

АНТИФЕРРОМАГНИТНАЯ ХУ-МОДЕЛЬ НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ: УПОРЯДОЧЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.Е.Коршунов

Изучена структура упорядоченных состояний двумерного планарного антиферромагнетика (с треугольной решеткой) в магнитном поле. Показано, что учет свободной энергии спиновых волн снимает непрерывное вырождение. Построена фазовая диаграмма, содержащая (в отличном от нуля магнитном поле) четыре различных упорядоченных фазы.

Планарный антиферромагнетик на треугольной решетке в обменном приближении может быть описан при помощи гамильтониана:

$$H = J \sum_{(ij')} \mathbf{m}_j \mathbf{m}_{j'} - h \sum_j m_j = J \sum_{(ij')} \cos(\varphi_j - \varphi_{j'}) - h \sum_j \sin \varphi_j, \quad (1)$$

где $\mathbf{m}_j = (\cos \varphi_j, \sin \varphi_j)$ – единичные планарные вектора, заданные в узлах решетки, h – магнитное поле, а суммирование в первом слагаемом проводится по парам ближайших соседей. При $h < h_{c2} \equiv 9J$ основное состояние (1) представляет собой трехподрешеточную структуру. При $h = 0$ магнитные моменты (спины) в различных подрешетках развернуты друг относительно друга на углы 120° . Помимо непрерывного вырождения, связанного с одновременным поворотом всех спинов, это состояние обладает также двухкратным дискретным вырождением.

Интересным свойством модели (1) является сохранение непрерывного вырождения основного состояния и при $0 < h < h_{c2}$. Минимум (1) достигается при выполнении условий:

$$\sum_{l=1}^3 \cos \phi_l = 0; \quad \sum_{l=1}^3 \sin \phi_l = h / (3J) \quad (2)$$

оставляющих один свободный параметр (см., например ¹). Здесь через ϕ_l обозначены значения φ_j в каждой из трех подрешеток. При аналитическом исследовании фазовой диаграммы модели (1) ^{2, 3}, однако, не принималось во внимание то важное обстоятельство, что в случае конечной температуры это случайное вырождение снимается при учете свободной энергии спиновых волн.

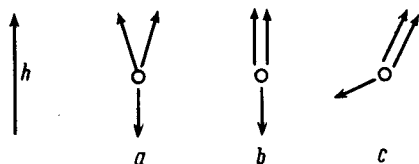


Рис. 1

Рис. 1. Направления спинов в трех различных подрешетках, соответствующие минимуму свободной энергии спиновых волн: $a - h < h_{c1}$, $b - h = h_{c1}$, $c - h_{c1} < h < h_{c2}$

Рис. 2. Фазовая диаграмма планарного антиферромагнетика на треугольной решетке. Фазы a и c – с шестикратным вырождением, b – с трехкратным, d – с двухкратным; N – неупорядоченная (парамагнитная) фаза

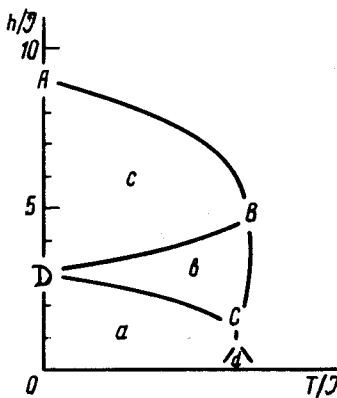


Рис. 2

Простейший подсчет (в гармоническом приближении) показывает, что минимум свободной энергии спиновых волн соответствует максимуму величины

$$S(\phi_1, \phi_2, \phi_3) = \cos^2(\phi_1 - \phi_2) + \cos^2(\phi_2 - \phi_3) + \cos^2(\phi_3 - \phi_1) \quad (3)$$

(ϕ_1 , ϕ_2 и ϕ_3 считаются удовлетворяющими (2)). Учет этой анизотропии приводит к появлению щели у бывшей ранее бесщелевой моды и строгому дальнему порядку. Подчеркнем, что в двумерных непрерывно вырожденных системах сколь угодно слабая анизотропия является существенной если температура мала по сравнению с характерной градиентной энергией^{4, 5}.

Рассмотрим теперь, какие именно состояния соответствуют минимумам свободной энергии. Направления спинов в трех различных подрешетках, дающие максимум S , показаны на рис. 1. При $h < h_{c1} \equiv 3J$ все три подрешетки неэквивалентны, на одной из них спины антипараллельны полю, а на двух других имеют перпендикулярную к полю компоненту различных знаков (рис. 1, *a*). Кратность вырождения этого состояния равна шести, что соответствует взаимным перестановкам всех подрешеток.

При $h = h_{c1}$ направления спинов в двух подрешетках сливаются и становятся параллельными полю (рис. 1, *b*). Кратность вырождения снижается до трех. При $h_{c1} < h < h_{c2}$ возникает асимметрия в перпендикулярном к полю направлении (рис. 1, *c*), что опять повышает кратность вырождения до шести. При учете ангармонизмов оказывается, что в этом состоянии средний магнитный момент не параллелен полю.

При повышении температуры происходит разрушение этих упорядоченных состояний. При h лишь незначительно превышающем h_{c1} при повышении температуры первым должен происходить фазовый переход изинговского типа, восстанавливающий симметрию между состояниями, переводимыми друг в друга зеркальным отражением положений спинов. Выше этого перехода исчезает асимметрия в перпендикулярном полю направлении и кратность вырождения снижается до 3. Температура этого перехода должна обращаться в ноль в точке $h = h_{c1}$, в которой исчезает различие состояний, связанное с проекцией спинов на перпендикулярную к полю ось.

Аналогично, если поле лежит незначительно ниже h_{c1} первым должен происходить фазовый переход изинговского типа, восстанавливающий эквивалентность тех двух подрешеток, в которых спины почти параллельны полю. Температура этого перехода также обращается в ноль в точке $h = h_{c1}$.

Фазовая диаграмма, следующая из проведенного в этой работе анализа и результатов численного моделирования^{1, 6} приведена на рис. 2. В фазах *a*, *b* и *c* направления средних значений спинов в каждой из подрешеток такие, как на рис. 1, *a*, *b*, *c* соответственно. На линиях *BD* и *CD* происходят описанные выше переходы изинговского типа. Фаза *b* представляет собой соизмеримый кристалл $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ антипараллельных полю спинов на фоне параллельных. На линии *BC* происходит плавление этой структуры.

При $h = 0$ фазовый переход Березинского – Костерлица – Таулеса (БКТ), связанный с непрерывным вырождением, происходит при меньшей температуре, чем изинговского типа переход, связанный с дискретным вырождением⁶. Учет генерируемой полем анизотропии указывает на то, что в точке ВКТ-перехода должна оканчиваться линия фазовых переходов, разделяющая фазы с шестикратным и с двукратным вырождением (ср. с⁵). В фазе *d* (с двукратным вырождением) все три подрешетки эквивалентны (в смысле их среднего спина) однако имеется "антиферромагнитное" упорядочение по чередованию знаков завихренностей (циркуляций), подсчитанных на различных элементарных ячейках решетки.

Треугольная решетка является типичной для адсорбированного монослоя, образующего двумерный кристалл. Экспериментальное подтверждение описанных здесь свойств может ожидатьс⁷, в частности от плотных монослоев молекулярного кислорода, адсорбированного на графите.

Автор благодарен Г.В.Уймину за дискуссии.

Литература

1. Lee D.H., Joannopoulos J.D., Negele J.W., Landau D.P. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 433.

2. *Lee D.H., Caflisch R.G., Joannopoulos J.D., Wu F.Y.* Phys. Rev., 1984, **B29**, 2680.
3. *Доценко Вик.С., Уймин Г.В.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 236; *Dotsenko Vic.S., Uimin G.V.* J. Phys. C., 1985, **18**, (to be published).
4. *Покровский В.Л., Уймин Г.В.* ЖЭТФ, 1973, **65**, 1691.
5. *Jose J.V., Kadanoff L.P., Kirkpatrick S., Nelson D.R.* Phys. Rev., 1977, **B16**, 1217.
6. *Miyashita S., Shiba J.* J. Phys. Soc., Jpn., 1984, **53**, 1145.
7. *Stepens P.W., Heiney P.A., Birgeneau R.J., Horn P.M., Stoltenberg J., Vilches O.E.* Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, 1959.

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

Поступила в редакцию
6 мая 1985 г.