Список литературы

[1] Максимюк П. А., Фомин А. В., Глей В. А., Онанко А. П., Дячук Р. И., Кравецкий М. Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 9. С. 2868—2869.
[2] Балан В. З., Засимчук И. К., Козицин В. Н., Фомин А. В. // ПТЭ. 1985. № 6. С. 210—213.
[3] Криштал М. А., Головин С. А. Внутреннее трение и структура металлов. М.: Металлургия, 1976. 376 с.
[4] Вернер В. Д., Ковязин М. Г., Мильвидский В. Б., Освенский Л. П., Холодный М. Г. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 11. С. 3304—3309.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
20 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
2 марта 1989 г.

УДК 537.611.2

Физика твердого тела, том 31, в. 7, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 7, 1989

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНОМ МАГНЕТИКЕ

Э. Е. Зубов, В. Н. Криворучко, В. Ю. Колманович

1. В условиях конкурирующего характера одноионных, обменных и других магнитных взаимодействий квантовые особенности ферромагнетиков (ФМ) с одноионной анизотропией (ОА) типа «легкая плоскость» (ЛП) проявляются наиболее ярко. Однако рассмотрение такого типа систем до сих пор осуществлялось либо в приближении молекулярного поля (МП) [1-4], либо в различных модификациях расцепления Тябликова [5, 6]. Несмотря на то что эти методы дают качественно, а в некоторых случаях и количественно верную картину магнитных явлений, они не могут рассматриваться как методы последовательной теории возмущения.

Нами диаграммным методом спиновых функций Грина [7-9] для ЛП ФМ получено выражение для частот спиновых волн с учетом тепловых и квантовых флуктуаций. Найдено уравнение линий фазового перехода 2-го рода типа порядок—беспорядок. Исследованы условия фазового перехода в различных предельных случаях значений параметра $D/J\,(0)$, где D — константа ОА; $J\,(0)$ — нулевая Фурье-компонента обмена. Результаты численного анализа представлены графически и сравниваются с данными других работ [4-6, 9, 10]. Показано, что квантовые флуктуации существенно перенормируют температуру фазового перехода в рассматриваемых системах.

2. Запишем гамильтониан синглетного магнетика ($S=1$) в виде

$$\mathscr{H} = -D\sum_{\mathbf{l}}(S_{\mathbf{l}}^z)^2 - \sum_{\mathbf{ll'}} J_{\mathbf{ll'}}\,(S_{\mathbf{l}}^z S_{\mathbf{l'}}^z + S_{\mathbf{l}}^+ S_{\mathbf{l'}}^-) - H\sum_{\mathbf{l}} S_{\mathbf{l}}^z, \tag{1}$$

где $J_{\mathbf{ll'}}$ — параметр обменного взаимодействия магнитных ионов в узлах $\mathbf{l}$ и $\mathbf{l'}$; поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль трудной оси.

При $D<0$ фазовый переход из парамагнитной (ПМ) в упорядоченную ЛП фазу осуществляется с возникновением намагниченности в базисной плоскости. Такой переход является фазовым переходом 2-го рода [4], согласно теории Ландау [11], в спектре собственных возбуждений системы существует мягкая мода, отвечающая критическим флуктуациям параметра порядка.

Нами получены уравнения для спиновых функций Грина (ФМ) (1). Действительная часть полюса функции Грина определяет перенормированные частоты спиновых волн.

Так как фазовый переход проявляется как неустойчивость в спектре магнонов, то для нахождения линии фазового перехода нельзя ограничиться каким-либо конечным числом диаграмм. В то же время провести суммирование всего ряда теории возмущения не удается. В решении такой проблемы мы следовали [12, 13], а именно рассмотрели приближение, при котором в диаграммах первого порядка по обратному радиусу взаимодействия нулевые линии Грина заменяются на эффективные. В результате значения частот спиновых волн определяются самосогласованным решением уравнения вида

$$1-2\beta J(\mathbf{k})\,\mathrm{Re}\,P(\omega,\ \mathbf{k})=0, \tag{2}$$

где $P(\omega,\ \mathbf{k})$ — вся совокупность неприводимых, по Ларкину, диаграмм первого порядка по обратному радиусу взаимодействия с эффективными линиями Грина; $J(\mathbf{k})$ — Фурье-компонента обмена; $\beta^{-1}=T$ — температура в энергетических единицах.

Положив в (2) $\omega=0$ и $\mathrm{k}=0$, получаем уравнение, определяющее линию фазового перехода в данной ЛП системе

$$1-2\beta J(0)\,\mathrm{Re}\,P(0,\ 0)=0. \tag{3}$$

Здесь мы приведем анализ этого уравнения при $H=0$.

3. В явном виде уравнение (3) суть

$$\frac{1}{2\beta_c J(0)}=\frac{1}{\beta_c D}Q+\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}}\frac{4J(\mathbf{q})}{1-2\beta_c J(\mathbf{q})\,b'}\frac{1}{(\beta_c D)^2}\left\{-\beta_c D_1+\frac{D_{10}}{D}\right\}+$$

$$+\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}}8J(\mathbf{q})\frac{2n_q+1}{b_q}\frac{D_{10}}{\beta_c D}\left\{1+J(\mathbf{q})\frac{D_{10}}{D}\right\}+\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}}\frac{4J(\mathbf{q})}{\beta_c b_q^2}(2-D_1-2D_{10}^2), \tag{4}$$

где введены обозначения: параметр квадрупольного порядка

$$Q=3\langle(S^z)^2\rangle-2=2D_{10}+\frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}}\frac{6\beta_c J(\mathbf{q})}{1-2\beta_c J(\mathbf{q})\,b'}D_0D_1+\frac{3(1+t)}{1-t}+$$

$$+\frac{3}{N}\sum_{\mathbf{q}}\{D-2J(\mathbf{q})\,[D_{10}+3\beta_c DD_1D_0]\}\frac{2n_q+1}{b_q},$$

а также

$$D_0=1/(2+t),\quad D_1=tD_0,\quad D_{10}=D_1-D_0,\quad b'=2D_1,\quad n_q=n(-b_q),\quad b_q^2=D^2-$$
$$-4J(\mathbf{q})\,D_{10}D,\quad t=e^{-\beta_c D},\quad n(\omega)=1/(e^{\beta_c\omega}-1),\quad \beta_c=1/T_c.$$

Из (4) в приближении МП получаем известный результат [4] $1/J(0)=4D_{10}/D$. При $B_cD\ll 1$ (малые значения константы ОА) уравнение для T_c имеет вид

$$\frac{1}{2\beta_c J(0)}=\frac{2}{3}-\frac{5}{N}\sum_{\mathbf{q}}\nu_{\mathbf{q}}-\frac{4}{27N}\sum_{\mathbf{q}}[\beta_c J(\mathbf{q})]^2+\frac{4\beta_c D}{81N}\sum_{\mathbf{q}}[\beta_c J(\mathbf{q})]^2+$$

$$+\frac{\beta_c D}{N}\sum_{\mathbf{q}}\nu_q\left(\frac{7}{4}+2\nu_q\right)-\frac{1}{9}\beta_c D, \tag{5}$$

где $\nu_q=2/3\beta_c J(\mathbf{q})/(3-4\beta_c J(\mathbf{q}))$. Температура Кюри T_c, определяемая из (5) при $D=0$, совпадает с соответствующим выражением работы [9] и равна $T_c/J(0)=0.96$ (простая кубическая решетка). Это примерно на 30 % ниже результата, получаемого теорией МП [4], и находится в хорошем соответствии с результатами высокотемпературных разложений [10, 14] и несколько выше приближения Тябликова [5, 6] (расхождение $\sim$8 %).

Критерий Мория, который соответствует решениям (4) с $T_c\to 0$,

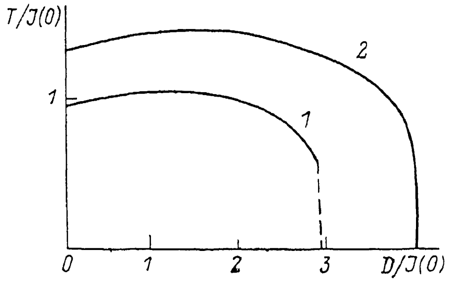
$$|D|/(4J(0))=2.5-\frac{1}{4N}\sum_{\mathbf{q}}\frac{6+\varphi_q+\varphi_q^2}{\sqrt{1-\varphi_q}}=0.73 \tag{6}$$

($\varphi_q = J(\mathbf{q})/J(0)$) совпадает с результатом работы [10]. В то же время наблюдается большое расхождение с величиной $|D|/(4J(0))=0.9$, полученной в [6] с использованием метода расцепления Тябликова.

В общем случае уравнение (4) решалось численно. Суммирование в (4) и (5) по волновым векторам осуществлялось сначала с помощью стандартного преобразования к тройному, а затем к одномерному интегралам с плотностью

$$N(\varphi) = \frac{1}{\pi^3} \iiint_0^{\pi} \delta(\varphi - \cos x - \cos y - \cos z)\, dx dy dz,$$

δ — дельта-функция. Далее плотность $N(\varphi)$ определяли, следуя [15]. Обменное взаимодействие между спинами учитывалось в приближении ближайших соседей, поэтому формальный параметр разложения теории численно близок к единице. Особенности вычисления сумм, входящих в (4) и (5), обсуждаются в [15].



Фазовые линии T—D ЛП ФМ с учетом флуктуаций (*1*) и в приближении МП (*2*).

Полученная в результате фазовая линия T—D изображена на рисунке (кривая *1*). Штрихом отмечен участок кривой *1*, нахождение которого связано со значительными вычислительными трудностями. Однако точка окончания штриховой линии определяется однозначно условием (6) — критерием Мория. На рисунке представлена и линия T—D в приближении МП (кривая *2*). Видно, что квантовые флуктуации существенно перенормируют величину T_c.

Авторы выражают благодарность Д. А. Яблонскому за обсуждение результатов работы; В. П. Дьяконову, обратившему наше внимание на затронутые в настоящей работе вопросы; С. А. Бреусу за помощь в организации вычислений на ЭВМ.

Список литературы

[1] Вальков В. В., Валькова Т. А. // Препринт № 247Ф. Красноярск, Ин-т им. Киренского, 1983. 36 с.
[2] Morija T. // Phys. Rev. 1960. V. 117. N 3. P. 635—647.
[3] Онуфриева Ф. П. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 11. С. 3435—3437.
[4] Галкин А. А., Витебский И. М., Дьяконов В. П., Фита И. М., Цинцадзе Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. № 9. С. 384—386.
[5] Ishikawa T., Endo Y. // Progr. Theor. Phys. 1976. V. 55. N 2. P. 650—651.
[6] Переверзев Ю. В., Борисенко В. Г. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 11. С. 1185—1193.
[7] Зайцев Р. О. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 1. С. 207—215.
[8] Кащенко М. П., Балахонов Н. Ф., Курбатов Л. В. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. № 1. С. 391—400.
[9] Yang D. H.-Y., Wang Y.-L. // Phys. Rev. 1975. V. 12. N 3. P. 1057—1070.
[10] Зубов Э. Е., Криворучко В. Н. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 11. С. 1178—1185.
[11] Блинц Р., Жекси Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М.: Мир. 1975. 398 с.
[12] Барьяхтар В. Г., Жуков А. И., Яблонский Д. А. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 3. С. 776—783.
[13] Чубуков А. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 4 (10). С. 1316—1334.
[14] Смарт Д. Эффективное поле в теории магнетизма. М., 1968. 271 с.
[15] Morita T., Horiguchi T. // J. Math. Phys. 1971. V. 12. N 6. P. 981—986.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
2 января 1989 г.
В окончательной редакции
2 марта 1989 г.