Письма в ЖЭТФ, том 68, вып.11, стр.844 - 846

О НОВОМ ТИПЕ ОПРОКИДЫВАНИЯ ПОДРЕШЕТОК В НЕКОЛЛИНЕАРНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В.И.Марченко, А.М.Тихонов

Институт физических проблем им.П.Л.Капицы РАН

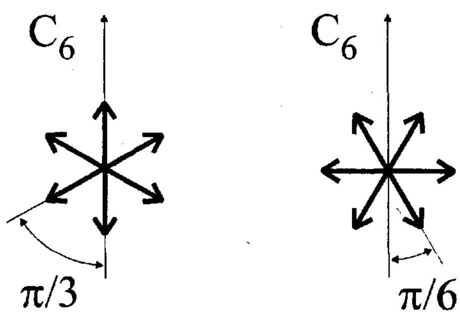
117334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 ноября 1998 г.

Дано объяснение обнаруженному в неколлинеарном антиферромагнетике $CsMnI_3$ опрокидыванию подрешеток на угол 30°. Этот фазовый переход, в отличие от обычного опрокидывания на 90°, обусловлен нелинейными и релятивистскими поправками к восприимчивости.

PACS: 75.30.Kz, 75.50.Ee

Опрокидывание подрешеток (см., например, [1]) в коллинеарных антиферромагнетиках связано с анизотропией магнитной восприимчивости. В легкоосных антиферромагнетиках в некотором критическом магнитном поле, направленном вдоль оси симметрии, антиферромагнитный вектор поворачивается на 90°, при этом максимум тензора восприимчивости оказывается ориентированным по полю. Переход такого типа может наблюдаться и в неколлинеарных магнетиках при достаточно низкой обменной симметрии, когда имеется анизотропия магнитной восприимчивости.



a b

В работе [2] было обнаружено, что в некотором поле, меньшем поля обычного опрокидывания, в неколлинеарном антиферромагнетике $CsMnI_3$ ориентация подрешеток скачком меняется на угол 30° (см. рисунок). Аксиальный тензор магнитной восприимчивости в $CsMnI_3$ не меняется при этом спиновом повороте. Таким образом, в работе [2] наблюдено неожиданное переориентационное явление. Для описания этого нового типа опрокидывания подрешеток необходимо учесть нелинейные и релятивистские поправки к магнитной восприимчивости.

Структура антиферромагнитного $CsMnI_3$ в согласии с теорией обменной симметрии [3] задается двумя единичными ортогональными спиновыми векторами $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ (ср.

с [4]):

$$\mathbf{S} \sim \mathbf{A}\exp(i\mathbf{Qr}) + \mathbf{A}^*\exp(-i\mathbf{Qr}), \quad \mathbf{A} = \mathbf{l}_1 + i\mathbf{l}_2, \quad \mathbf{Q} = \left(\frac{4\pi}{3a}, 0, \frac{\pi}{c}\right). \tag{1}$$

Энергия анизотропии первого порядка по $(v/c)^2$ сводится к одному инварианту $(\beta/2)n_z^2$, $\mathbf{n} = [\mathbf{l}_1\mathbf{l}_2]$. При $\beta > 0$ вектор $\mathbf{n}$ перпендикулярен оси симметрии C_6 (ось z) кристалла. При наличии магнитного поля ориентация вектора $\mathbf{n}$ определяется минимизацией энергии:

$$-\frac{\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}}{2}(\mathbf{nH})^2 + \frac{\beta n_z^2}{2}, \tag{2}$$

где $\chi_{\parallel}$ ($\parallel \mathbf{n}$), $\chi_{\perp}$ ($\perp \mathbf{n}$) – магнитные восприимчивости, в $CsMnI_3$ $\chi_{\parallel} > \chi_{\perp}$. Если поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль гексагональной оси, то при

$$H < H_c = \sqrt{\frac{\beta}{\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}}} \tag{3}$$

вектор $\mathbf{n}$ лежит в базисной плоскости, а при $H > H_c$ (H_c – поле обычного опрокидывания) вектор $\mathbf{n}$ параллелен оси $\mathbf{z}$.

Ориентация $\mathbf{n}$ в базисной плоскости и ориентация векторов $\mathbf{l}_1$ и $\mathbf{l}_2$ в спиновой плоскости определяются инвариантами шестого порядка по компонентам вектора $\mathbf{A}$ (см. [5]):

$$I_1 = A_z^6 + A_z^{*6}, \quad I_2 = (A_x + iA_y)^6 + (A_x - iA_y)^6 + (A_x^* + iA_y^*)^6 + (A_x^* - iA_y^*)^6. \tag{4}$$

Исследования АФМР и ЯМР [6, 7] свидетельствуют о малости анизотропии I_2, поэтому ее вкладом в энергию пренебрежем.

В магнитном поле необходимо учесть еще три инварианта [5]:

$$\begin{gathered} I_3 = A_z^4(\mathbf{AH})^2 + A_z^{*4}(\mathbf{A}^*\mathbf{H})^2, \quad I_4 = A_z^2(\mathbf{AH})^4 + A_z^{*2}(\mathbf{A}^*\mathbf{H})^4, \\ I_5 = (\mathbf{AH})^6 + (\mathbf{A}^*\mathbf{H})^6. \end{gathered} \tag{5}$$

Из структуры этих инвариантов видно, что I_3 и I_4 – обменно-релятивистские, а I_5 – чисто обменный.

В поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$, меньшем поля обычного опрокидывания подрешеток (то есть реориентации вектора $\mathbf{n}$), энергия имеет вид

$$f(H)\cos 6\phi, \quad f(H) = b_1 + b_3H^2 + b_4H^4 + b_5H^6, \tag{6}$$

где ϕ – угол между вектором $\mathbf{l}_1$ и осью z, а b_k – коэффициенты при инвариантах I_k. Релятивистские константы $b_1 \sim (v/c)^6$, $b_3 \sim (v/c)^4$, $b_4 \sim (v/c)^2$, а b_5 – обменная. Выражение (6) имеет две группы по 6 эквивалентных экстремумов:

$$1)\ \phi = \frac{\pi}{3}i, \quad i = 0,..,5; \quad 2)\ \phi = \frac{\pi}{6} + \frac{\pi}{3}i, \quad i = 0,..,5. \tag{7}$$

При $f(H) < 0$ минимуму энергии соответствует первая группа решений (в $CsMnI_3$ $f(0) = b_1 < 0$). При смене знака $f(H)$ в некотором критическом поле H_{c1} будет происходить обсуждаемое опрокидывание подрешеток и реализуется вторая группа решений. Все члены в выражении $f(H)$ становятся одного порядка в полях $H \sim v/c$ (то есть в полях порядка поля обычного опрокидывания H_c) и, в зависимости от значений констант b_k, функция $f(H)$ по мере увеличения поля может сменить знак один, два или три раза. В $CsMnI_3$ в полях, меньших H_c, наблюдался один переход от состояний типа 1) (рисунок a) к состояниям типа 2) (рисунок b), то есть функция $f(H)$ меняет знак один раз в поле $H_{c1} \approx 0.7H_c$.

Мы благодарны Л.А. Прозоровой за полезное обсуждение. Работа была частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 98-02-16572 и грантом RP1-207 of the U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF).

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.
2. Б.С.Думеш, С.В.Петров, А.М.Тихонов, Письма в ЖЭТФ **67**, 988 (1998).
3. А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
4. И.А.Зализняк, В.И.Марченко, С.В.Петров и др., Письма в ЖЭТФ **47**, 172 (1988).
5. С.И.Абаржи, М.Е.Житомирский, О.А.Петренко и др., ЖЭТФ **104**, 3232 (1993).
6. Л.А.Прозорова, С.С.Сосин, Д.В.Ефремов, С.В.Петров, ЖЭТФ **112**, 11 (1997).
7. А.С.Боровик-Романов, Б.С.Думеш, С.В.Петров, А.М.Тихонов, Письма в ЖЭТФ **66**, 725 (1997).