*), $\Phi_0 \rightleftarrows \Phi_c$ (кривая *2*), $\Phi_c \rightleftarrows \tilde{\Phi}_D$ (кривая *3*), $\Phi_D \rightleftarrows \tilde{\Phi}_D$ (кривая *4*). Все кривые пересекаются в тетракритической точке $T_c^{(c)}$, L_D.

Обобщение полученных результатов на кристаллографический класс C_∞ не представляет труда. Однако класс C_∞ помимо рассмотренных допускает инварианты $\alpha Q_3\,[m_z(\nabla_\perp \mathbf{m}_\perp) - (\mathbf{m}_\perp \nabla_\perp) m_z]$ [10], которые, как показывает анализ, приводят к связи симметричных и антисимметричных мод и, как следствие, к несимметричному распределению намагниченности относительно центра пластины в ДС.

В заключение отметим, что все расчеты приводились в рамках теории фазовых переходов Ландау, которая применима, когда флуктуациями параметра порядка можно пренебречь. Вблизи точки Кюри результаты применимы только для магнетиков с большим радиусом корреляции.

Автор благодарит С. В. Геруса и В. В. Тарасенко за полезные дискуссии.

Список литературы

[1] Тарасенко В. В., Ченский Е. В., Дикштейн И. Е. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 6. С. 2178—2188; Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Тарасенко В. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 4. С. 1473—1494.
[2] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. // Физика конденсированного состояния и применение ядерно-физических методов в биологии. Л., 1979. С. 94—154; Зуев А. В., Сукстанский А. Л. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 7. С. 2195—2197.
[3] Szymczak R., Piotrowski K., Szewczyk A. // Physica B+C. 1982. V. 113. N 1. P. 113—117.
[4] Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Мансветова Е. Г., Чижик Е. С. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 12. С. 3752—3756.
[5] Дзялошинский И. Е. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. № 4. С. 1420—1437.
[6] Барьяхтар В. Г., Стафановский Е. П. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 7. С. 1946—1953.
[7] Изюмов Ю. А. // УФН. 1984. Т. 144. № 3. С. 439—474.
[8] Соболева Т. К., Стафановский Е. П. // ФММ. 1982. Т. 54. № 1. С. 186—188.
[9] Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. № 3 (9). С. 772—779.
[10] Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 1. С. 178—182.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
8 февраля 1990 г.