Письма в ЖЭТФ, том 85, вып. 9, с. 533 – 537 © 2007 г. 10 мая

Эффект маятника Капицы в аморфном магнетике со слабым беспорядком

И. А. Фомин

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 февраля 2007 г.
После переработки 20 марта 2007 г.

Рассмотрен механизм ориентации намагниченности в аморфном ферромагнетике слабым анизотропным беспорядком типа случайная анизотропия. Беспорядок ориентирует намагниченность таким образом, чтобы минимизировать ее поперечные флуктуации. Влияние беспорядка оказывается аналогичным влиянию вибраций точки подвеса на ориентацию механического маятника (маятника Капицы). Указаны типы беспорядка, для которых ориентирующий эффект заведомо существует, при этом снимается непрерывное вырождение и подавляется механизм разрушения дальнего порядка Ларкина–Имри–Ма.

PACS: 67.57.–z

1. Непрерывно вырожденные упорядоченные системы аномально сильно реагируют на слабый беспорядок. Как было показано Ларкиным [1] на примере системы, вырожденной по отношению к трансляциям, а также Имри и Ма [2] для случая, когда кроме трансляционного имеется также и ориентационное вырождение, в таких системах при размерности пространства $d \leq 4$ сколь угодно слабый беспорядок разрушает дальний порядок. Если малость беспорядка характеризуется параметром g, то в соответствии с аргументами Ларкина и Имри, Ма состояние, в котором параметр порядка изменяется в пространстве с характерным масштабом $L_\eta \sim \xi/g$, где ξ – корреляционная длина упорядоченной системы, имеет энергию, более низкую, чем энергия однородного состояния на величину порядка g^2. В рассуждениях [1, 2] предполагалось, что непрерывное вырождение не снимается поправками более низкого порядка по g. Рассмотренные ранее примеры [3 – 5] показывают, что анизотропный беспорядок (в частности, одноосное случайное поле) снимает ориентационное вырождение и восстанавливает дальний порядок. Еще более интересным в этом смысле является пример сверхтекучего ^{3}He в аэрогеле, где эффект Ларкина–Имри–Ма может подавляться изотропным беспорядком [6].

В настоящей работе рассмотрен вопрос о снятии ориентационного вырождения упорядоченного магнетика для случая, когда слабый беспорядок относится к типу случайной анизотропии, и показано, что существенным для возникновения ориентационного эффекта является взаимодействие беспорядка с “голдстоуновскими” флуктуациями, то есть такими, которые происходят в направлениях вырождения параметра порядка. Для системы с симметрией аморфного ферромагнетика [7] найдены виды анизотропного беспорядка, для которых взаимодействие с голдстоуновскими флуктуациями можно полностью исключить путем надлежащей ориентации намагниченности. Минимизация вклада голдстоуновских флуктуаций в энергию является, тем самым, механизмом снятия непрерывного вырождения параметра порядка и подавления эффекта Ларкина–Имри–Ма. Указанный механизм аналогичен механизму снятия вырождения механического маятника с вибрирующей точкой подвеса (маятника Капицы) [8]. Если пренебречь силой тяжести, то положение равновесия маятника вырождено. Вибрации снимают вырождение и ориентируют маятник так, чтобы не создавать момента в направлении вырождения маятника.

2. Все рассуждения будут проводиться вблизи температуры Кюри T_c, где разложение свободной энергии аморфного ферромагнетика по намагниченности $\mathbf{M}$ имеет вид

$$F_f = F_n + \int d^3r \left[\tau M_j M_j + \frac{b}{2}(M_j M_j)^2 + \right.$$
$$\left. + \xi_0^2 \frac{\partial M_j}{\partial x_n}\frac{\partial M_j}{\partial x_n} + \eta_{jl}(\mathbf{r}) M_j M_l + \kappa_{jl} M_j M_l \right]. \quad (1)$$

Коэффициенты имеют обычный смысл: $\tau = (T - T_c)/T_c$; $b = \mathrm{const}, b > 0$, пространственная жесткость обозначена как ξ_0^2. Единицы измерения $\mathbf{M}$ выбраны так, чтобы выражение под знаком интеграла имело размерность плотности энергии. Случайная анизотропия описывается дополнительным членом $\eta_{jl}(\mathbf{r}) M_j M_l$, где $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ – вещественный симметричный случайный тензор, его след $\eta_{nn}(\mathbf{r})/3$ описывает локальный относительный сдвиг температуры Кюри T_c, а оставшаяся часть $\eta_{jl}^{(a)}(\mathbf{r}) = \eta_{jl}(\mathbf{r}) -$

$\delta_{jl}(\eta_{nn}(\mathbf{r})/3)$ – локальное расщепление T_c для разных компонент намагниченности $\mathbf{M}$. Ансамбль тензоров $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ считается в среднем пространственно однородным. Средняя анизотропия κ_{jl} записана в виде отдельного слагаемого, то есть считается, что $\langle\eta_{jl}(\mathbf{r})\rangle = 0$. В ответ войдут также корреляторы фурье-компонент $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ в пределе $k \to 0$: $\Phi_{jlmn}(0) = \langle\eta_{jl}(\mathbf{k})\eta_{mn}(-\mathbf{k})\rangle\,|_{k=0}$, в отношении которых пока не делается дополнительных предположений.

Экстремали находятся из уравнения

$$\tau M_j + \kappa_{jl}M_l + \eta_{jl}(\mathbf{r})M_l - \xi_0^2\frac{\partial^2 M_j}{\partial x_n^2} + bM^2M_j = 0. \quad (2)$$

Удобно начать со случая, когда средняя анизотропия отсутствует, то есть $\kappa_{jl} = 0$. Рассматривая $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ как малое возмущение, будем искать решение уравнения (2) в виде: $M_j(\mathbf{r}) = \overline{M}_j + m_j(\mathbf{r})$, где $m_j(\mathbf{r})$ – флуктуационная добавка, про которую предполагается, что $|\, m_j(\mathbf{r})\,| \sim |\,\eta\,|^\gamma\, \overline{M}$, $\gamma > 0$ и что $\langle m_j(\mathbf{r})\rangle = 0$ при усреднении по масштабам, меньшим чем L_η. Разложение уравнения (2) по η_{jl} и m_j с точностью до третьего порядка и последующее отделение быстро и плавно изменяющихся членов приводят к уравнениям для $m_j(\mathbf{r})$ и $\overline{M}_j$. Учет возможной зависимости $\overline{M}_j$ от координат сказался бы на членах более высокого порядка по η_{jl}, чем удержанные, что позволяет считать в них $\overline{M}_j = \mathrm{const}$. Для сокращения записи черта у $\overline{M}_j$ в дальнейшем будет опускаться.

$$\tau M_j + b[M^2M_j + 2\langle m_jm_l\rangle M_l + \langle m_lm_l\rangle M_j] + \langle\eta_{jl}m_l\rangle = 0, \quad (3)$$

$$\tau m_j + b[M^2m_j + 2M_jM_lm_l + (m_lm_l)m_j] - \xi_0^2\frac{\partial^2 m_j}{\partial x_n^2} = -\eta_{jl}M_l. \quad (4)$$

Локальные флуктуации намагниченности $m_j(\mathbf{r})$, параллельные и перпендикулярные $\mathbf{M}$, неравноправны. Чтобы их разделить, спроектируем уравнение (4) на единичный вектор $\hat{\mu} = \mathbf{M}/M$, обозначив $m_\mu = \hat{\mu}_l m_l$ и $\eta_{\mu\mu} \equiv \eta_{jl}\hat{\mu}_j\hat{\mu}_l$. Здесь и в дальнейшем суммирование по повторяющимся греческим индексам не подразумевается;

$$\tau m_\mu + 3bM^2m_\mu - \xi_0^2\frac{\partial^2 m_\mu}{\partial x_n^2} = -\eta_{\mu\mu}M. \quad (5)$$

Поскольку коэффициент при первой степени m_μ в нуль не обращается, кубический член здесь опущен. Уравнение при этом становится линейным, и его можно решить, перейдя к фурье-компонентам. Учитывая, что в нулевом по η_{jl} приближении $\tau + bM^2 = 0$, имеем

$$m_\mu(\mathbf{k}) = -\frac{\eta_{\mu\mu}(\mathbf{k})}{2|\tau| + \xi_0^2k^2}M, \quad (6)$$

что позволяет найти среднее

$$\langle m_\mu(\mathbf{r})m_\mu(\mathbf{r})\rangle = M^2\int\frac{\langle\eta_{\mu\mu}(\mathbf{k})\eta_{\mu\mu}(\text{-}\mathbf{k})\rangle}{[2|\tau| + \xi_0^2k^2]^2}\frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (7)$$

Интеграл в правой части уравнения (7) сходится при $k^2 \sim |\tau|/\xi_0^2 \sim 1/[\xi(T)]^2$. Будем считать, что в существенной для интеграла области $\Phi_{\mu\mu\mu\mu}(\mathbf{k}) \approx \Phi_{\mu\mu\mu\mu}(\mathbf{0})$. В результате

$$\langle m_\mu(\mathbf{r})m_\mu(\mathbf{r})\rangle = \frac{1}{8\pi}\frac{\Phi_{\mu\mu\mu\mu}(0)}{\xi_0^3}\frac{M^2}{\sqrt{2|\tau|}}. \quad (8)$$

Критерием применимости приведенных рассуждений является малость квадрата продольных флуктуаций намагниченности $\langle m_\mu(\mathbf{r})m_\mu(\mathbf{r})\rangle$ по сравнению с M^2:

$$g \equiv \frac{1}{8\pi}\frac{\Phi_{\mu\mu\mu\mu}(0)}{\xi_0^3\sqrt{2|\tau|}} \ll 1.$$

Введенная таким образом величина g служит малым параметром теории.

Чтобы найти тангенциальные по отношению к $\mathbf{M}$ компоненты $m_j(\mathbf{r})$, следует спроектировать уравнение (4) на единичные векторы $\hat{\lambda}$ и $\hat{\nu}$, образующие вместе с $\hat{\mu}$ ортонормированный базис:

$$\tau m_\lambda + b[M^2m_\lambda + (m_lm_l)m_\lambda] + \eta_{\lambda\mu}M - \xi_0^2\frac{\partial^2 m_\lambda}{\partial x_n^2} = 0, \quad (9)$$

и аналогичное уравнение, получающееся из написанного заменой λ на ν. Если пренебречь в уравнениях для m_λ, m_ν ангармоническими членами, то средние квадраты поперечных флуктуаций оказываются пропорциональными расходящимся при малых k интегралам. Например,

$$\langle m_\lambda(\mathbf{r})m_\lambda(\mathbf{r})\rangle = M^2\int\frac{\langle\eta_{\lambda\mu}(\mathbf{k})\eta_{\lambda\mu}(\text{-}\mathbf{k})\rangle}{[\xi_0^2k^2]^2}\frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \quad (10)$$

В соответствии с процедурой теории возмущений для вырожденных систем имеющуюся свободу в выборе нулевого приближения следует использовать так, чтобы расходящиеся поправки не возникали. Условием обращения в нуль правой части уравнения (10) служит:

$$\langle\eta_{\lambda\mu}(\mathbf{k})\eta_{\lambda\mu}(\text{-}\mathbf{k})\rangle = \langle|\eta_{\lambda\mu}(\mathbf{k})|^2\rangle = 0 \quad (11)$$

и аналогичное условие для ν-компоненты:

$$\langle|\eta_{\nu\mu}(\mathbf{k})|^2\rangle = 0. \quad (12)$$

Оба условия можно сформулировать в виде, не зависящем от выбора базиса: все $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ должны иметь хотя бы одно общее главное направление и намагниченность должна ориентироваться параллельно этому направлению: $\eta_{jl}(\mathbf{r})M_l = \varepsilon(\mathbf{r})M_j$, где $\varepsilon(\mathbf{r})$ – случайное собственное значение. Такая ориентация соответствует выбору "правильного" нулевого приближения.

При выполнении условий (11), (12) обращаются в нуль проекции случайной силы на направления вырождения и поперечные флуктуации не возбуждаются. Тем самым исключается причина разрушения дальнего порядка по схеме Ларкина–Имри–Ма. Если же условиям (11), (12) удовлетворить нельзя, то главные флуктуационные поправки сингулярны, и они не могут быть найдены по теории возмущений.

Чтобы оценить силу ориентирующего эффекта, следует рассмотреть состояния, в которых ориентация намагниченности не является "правильной". При этом возникают голдстоуновские флуктуации и становится существенным вопрос о механизме, ограничивающем амплитуду флуктуаций. При отсутствии средней анизотропии таким механизмом является ангармонизм. Как видно из уравнения (9), ангармонические члены имеют нужный знак для ограничения роста амплитуды флуктуаций. Голдстоуновские флуктуации $\langle m_\lambda m_\lambda\rangle \equiv M^2\sigma_{\lambda\lambda}$ и $\langle m_\nu m_\nu\rangle \equiv \equiv M^2\sigma_{\nu\nu}$, вообще говоря, пропорциональны дробной степени малого параметра g, то есть имеют порядок $g^{2/\tilde{\delta}}$. В приближении среднего поля $\tilde{\delta} = 3$. Этот показатель аналогичен критическому показателю δ, описывающему зависимость намагниченности от поля в критической точке. В приближении среднего поля δ также равно трем. Известно, что такая оценка является грубой и недооценивает вклад критических флуктуаций, поскольку расчеты, использующие ε-разложение и высокотемпературные ряды для разных моделей, а также обработка экспериментальных данных дают значения $\delta \simeq 4 \div 5$ [9]. И хотя аналогия не является точной, она указывает на то, что во всяком случае вклад голдстоуновских флуктуаций является главным. Если умножить уравнение (3) на M_j и удержать вклад только голдстоуновских флуктуаций, то оно примет вид

$$\tau + b(1+\sigma_{\lambda\lambda}+\sigma_{\nu\nu})M^2 = 0. \tag{13}$$

Уравнение (13) можно рассматривать как условие экстремальности по M^2 эффективной плотности свободной энергии:

$$f_{\text{eff}} = \tau M^2 + \frac{1}{2}b(1+\sigma_{\lambda\lambda}+\sigma_{\nu\nu})M^4. \tag{14}$$

Учет поправок свелся к замене в плотности энергии коэффициента b на $b(1+\sigma_{\lambda\lambda}+\sigma_{\nu\nu})$. Выигрыш энергии при переходе в ферромагнитное состояние есть

$$|\Delta f_{\text{eff}}| = \frac{\tau^2}{2b(1+\sigma_{\lambda\lambda}+\sigma_{\nu\nu})}. \tag{15}$$

Для анизотропных ансамблей сумма $\sigma_{\lambda\lambda}+\sigma_{\nu\nu}$ зависит от направления $\mathbf{M}$. Минимизация этой суммы определяет выгодные направления $\mathbf{M}$, то есть вообще говоря снимает непрерывное вырождение. Величины $\sigma_{\lambda\lambda}$ и $\sigma_{\nu\nu}$ не могут быть отрицательными, то есть максимальный выигрыш достигается при $\sigma_{\lambda\lambda} = 0$ и $\sigma_{\nu\nu} = 0$, что соответствует условиям (11), (12).

Если восстановить теперь в плотности свободной энергии член $\kappa_{jl}M_jM_l$, ответственный за среднюю анизотропию, то может возникнуть конкуренция двух ориентирующих эффектов.

Рассмотрим случай, когда и средняя и случайная анизотропии – одноосные с общей осью, направленной вдоль $\hat{z}$. В этом случае тензор κ_{jl} задается одним параметром κ: $\kappa_{33} = 2\kappa, \kappa_{11} = \kappa_{22} = -\kappa$. След κ_{ll} включен в определение τ. Анизотропия приводит к расщеплению T_c для ориентации $\mathbf{M}$ в плоскости (x,y) и перпендикулярно этой плоскости. В принятых обозначениях величина расщепления $\Delta\tau = 3\kappa$. В зависимости от знака κ большей T_c соответствует та или иная ориентация $\mathbf{M}$. Поскольку случайная анизотропия ориентирует $\mathbf{M}$ вдоль $\hat{z}$, более интересен случай $\kappa > 0$, когда большей T_c соответствует ориентация $\mathbf{M}$ в плоскости (x,y). С учетом анизотропии

$$f_{\text{eff}} = (\tau+2\kappa)M_3^2 + (\tau-\kappa)(M_1^2+M_2^2) + \\ + \frac{1}{2}b(1+\sigma_{\lambda\lambda}+\sigma_{\nu\nu})M^4. \tag{16}$$

Будем считать анизотропию малой, то есть $\kappa/\sigma_{\lambda\lambda} \ll \ll 1$. При $\tau \leq -6\kappa/\sigma_{\lambda\lambda}$ более выгодным является состояние, определяемое беспорядком: $M_3^2 = -(\tau + + 2\kappa)/b; M_\perp^2 \equiv (M_1^2+M_2^2) = 0$. Оно обладает дальним порядком и имеет энергию $f_\| = -(\tau+2\kappa)^2/2b$. При повышении температуры при $\tau \approx -6\kappa/\sigma_{\lambda\lambda}$ происходит переход первого рода в состояние $M_\perp^2 \equiv \equiv (M_1^2+M_2^2) = -(\tau-\kappa)/b(1+\sigma_{\lambda\lambda}), M_3^2 = 0$. Это состояние вырождено по направлению $\mathbf{M}$ в плоскости (x,y) и должно обладать, согласно [10], квази-дальним порядком.

Рассмотрим также влияние на ориентацию $\mathbf{M}$ одноосной анизотропии в членах 4-го порядка. Пусть в отсутствие беспорядка

$$f = \tau M^2 + \frac{1}{2}[b_\| M_3^4 + b_\perp M_\perp^4]. \tag{17}$$

При $\tau < 0$ энергия (17) имеет два экстремума: $M_3^2 = -\tau/b_{\|}, M_\perp = 0$ и $M_3^2 = 0, M_\perp^2 = -\tau/b_\perp$. Реализуется состояние, соответствующее большему выигрышу энергии, то есть меньшему b. Эти состояния по-разному реагируют на беспорядок. Более интересен случай $b_\perp < b_{\|}$, когда в отсутствие флуктуаций выгодна ориентация $\mathbf{M}$ в плоскости (x, y). Учет главных по малой случайной анизотропии поправок к этому решению сводится к замене $b_\perp$ на $b_\perp(1 + \sigma_{\lambda\lambda})$. Другое решение $\mathbf{M} \parallel \hat{z}$ в том же приближении не имеет флуктуационных поправок и при $\sigma_{\lambda\lambda} > (b_{\|} - b_\perp)/b_\perp$ выгодно именно это состояние. В интервале температур от $\tau = 0$ до той температуры, при которой $\sigma_{\lambda\lambda} = (b_{\|} - b_\perp)/b_\perp$, учет флуктуаций изменяет относительную выгодность двух состояний, причем стабилизируется состояние с дальним порядком. Поскольку во всех рассуждениях предполагалось, что $\sigma_{\lambda\lambda} \ll 1$, то ориентирующий эффект флуктуаций может конкурировать с анизотропией лишь если она мала, то есть $(b_{\|} - b_\perp)/b_\perp \ll 1$.

3. В качестве примера рассмотрим более подробно случай одного общего собственного направления тензоров $\eta_{jl}(\mathbf{r})$, вдоль которого направим ось z [1]. Будем считать, что собственные значения $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ для этого направления $\eta_{33}(\mathbf{r})$ статистически независимы от остальных отличных от нуля компонент $\eta_{jl}(\mathbf{r})$, которые образуют двумерный симметричный случайный тензор $\eta_{pq}(\mathbf{r})$, где p и q пробегают значения 1 и 2. В отношении тензоров $\eta_{pq}(\mathbf{r})$ будем предполагать, что они образуют изотропный в плоскости (xy) ансамбль. Их взаимные корреляционные функции в пределе $k \to 0$ можно выразить через две постоянные:

$$\Phi_{pqrs}(0) = \langle \eta_{pq}(\mathbf{k})\eta_{rs}(\text{-}\mathbf{k})\rangle \,|_{k=0} =$$
$$= \Phi^{(1)}\delta_{pq}\delta_{rs} + \Phi^{(2)}(\delta_{pr}\delta_{qs} + \delta_{ps}\delta_{qr}). \qquad (18)$$

Коэффициенты $\Phi^{(1)}$, $\Phi^{(2)}$ выражаются через отличные от нуля средние $\Phi^{(1)} = \langle\eta_{11}(\mathbf{k})\eta_{22}(-\mathbf{k})\rangle|_{k=0}$, $\Phi^{(2)} = \langle\eta_{12}(\mathbf{k})\eta_{12}(-\mathbf{k})\rangle|_{k=0}$, $\Phi^{(1)} + 2\Phi^{(2)} = \langle\eta_{11}(\mathbf{k})\eta_{11}(-\mathbf{k})\rangle|_{k=0} = \langle\eta_{22}(\mathbf{k})\eta_{22}(-\mathbf{k})\rangle|_{k=0}$. Из написанных равенств следует, что $\Phi^{(2)} > 0$, $\Phi^{(1)} + 2\Phi^{(2)} > 0$.

Для оценки величины сингулярных членов ограничимся здесь приближением среднего поля. Произведем для этого в уравнении (9) замену:

$$(m_l m_l)m_\lambda \approx \langle m_l m_l\rangle m_\lambda + 2\langle m_\lambda m_l\rangle m_l. \qquad (19)$$

Комбинацию $\tau + bM^2$ также следует выразить через m_j и η_{jl} с точностью до членов второго порядка. В обоих случаях достаточно удержать только сингулярные средние $\langle m_\lambda m_\lambda\rangle \equiv M^2\sigma_{\lambda\lambda}$ и $\langle m_\nu m_\nu\rangle \equiv \equiv M^2\sigma_{\nu\nu}$. В результате уравнение (9) преобразуется к виду

$$2bM^2\sigma_{\lambda\lambda}m_\lambda - \xi_0^2\frac{\partial^2 m_\lambda}{\partial x_n^2} = -M\eta_{\lambda\mu}. \qquad (20)$$

Аналогичный вид имеет уравнение для m_ν. Из уравнения (20) находим

$$m_\lambda(\mathbf{k}) = -\frac{\eta_{\lambda\mu}(\mathbf{k})}{2bM^2\sigma_{\lambda\lambda} + \xi_0^2 k^2}M. \qquad (21)$$

Подстановка полученного выражения в определение $\sigma_{\lambda\lambda}$ дает уравнение самосогласования

$$\sigma_{\lambda\lambda} = \int \frac{\langle\eta_{\lambda\mu}(\mathbf{k})\eta_{\lambda\mu}(-\mathbf{k})\rangle}{[2bM^2\sigma_{\lambda\lambda} + \xi_0^2k^2]^2}\frac{d^3k}{(2\pi)^3}. \qquad (22)$$

Повторяя рассуждения, использованные при выводе формулы (8), получим

$$\sigma_{\lambda\lambda} = \left(\frac{\Phi_{\lambda\mu\lambda\mu}(0)}{8\pi\xi_0^3\sqrt{2|\tau|}}\right)^{2/3}; \quad \sigma_{\nu\nu} = \left(\frac{\Phi_{\nu\mu\nu\mu}(0)}{8\pi\xi_0^3\sqrt{2|\tau|}}\right)^{2/3}. \qquad (23)$$

Для выяснения зависимости корреляторов $\Phi_{\lambda\mu\lambda\mu}(0)$ и $\Phi_{\nu\mu\nu\mu}(0)$ от направления $\mathbf{M}$ следует записать формулу (18) в базисе $\hat{\lambda}, \hat{\mu}, \hat{\nu}$. Недиагональная компонента $\sigma_{\lambda\nu}$ обращается в нуль, если выбрать $\hat{\lambda} \parallel \hat{\mu} \times \hat{z}$ и $\hat{\nu} = \hat{\lambda} \times \hat{\mu}$. Пусть $\hat{\mu}$ составляет угол θ с осью z, тогда $\langle\eta_{\lambda\mu}(\mathbf{k})\eta_{\lambda\mu}(\text{-}\mathbf{k})\rangle|_{k=0} = \Phi^{(2)}\sin^2\theta$, $\langle\eta_{\nu\mu}(\mathbf{k})\eta_{\nu\mu}(\text{-}\mathbf{k})\rangle|_{k=0} = (\Phi^{(1)} + 2\Phi^{(2)} + \Phi^{(3)})\sin^2\theta\cos^2\theta$, где $\Phi^{(3)} = \langle\eta_{\mu\mu}(\mathbf{k})\eta_{\mu\mu}(\text{-}\mathbf{k})\rangle|_{k=0}$, $\Phi^{(3)} \geq 0$, для чисто двумерного беспорядка $\Phi^{(3)} = 0$. Таким образом,

$$\sigma_{\lambda\lambda} + \sigma_{\nu\nu} = \left(\frac{1}{8\pi\xi_0^3\sqrt{2|\tau|}}\right)^{2/3}[(\Phi^{(2)}\sin^2\theta)^{2/3} +$$
$$+((\Phi^{(1)} + 2\Phi^{(2)} + \Phi^{(3)})\sin^2\theta\cos^2\theta)^{2/3}], \qquad (24)$$

$\sigma_{\lambda\lambda} + \sigma_{\nu\nu} = 0$ при $\theta = 0$ в соответствии с общим утверждением. Направление $\theta = \pi/2$ соответствует мета-стабильному экстремуму. Таким образом, случайная анизотропия в плоскости (xy) ориентирует намагниченность в направлении z. Коэффициенты $\Phi^{(1)}$ и $\Phi^{(2)}$, вообще говоря, имеют тот же порядок величины, что и $\Phi^{(3)}$. При $g \ll 1$ поперечные флуктуации $\sigma_{\lambda\lambda}$ и $\sigma_{\nu\nu}$ в приближении среднего поля имеют порядок $g^{2/3}$ и являются старшими по сравнению с продольной флуктуацией $\sigma_{\mu\mu}$. Интеграл в уравнении самосогласования (22) сходится при $\xi_0^2k^2 \sim bM^2\sigma_{\lambda\lambda}$ или $k \sim (1/\xi(T))g^{1/3}$, то есть при волновых векторах, в $g^{1/3}$ раз меньших, чем те, которые дают основной вклад в продольные флуктуации. Существенные волновые векторы все еще велики по сравнению

[1] пример предложен Е.И. Кацем.

с обратной длиной $1/L_\eta \sim g/\xi(T)$. Это оправдывает пренебрежение в приведенных выше рассуждениях возможным изменением направления намагниченности вследствие эффекта Ларкина–Имри–Ма, при этом остаются выполненными условия применимости подхода $\sigma_{\lambda\lambda} \ll 1$ и $\sigma_{\nu\nu} \ll 1$. Рассмотренный пример показывает, что изотропия беспорядка является существенным требованием для возможности реализации эффекта Ларкина–Имри–Ма.

Я благодарен А.Ф. Андрееву, Е.И. Кацу, В.И. Марченко и И.М. Суслову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 07-02-00214), Министерства науки и образования Российской Федерации и СРДФ (грант # RUP1-2632-MO04).

---

1. А. И. Ларкин, ЖЭТФ **58**, 1466 (1970) [Sov. Phys. JETP **31**, 784 (1970)].
2. Y. Imry and S. Ma, Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).
3. A. Aharony, Phys. Rev. B **18**, 3328 (1978).
4. B. J. Minchau and R. A. Pelcovits, Phys. Rev. B **32**, 3081 (1985).
5. J. Wehr, A. Niederberger, L. Sanches-Palencia, and M. Lewenstein, Phys. Rev. B **74**, 224448 (2006).
6. И. А. Фомин, ЖЭТФ **125**, 1115 (2004) [JETP **98**, 974 (2004)].
7. R. Harris, M. Plishke, and M. J. Zuckermann, Phys. Rev. Lett. **31**, 160 (1973).
8. П. Л. Капица, ЖЭТФ **21**, 588 (1951).
9. А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов*, М.: Наука, 1982, стр. 62–65.
10. D. E. Feldman, Int. Journ. Mod. Phys. **15**, 2954 (2001).