

О КАСКАДАХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПЕРВОГО РОДА В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ АНАЛИЗ

Г.В.Уймин

Показано, что в некоторых квазиодномерных антиферромагнетиках должен существовать каскад магнитных фазовых переходов от антиферромагнитной фазы к фазе с намагниченностью, составляющей треть намагниченности насыщения.

Существование каскадов фазовых переходов первого рода („чертовой” лестницы) в последние два – три года получило ясное теоретическое объяснение. Это явление может быть

1) Для вычисления τ_{S0} использовался параметр теории $\alpha = 0,04$, характеризующий величину спинового расщепления зоны проводимости GaAs сообщенный нам А.Н.Титковым.

описано моделью Изинга с взаимодействием не только ближайших соседей, получившей в литературе название модели ANNNI (axial next-nearest neighbour Ising model). Анализ модели ANNNI был проведен в приближении самосогласованного поля ¹, при помощи низкотемпературного разложения ² и с использованием высокотемпературного разложения ³. Все эти попытки были стимулированы экспериментально найденной весьма сложной фазовой диаграммой антимионида церия CeSb (см. ⁴⁻⁶). Вещество это уникально — фазовая диаграмма в $T-H$ плоскости (T — температура, H — магнитное поле) содержит 14 различных магнитных фаз и три каскада переходов первого рода. Теоретическая интерпретация этого трения предполагает специальную малость разности $J_1 - 2J_2$, где J_1, J_2 — константы обменных взаимодействий ближайших и следующих за ближайшими магнитных атомов. В настоящей работе рассмотрен не столь специальный случай квазиодномерного антиферромагнетика, в котором взаимодействие вдоль нитей быстро спадает: $J_1 \gg J_2$.

Гамильтониан рассматриваемой модели имеет вид

$$\mathcal{H} = -q^{-1} J_0 \sum_{l, r, r'} \sigma_{r, l} \sigma_{r', l} + \frac{1}{2} \sum_{l, r} (J_1 \sigma_{r, l} \sigma_{r, l+1} + J_2 \sigma_{r, l} \sigma_{r, l+2}) - H \sum_{l, r} \sigma_{r, l} \quad (1)$$

где $\sigma_{r, l}$ — изинговская переменная ($\sigma = \pm 1$), приписываемая узлу с координатой (r, l) . Суммирование внутри плоскости производится, для определенности, по ближайшим соседним узлам, число которых равно q . Основное состояние квазиодномерного изинговского магнетика, описываемого гамильтонианом (1) при положительных J_0, J_1 ($J_1 \gg J_0$), содержит ферромагнитные плоскости, последовательность направлений намагниченностей которых является функцией магнитного поля H . Фазовая диаграмма в плоскости констант обменных взаимодействий J_1 и J_2 при $T = 0$ и фиксированном H изображена на рис. 1. Нас будет интересовать область обменных констант J_1, J_2 , близкая к точке сосуществования трех фаз — ферромагнитной (F), антиферромагнитной (AF) и фазы $\langle 2, \bar{1} \rangle$. Фаза $\langle 2, \bar{1} \rangle$ содержит периодическую последовательность ферромагнитно упорядоченных плоскостей со следующим чередованием намагниченностей вдоль нитей: $++-$.

Из рис. 1 ясно, что при увеличении магнитного поля при $T = 0$ возникает следующая последовательность магнитных фаз: $AF - \langle 2, \bar{1} \rangle - F$. Интерес представляют линии вырождения фаз (ЛВФ). Вдоль ЛВФ $AF - \langle 2, \bar{1} \rangle$ основное состояние является вырожденным, построенным из произвольной последовательности блоков $A(++-)$ и $B(+ -)$:

$$A^{n_1} B^{m_1} A^{n_2} B^{m_2} \dots \quad (2)$$

При $T \neq 0$ в окрестности указанной ЛВФ конкурируют энергия конфигурации (2) и энтропийный вклад в свободную энергию, определяемый элементарными возбуждениями. Следует различать два случая. В первом ($J_0 > J_2 \gg T$) низколежащие возбуждения связаны с переворотом одного спина в следующих конфигурациях вдоль нити (в скобках указаны бальмановские веса возбуждений, а кружком обведен переворачиваемый спин):

$$\begin{aligned} & ++ \ominus ++ (w = \exp\left(-\frac{1}{T}(2J_0 + 6J_2)\right) = w_0 w_2^3), \\ & ++ - + - \text{ или } - + - + + (w = w_0 w_2^2), \\ & - + - + - (w = w_0 w_2). \end{aligned}$$

Во втором случае ($J_2 > J_0 \gg T$) существенным оказывается двухспиновый переворот вдоль цепочки:

$$- + \oplus \ominus + - \text{ или } - + \ominus \oplus + - (w = w_0^2).$$

Из перечисления существенных в каждом случае возбуждений становится видно, что во втором случае тепловые флуктуации способствуют появлению структуры чередующихся блоков A и B : $ABAB \dots$ (фаза $\langle AB \rangle$). В первом случае энтропийный вклад от чередования подав-

лен соответствующим вкладом „чистых” состояний $AAA\dots$ и $BBB\dots$ (фазы $\langle A \rangle$ и $\langle B \rangle$). Следовательно, при $J_0 > J_2$ переход от $\langle A \rangle$ к $\langle B \rangle$ первого рода без расщепления.

В следующем порядке при $J_2 > J_0$ нужно исследовать ЛВФ $\langle A \rangle - \langle AB \rangle$ и $\langle AB \rangle - \langle B \rangle$. В окрестности первой образуется промежуточная фаза $\langle A^2B \rangle$. На второй линии расщепление не происходит – существенным на этот раз является трехспиновый переворот вдоль нити:

$$- + \ominus \oplus \ominus + - \quad (w \approx w_0^3).$$

Этот тип возбуждений блокирует появление промежуточных фаз типа $\langle AB^2 \rangle$.

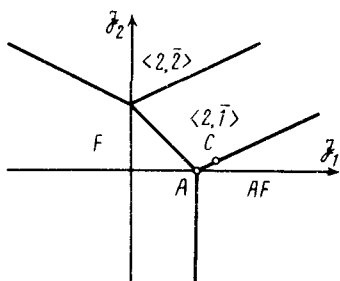


Рис. 1

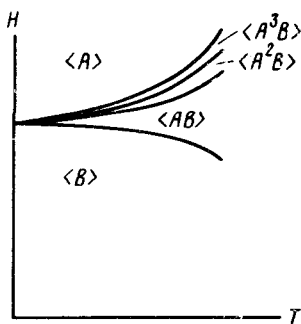


Рис. 2

Рис. 1. Фазовая диаграмма рассматриваемой модели при $T = 0$. При изменении магнитного поля линии вырождения фаз смещаются параллельно самим себе. Координата точки $A: (H, 0)$. Точка C – мультифазная. Справа от нее при $T \neq 0$ линия расщепляется на последовательность (3), слева остается не расщепленной

Рис. 2. Фазовая диаграмма в $T - H$ плоскости. Линии, ограничивающие фазы B и A в главном порядке задаются уравнениями $H_B = H_c - 2Tw(T)$, $H_A = H_c + 3Tw(T)$ ($H_c = J_1 - 2J_2$)

Анализ этих и всех последующих порядков может быть проведен строго методами линейного программирования, как в ² и ³. Для $J_2 > J_0$ получим следующий каскад переходов:

$$\langle B \rangle \leftrightarrow \langle AB \rangle \leftrightarrow \langle A^2B \rangle \leftrightarrow \dots \leftrightarrow \langle A^n B \rangle \leftrightarrow \dots \leftrightarrow \langle A \rangle. \quad (3)$$

Структура состояния $\langle A^n B \rangle$ такова:

$$\underbrace{+ + - + + - \dots + + -}_{n \text{ троек}} + -$$

Значение намагниченности вдоль этого каскада меняется по закону:

$$M_n = \frac{n}{3n + 2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (4)$$

Наиболее интенсивный брэгговский рефлекс магнитной структуры $\langle A^n B \rangle$ связан с волновым вектором

$$k(n) = \frac{2\pi}{a} \frac{n + 1}{3n + 2} \quad (5)$$

(a – постоянная магнитной решетки вдоль нити).

Фазовая диаграмма в $T - H$ плоскости схематически показана на рис. 2. Изменяя H при постоянном T можно пройти всю лестницу фазовых переходов от AF фазы к фазе $\langle 2, \bar{1} \rangle$. Значения намагниченности при этом меняется согласно (4), а интервал магнитных полей ΔH_n , в которых стабильна фаза $\langle A^n B \rangle$ определяется из соотношения:

$$\Delta H_n = (3n + 2)Tw^n. \quad (6)$$

В квазиодномерных антиферромагнетиках возможно наблюдение мультифазной точки (точка C на рис. 1), так как меняя давление можно менять соотношение величин J_0 и J_1 .

Следует отметить специфику квазиодномерности. Так, в ³ ЛВФ $AF - \langle 2, \bar{1} \rangle (\langle B \rangle - \langle A \rangle)$ была проанализирована в случае слоистой – квазидвумерной – структуры ($J_0 \gg J_1, J_2$). Результатом явилось отсутствие расщепления этой линии. В работе ³ было также показано, что ЛВФ $\langle 2, \bar{1} \rangle - F$ подвержена весьма сложному расщеплению. В квазиодномерном случае этот переход является простым, не расщепленным.

Автор благодарен Э.И.Ращба за полезные замечания.

Литература

1. *Bak P., von Boehm J.* Phys. Rev., 1980, **B21**, 5297.
2. *Fisher M.E., Selke W.* Phil. Trans. Roy. Soc., 1981, **302**, 1.
3. *Покровский В.Л., Уймин Г.В.* ЖЭТФ, 1982, **82**, 1640.
4. *Rossat-Mignod J., Burllet D., Villain J., Bartholin H., Wang T.-S., Florence D., Vogt O.* Phys. Rev., 1977, **B16**, 440.
5. *Fischer P., Lebeck B., Meier G., Rainford B.D., Vogt O.* J. Phys., 1978, **C11**, 345.
6. *Meier G., Fischer P., Halg W., Lebeck B., Rainford B.D., Vogt O.* J. Phys., 1978, **C11**, 1173.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 августа 1982 г.