

УДК 548:537.611.44

©1994

ДОМЕННАЯ СТЕНКА В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Е.А. Баранник

Исследована возможность существования локальной неоднородности типа доменной стенки в ферромагнетике с коллективизированными электронами. Получено микроскопическое уравнение для неоднородного параметра порядка, решением которого в однородном случае является стонеровский ферромагнетизм. Возникновение в системе доменной стенки приводит к появлению локальной неоднородности в распределении электронов. Установлена зависимость ширины доменной стенки и ее поверхностного натяжения от зонных параметров и величины электрон-электронного взаимодействия.

Как известно [1], микроскопическая теория магнетизма, развитая на основе представлений о локализованном или атомном магнитном моменте, хорошо описывает свойства пространственно-неоднородных магнитных состояний редкоземельных металлов и магнитных диэлектриков с частично заполненной d -оболочкой. В отличие от магнитных диэлектриков для переходных $3d$ -металлов и их сплавов более оправданным является применение какой-либо коллективной модели, дающей естественное объяснение наблюдаемых в этих веществах дробных значений атомных магнитных моментов. В рамках такого подхода [2] корректный учет вклада спиновых флуктуаций в самосогласованную перенормировку термодинамических величин позволяет устранить известные недостатки простейшей коллективной модели Стонера и лучше понять природу основного состояния магнетиков вблизи температуры Кюри T_c .

Недавно в модели Хаббарда было показано [3], что расширение множества состояний, учитываемых при вычислении статистической суммы на основе техники континуального интегрирования, за счет неоднородных состояний в виде разделенных доменными стенками чередующихся областей с противоположно направленными намагниченностями позволяет свести статистическую сумму к обычному в теории локализованных моментов виду. Последнее обеспечивает выполнение закона Кюри-Вейса и объясняет характерное для простых коллективных моделей расхождение между величиной момента, получившейся из постоянной Кюри, и наблюдаемым значением намагниченности.

В этой связи представляется важным выяснение условий существования самой доменной стенки в ферромагнетике с коллективизированными магнитными электронами. Дополнительный интерес к этой задаче обусловлен тем, что возможность появления неоднородных состояний в системе коллективизированных электронов связывают, как

правило, с какими-либо особенностями зонной структуры магнетика — особой топологией фермиевской поверхности [4–6], кратностью вырождения зон [7–9] и т.д. В частности, волна спиновой плотности (ВСП) [4], имеющая место в сплавах $\text{Cr}^{[10,11]}$, а также солитонная кинк-решетка ВСП [5,6], найденная для чистого Cr , реализуются при наличии электронного и дырочного участков поверхности Ферми, совмещающихся при параллельном переносе (нестинг). Точное решение для амплитудных солитонов [12], имеющих смысл доменной стенки на фоне основного состояния ВСП, также существенным образом использует условие нестинга. Нет, однако, никаких указаний на существование подобного рода особенностей зонной структуры типических ферромагнетиков Fe и Ni .

В настоящей работе описание доменной стенки, возникающей на фоне основного состояния стонеровского ферромагнетизма, проведено при помощи разложения уравнения Дайсона для одночастичной функции Грина по малым значениям величины обменного расщепления электронного спектра $\Delta_m(\mathbf{x})$ и температуры T . Такое разложение справедливо во всем интервале температур вплоть до T_c для слабых магнетиков, удовлетворяющих условию

$$\Delta_m(\mathbf{x})/\mu_0, \quad T/\mu_0 \ll 1,$$

где μ_0 — химический потенциал при $T = 0$ и в отсутствие магнитного упорядочения. Полученное самосогласованное уравнение для неоднородного параметра порядка $\Delta_m(\mathbf{x})$ позволяет восстановить вид функционала свободной энергии, определить ширину одномерной доменной стенки и вычислить энергию ее поверхностного натяжения. Само дифференциальное уравнение применимо для описания пространственных неоднородностей намагниченности, характерные размеры которых велики по сравнению с де-Бройлевской длиной волны d -электронов.

1. Самосогласованные уравнения параметров порядка

В металлах электрон-электронное кулоновское взаимодействие сильно экранировано, поэтому вершинную функцию двухчастичного взаимодействия магнитных электронов будем полагать точечной и выберем в виде

$$\Gamma_{\gamma_1\gamma_2,\gamma_3\gamma_4}(x_1, x_2; x_4, x_3) = \delta(x_1 - x_2)\delta(x_1 - x_3) \times \\ \times \delta(x_1 - x_4)(\theta\delta_{\gamma_1\gamma_4}\delta_{\gamma_2\gamma_3} + \varphi\sigma_{\gamma_1\gamma_4}\sigma_{\gamma_2\gamma_3}), \quad (1)$$

где σ — спиновые матрицы Паули, $x = (\mathbf{x}, \tau)$. Подставляя это выражение в известное уравнение Дайсона [13] для одночастичной функции Грина и переходя к Фурье-компонентам по «временной» переменной τ , получаем

$$G_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{x}'; \varepsilon_n) = G^{(0)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}'; \varepsilon_n)\delta_{\alpha\beta} + \\ + \int d\mathbf{x}_1 G^{(0)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1; \varepsilon_n)\Delta_{\alpha\gamma_4}(\mathbf{x}_1)G_{\gamma_4\beta}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}'; \varepsilon_n), \quad (2)$$

где энергетическая переменная $\varepsilon_n = \pi T(2n+1)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ и введено обозначение

$$\Delta_{\alpha\gamma_4}(\mathbf{x}) = T \sum_{\varepsilon_m} (\theta \delta_{\alpha\gamma_4} \delta_{\gamma_2\gamma_3} + \varphi \sigma_{\alpha\gamma_4} \sigma_{\gamma_2\gamma_3}) G_{\gamma_3\gamma_2}(\mathbf{x}, \mathbf{x}; \varepsilon_m). \quad (3)$$

Используя определение функции Грина, несложно выделить из величины $\hat{\Delta}(\mathbf{x})$ член, пропорциональный средней плотности \bar{n} числа электронов в магнетике

$$\begin{aligned} \hat{\Delta}(\mathbf{x}) &= \theta \bar{n} + \Delta(\mathbf{x}) + \sigma \Delta_m(\mathbf{x}), \\ \Delta(\mathbf{x}) &= \theta \{n(\mathbf{x}) - \bar{n}\} \equiv \theta \delta n(\mathbf{x}). \end{aligned} \quad (4)$$

Синглетный параметр порядка в (4) $\Delta(\mathbf{x})$ описывает локальные отклонения плотности $n(\mathbf{x})$ числа электронов от среднего значения и обусловлен неоднородностями в распределении намагниченности. Необходимость учета величины $\Delta(\mathbf{x})$ вытекает из того, что флуктуации амплитуды магнитного параметра порядка в магнетиках с коллективизированными электронами всегда связаны с колебаниями плотности числа частиц [14]. Подобная ситуация имеет место в случае несоизмеримой с периодом решетки кристалла ВСП, появление которой сопровождается возникновением волны зарядовой плотности [10, 11].

Формально уравнение (2) теперь можно представить в виде бесконечного ряда по степеням величины $\hat{\Delta}(\mathbf{x})$

$$\begin{aligned} \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', \varepsilon_n) &= G^{(0)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}'; \varepsilon_n) + \sum_{k=1}^{\infty} \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \dots d\mathbf{x}_k \times \\ &\times G^{(0)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1; \varepsilon_n) \hat{\Delta}(\mathbf{x}_1) G^{(0)}(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2; \varepsilon_n) \hat{\Delta}(\mathbf{x}_2) \dots \hat{\Delta}(\mathbf{x}_k) G^{(0)}(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}'; \varepsilon_n). \end{aligned} \quad (5)$$

Величина $\theta \bar{n}$, входящая, согласно (3) и (4), в это разложение, не является, вообще говоря, малой, однако ее роль сводится лишь к перенормировке зонной энергии $\varepsilon_0(\mathbf{p}) \rightarrow \varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(\mathbf{p}) + \theta \bar{n}$. Действительно, уравнение (2) имеет вид уравнения Дайсона для Ферми-частиц во «внешнем» поле $\hat{\Delta}(\mathbf{x})$ с постоянной составляющей $\theta \bar{n}$, что позволяет произвести частичное суммирование ряда (5) и понимать в дальнейшем под величиной $G^{(0)}$ нулевую функцию Грина электронов с зонной энергией $\varepsilon(\mathbf{p})$

$$G^{(0)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}'; \varepsilon_n) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{e^{i\mathbf{p}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}}{i\varepsilon_n + \delta\mu - \xi}, \quad (6)$$

где

$$\delta\mu = \mu - \mu_0, \quad \xi = \varepsilon(\mathbf{p}) - \mu_0.$$

Таким образом, уравнение (5) представляет собой разложение по степеням суммы $\Delta(\mathbf{x}) + \sigma \Delta_m(\mathbf{x})$, в котором при выводе самосогласованного уравнения для $\Delta_m(\mathbf{x})$ достаточно удерживать члены третьего порядка малости по $\Delta_m(\mathbf{x})$. Что касается химического потенциала $\delta\mu$ и параметра порядка $\Delta(\mathbf{x})$, то эти величины, как будет показано ниже,

квадратичны по $\Delta_m(\mathbf{x})$ и их достаточно знать с точностью до членов второго порядка малости включительно. Величина $\delta\mu$ определяется из закона сохранения полного числа электронов

$$N = T \sum_{\varepsilon_n} \text{Sp} \int d\mathbf{x} \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}; \varepsilon_n) \quad (7)$$

после подстановки в него (5). Нетрудно убедиться, что линейный по $\Delta(\mathbf{x})$ член

$$2T \sum_{\varepsilon_n} \int d\mathbf{x} d\mathbf{x}_1 G^{(0)}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1; \varepsilon_n) \Delta(\mathbf{x}_1) G^{(0)}(\mathbf{x}_1-\mathbf{x}; \varepsilon_n) \quad (8)$$

в правой части (7) вклада не дает. Характерное расстояние, на котором изменяется подынтегральная функция в (8), порядка $p_F^{-1} \sim a$ — постоянной решетки, поэтому в слабо неоднородном случае $\Delta_m(\mathbf{x}_1)$ и $\Delta(\mathbf{x}_1)$ можно разложить в ряд по степеням $\mathbf{x}-\mathbf{x}_1$ и ограничиться членами не выше второго порядка. В частности,

$$\Delta_{m_i}(\mathbf{x}_1) = \Delta_{m_i}(\mathbf{x}) + \frac{\partial \Delta_{m_i}(\mathbf{x})}{\partial x_i} (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x})_i + \frac{\partial^2 \Delta_{m_i}(\mathbf{x})}{\partial x_i \partial x_j} (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x})_i (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x})_j. \quad (9)$$

В результате интеграл (8) распадается на три, первый из которых равен нулю по определению величины $\Delta(\mathbf{x})$, а второй и третий — вследствие зависимости нулевых гриновских функций только от модуля разности координат в случае изотропного закона дисперсии $\xi = \xi(p)$ и равенства нулю на бесконечности (в глубине домена) градиента величины $\Delta(\mathbf{x})$. Строго говоря, пренебречь градиентными членами здесь можно сразу, поскольку выражение (8) имеет, как отмечалось выше, второй порядок малости по $\Delta_m(\mathbf{x})$ и учет слабой неоднородности превышает необходимую точность.

Аналогичным образом квадратичное по $\Delta_m(\mathbf{x})$ слагаемое в (7) приводится к виду

$$2T \sum_{\varepsilon_n} \int d\mathbf{x} \Delta_m^2(\mathbf{x}) \iint d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 G^{(0)}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1; \varepsilon_n) \times \\ \times G^{(0)}(\mathbf{x}_1-\mathbf{x}_2; \varepsilon_n) G^{(0)}(\mathbf{x}_2-\mathbf{x}; \varepsilon_n) \quad (10)$$

и достаточно просто вычисляется в импульсном пространстве с использованием (6). Имеем

$$\frac{V}{2} \overline{\Delta_m^2} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \text{th} \frac{\delta\mu - \xi(p)}{2T} = V \overline{\Delta_m^2} g'_0, \quad (11)$$

где V — объем домена, $g(\xi)$ — энергетическая плотность числа состояний, а черта означает усреднение по объему. Индекс нуль здесь и далее указывает на то, что функция или ее производная, отмечаемая

штрихом, берется на поверхности Ферми. С учетом (11) приходим к следующему выражению для химического потенциала:

$$\delta\mu = -\frac{g'_0}{2g_0} \left(\overline{\Delta_m^2} + \frac{\pi^2 T^2}{3} \right). \quad (12)$$

В уравнении, вытекающем из (3)–(5) для параметра порядка $\Delta(\mathbf{x})$, градиентными членами можно, как и ранее, пренебречь. Оставшиеся слагаемые аналогичны (8) и (10), но не содержат интегрирования по \mathbf{x} , поэтому в (10) и (11) следует произвести замену $\overline{\Delta_m^2} \rightarrow V^{-1} \Delta_m^2(\mathbf{x})$. Выполняя в (8) интегрирование по \mathbf{x}_1 электронной петли

$$\begin{aligned} & 2T \sum_{\epsilon_n} \Delta(\mathbf{x}) \int d\mathbf{x}_1 G^{(0)}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1; \epsilon_n) G^{(0)}(\mathbf{x}_1-\mathbf{x}; \epsilon_n) = \\ & = \Delta(\mathbf{x}) \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{\partial}{\partial \xi} \operatorname{th} \frac{\delta\mu - \xi(p)}{2T} = -2\Delta(\mathbf{x}) \left(g_0 + g'_0 \delta\mu + g''_0 \frac{\pi^2 T^2}{6} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

подставляя это выражение в получающееся из (3)–(5) и (10)–(12) уравнение и удерживая, наконец, слагаемые не выше второго порядка малости, находим

$$\Delta(\mathbf{x}) = \frac{\theta g'_0}{1+2\theta g_0} \left\{ \Delta_m^2(\mathbf{x}) - \overline{\Delta_m^2} \right\}. \quad (14)$$

Заметим, что при однородном намагничивании $\Delta(\mathbf{x}) = 0$, а химический потенциал (12) имеет обычный для теории Стонера вид.

Магнитный параметр порядка $\Delta_m(\mathbf{x})$ удовлетворяет уравнению, в котором зависимость от координат (9) остается лишь в члене первого порядка малости. Иными словами, при изотропном законе дисперсии уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & \Delta_m(\mathbf{x}) = \varphi T \sum_{\epsilon_n} \operatorname{Sp} \sigma \hat{G}(\mathbf{x}, \mathbf{x}; \epsilon_n) = \\ & = \varphi \left\{ I_1 \Delta_m(\mathbf{x}) - \alpha_1 \frac{\partial^2 \Delta_m(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}^2} + 2I_2 \Delta_m(\mathbf{x}) \Delta(\mathbf{x}) + I_3 \Delta_m(\mathbf{x}) \Delta_m^2(\mathbf{x}) \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} I_k &= 2T \sum_{\epsilon_n} \int d\mathbf{x}_1 \dots d\mathbf{x}_k G^{(0)}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1; \epsilon_n) \dots G^{(0)}(\mathbf{x}_k-\mathbf{x}; \epsilon_n), \\ \alpha_1 &= -\frac{T}{3} \sum_{\epsilon_n} \int d\mathbf{x}_1 G^{(0)}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1; \epsilon_n) (\mathbf{x}_1-\mathbf{x})^2 G^{(0)}(\mathbf{x}_1-\mathbf{x}; \epsilon_n). \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь неизвестны коэффициенты α_1 и I_3 , вычисление которых в прежних предположениях несколько сложнее, но принципиально не отличается от вычисления I_1 и I_2 . В частности,

$$\alpha_1 = -\frac{1}{6} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{\partial^2 \xi}{\partial \mathbf{p}^2} \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \operatorname{th} \frac{\delta\mu - \xi(p)}{2T} + \left(\frac{\partial \xi}{\partial \mathbf{p}} \right)^2 \frac{1}{3} \frac{\partial^3}{\partial \xi^3} \operatorname{th} \frac{\delta\mu - \xi(p)}{2T} \right\}.$$

Подставляя сюда

$$\partial\xi/\partial\mathbf{p} = v\mathbf{p}p^{-1}, \quad 2(\partial^2\xi/\partial\mathbf{p}^2) = \partial v^2/\partial\xi,$$

где $v(\xi)$ — скорость электрона с энергией ξ , окончательно находим

$$\alpha_1 = \frac{1}{12} \left\{ g'v^2 + \frac{1}{3} (gv^2)' \right\}'_0.$$

Для I_3 имеем

$$I_3 = \frac{1}{6} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{\partial^3}{\partial\xi^3} \operatorname{th} \frac{\delta\mu - \xi(\mathbf{p})}{2T} = -\frac{1}{3} g_0''.$$

Собирая вместе результаты, полученные для коэффициентов (16) после подстановки в них (12), и используя выражение (14) для параметра порядка $\Delta(x)$, приходим к уравнению вида

$$-\alpha\Delta_m(x) + \beta_1\overline{\Delta_m^2}\Delta_m(x) + \beta\Delta_m^2(x)\Delta_m(x) = \frac{\alpha_1}{2} \frac{\partial^2\Delta_m(x)}{\partial x^2}, \quad (17)$$

где

$$\alpha = \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{g_0'^2}{g_0} - g_0'' \right) (T_s^2 - T^2)$$

$$\beta_1 = \frac{g_0'^2}{2g_0} (1 + 2\theta g_0)^{-1}, \quad \beta = \frac{1}{2} \left(\frac{g_0'^2}{g_0} - \frac{g_0''}{3} \right) - \beta_1 \quad (18)$$

и введена величина

$$T_s^2 = \frac{3}{\pi^2} \frac{1 + 2\theta g_0}{\varphi g_0} \left(\frac{g_0'^2}{g_0^2} - \frac{g_0''}{g_0} \right)^{-1},$$

имеющая в теории Стонера смысл температуры Кюри.

2. Функционал свободной энергии

Имея в виду решение уравнения (17) типа доменной стенки, ограничимся рассмотрением одномерного случая. Из уравнения (17) для величины $\Delta_m(x)$, являющейся экстремалью функционала свободной энергии F , несложно определить плотность свободной энергии \mathcal{F}

$$F = \int_{-L}^L \mathcal{F} \left(x, \Delta_m(x), \overline{\Delta_m^2}, \frac{\partial\Delta_m(x)}{\partial x} \right) dx, \quad (19)$$

где L — характерный размер домена. Отличительной особенностью функции \mathcal{F} является, как видно из (17), зависимость не только от $\Delta_m(x)$ и ее производной, но и от среднего квадрата этой величины. Поэтому

при взятии вариационной производной в (19) варьировать необходимо и $\overline{\Delta_m^2}$, в результате чего вариация функционала свободной энергии имеет вид

$$\delta F = \int_{-L}^L \left\{ \frac{\partial F}{\partial \Delta_m} \delta \Delta_m(x) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F}{\partial \frac{\partial \Delta_m}{\partial x}} \right) \delta \Delta_m(x) + \right. \\ \left. + 2 \frac{\partial F}{\partial \Delta_m^2} \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \Delta_m(x') \delta \Delta_m(x') dx' \right\} dx.$$

Отсюда после замены $x \rightleftharpoons x'$ в последнем слагаемом получаем уравнение экстремали функционала (19)

$$\frac{\partial F}{\partial \Delta_m} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F}{\partial \frac{\partial \Delta_m}{\partial x}} \right) + 2 \frac{\overline{\partial F}}{\partial \Delta_m^2} \Delta_m(x) = 0. \quad (20)$$

Из (17) и (20) вытекает явный вид функции плотности свободной энергии

$$\mathcal{F} \left(x, \Delta_m(x), \overline{\Delta_m^2}, \frac{\partial \Delta_m(x)}{\partial x} \right) = \\ = -\alpha \Delta_m^2(x) + \frac{\beta_1}{2} \overline{\Delta_m^2} \Delta_m^2(x) + \frac{\beta}{2} \Delta_m^4(x) + \frac{\alpha_1}{2} \left(\frac{\partial \Delta_m(x)}{\partial x} \right)^2. \quad (21)$$

Отметим, что в (21) уже учтен вклад возникающего вместе с доменной стенкой кинка (14) пространственной плотности магнитных электронов, что выражается в зависимости коэффициентов β и β_1 как от зонных параметров, так и от величины экранированного кулоновского взаимодействия θ .

Представим первый интеграл уравнения (17) в обычном для феноменологической теории виде [15]

$$\frac{\alpha_1}{\beta \Delta_F^2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{\Delta_m(x)}{\Delta_F} \right)^2 = \left[1 - \frac{\Delta_m^2(x)}{\Delta_F^2} \right]^2, \quad (22)$$

где

$$\Delta_F^2 = \left(\alpha - \beta_1 \overline{\Delta_m^2} \right) \beta^{-1}$$

— значение магнитного параметра порядка в глубине домена. Тогда

$$\Delta_m(x) = \Delta_F \operatorname{th} \frac{x}{l}, \quad l = \sqrt{\frac{\alpha_1}{\beta \Delta_F^2}}. \quad (23)$$

Величина Δ_F не совпадает, вообще говоря, со стонеровским параметром $\Delta_s^2 = \alpha(\beta + \beta_1)^{-1}$, однако $\Delta_F \rightarrow \Delta_s$ при $L \rightarrow \infty$, поскольку из (23) и определений величин Δ_F и Δ_s следует, что

$$1 - \Delta_s^2 / \Delta_F^2 \sim 1 - \overline{\Delta_m^2} / \Delta_F^2 \sim l / L.$$

Разность энергий F и плотности свободной энергии стонеровского ферромагнетика

$$\mathcal{F}_s = -(\beta + \beta_1)\Delta_s^4/2$$

должна быть отнесена, очевидно, за счет возникающей доменной стенки. Из (21)–(23) находим выражение

$$\mathcal{F} - \mathcal{F}_s = -\frac{\beta + \beta_1}{2} (\Delta_F^4 - \Delta_s^4) + \frac{\beta_1}{2} \Delta_F^4 \left\{ 1 - \frac{\overline{\Delta_m^2}}{\Delta_F^2} \frac{\Delta_m^2(x)}{\Delta_F^2} \right\} + \beta \Delta_F^4 \left\{ 1 - \frac{\Delta_m^2(x)}{\Delta_F^2} \right\}^2, \quad (24)$$

интегрирование которого с точностью до первых исчезающих по l/L членов дает энергию поверхностного натяжения доменной стенки

$$F - F_s = \frac{4}{3} \beta \Delta_s^4 l, \quad l = \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha} \frac{\beta + \beta_1}{\beta}}. \quad (25)$$

Согласно (23) и (25), условие существования доменной стенки заключается в неотрицательности величин α_1 и β . При любых значениях величины θ это условие выполняется, в частности, в случае квадратичного закона дисперсии для d -электронов, когда

$$g(\xi) \propto \sqrt{\mu_0 + \xi}, \quad v^2 \propto \mu_0 + \xi.$$

В этом смысле условие существования доменной стенки не накладывает каких-либо дополнительных принципиальных ограничений на зонные характеристики и величину двухчастичного взаимодействия по сравнению с условиями существования самого стонеровского ферромагнетизма в системе коллективизированных электронов. Более подробно остановимся на зависимости толщины доменной стенки l и кинка плотности $\delta n(x)$ от θ .

С ростом величины двухчастичного взаимодействия ширина доменной стенки стремится к своему минимальному при данной температуре значению $(\alpha_1/\alpha)^{1/2}$, а амплитуда локальной неоднородности распределения электронов убывает, что компенсирует возрастание энергии кулоновского отталкивания из-за большей локализации стенки. Именно этот предел больших θ соответствует статическому приближению, которое используется [2, 16] при вычислении континуальных интегралов статистической суммы системы коллективизированных электронов. В статическом приближении пренебрегают, как правило, флуктуациями зарядовой плотности δn ввиду их малой амплитуды и высокой энергии активации, которая по порядку величины для неэкранированного кулоновского взаимодействия равна частоте Ленгмюра. Спиновая и зарядовая компоненты, таким образом, расцепляются. В случае экранированного взаимодействия $\theta g_0 \sim 1$, амплитуда величины $\delta n(x)$ имеет конечное значение, и потому при исследовании свойств магнетика влияние электрон-электронного взаимодействия, описываемого вершиной θ , не сводится к простой перенормировке зонной энергии и химического потенциала. Необходимо учитывать вклад в статистическую сумму связанных спиновой и зарядовой компонент.

Список литературы

- [1] Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. С. 1032.
- [2] Мория Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М.: Мир, 1988. С. 288.
- [3] Ильинский К.Н., Уздин В.М. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 6. С. 1687-1695.
- [4] Fedders P.A., Martin P.C. // Phys. Rev. 1966. V. 43. N 1. P. 245-259.
- [5] Machida K. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 1. P. 418-420.
- [6] Криве И.В., Петрова Т.Г., Рожавский А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 3. С. 127-130.
- [7] Ахиезер И.А., Чудновский Е.М. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 7. С. 1907-1913.
- [8] Силин В.П., Солонцов А.З. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 3. С. 1073-1084.
- [9] Баранник Е.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 9. С. 210-216.
- [10] Fawcett E. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. N 1. P. 209-283.
- [11] Куликов Н.И., Тугушев В.В. // УФН. 1984. Т. 144. № 4. С. 643-680.
- [12] Brazovskii S.A., Matveenko S.I. // Phys. Lett. A. 1989. V. 140. N 1-2. P. 44-46.
- [13] Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962. С. 433.
- [14] Ахиезер И.А., Баранник Е.А. // Металлофизика. 1986. Т. 8. № 3. С. 3-21.
- [15] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 620.
- [16] Изюмов Ю.А., Скрыбин Ю.Н. Статистическая механика магнитоупорядоченных систем. М.: Наука, 1987. С. 264.

Харьковский государственный университет

Поступило в Редакцию
23 декабря 1993 г.