Письма в ЖЭТФ, том 57, вып.5, стр.285 - 288 ©1993 г. 10 марта

НЕСОРАЗМЕРНАЯ МАГНИТНАЯ ФАЗА И ЕЕ ДИНАМИКА В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ

Е.П.Стефановский, А.Л.Сукстанский

Донецкий физико-технический институт АН Украины

340114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 21 января 1993 г.

Построена феноменологическая теория модулированных треугольных антиферромагнитных структур обменно-релятивистского происхождения в гексагональных магнетиках без центра инверсии. Объяснена магнитная структура соединения $CsCuCl_3$. Найден спектр собственных линейных магнитных возбуждений и показано, что теоретическая полевая зависимость частот антиферромагнитного резонанса хорошо согласуется с экспериментом.

Эксперименты по нейтронной дифракции [1] показали, что в соединении $CsCuCl_3$ (пространственная группа парамагнитной фазы – $P6_122$, шесть магнитоактивных ионов Cu^{2+} в b-позициях) ниже температуры $T_N = 10,7\,K$ реализуется треугольная антиферромагнитная модулированная структура (АФМ МС), волновой вектор которой ориентирован вдоль c – оси гексагонального кристалла с периодом модуляции около 12 постоянных решетки, а магнитные моменты ионов Cu^{2+} лежат в его базисной плоскости (в отсутствие внешнего магнитного поля). Выполненные ранее теоретические исследования [2,3] не дали полной картины равновесного состояния в указанной системе и практически обошли вопрос о его резонансных свойствах.

Несмотря на то, что элементарная магнитная ячейка кристалла $CsCuCl_3$ содержит 18 ионов Cu^{2+}, использование симметрийных соображений (в том числе, и метода расширенной трансляционной симметрии [3,4]) позволяет описать статические и низкочастотные динамические магнитные свойства этого магнетика в терминах трех магнитных подрешеток. Термодинамический потенциал системы в рамках континуального приближения может быть записан в виде

$$W = \int d\mathbf{r} \cdot w(\mathbf{r}),$$

$$w = \sum_{n=1}^{3} \left\{ \frac{\alpha}{2}(\mathbf{M}'_n)^2 + \alpha_1(M_{nx}M'_{ny} - M_{ny}M'_{nx}) + \right.$$

$$\left. + \frac{\beta}{2}M_{nz}^2 + \frac{\rho}{12}[(M_n^+)^6 + (M_n^-)^6] \right\} + \delta(\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_1\mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_2\mathbf{M}_3), \qquad (1)$$

где $\mathbf{M}_n$ – намагниченности подрешеток, $n = 1, 2, 3$ ($|\mathbf{M}_n| = M_0$); $\alpha \sim Ic^2$, c – постоянная решетки, $I > 0$, $\delta > 0$ – соответственно постоянные внутри- и межподрешеточного обменного взаимодействия; $\alpha_1 \sim dc$ – постоянная неоднородного обменно-релятивистского взаимодействия [5]; $\beta > 0$ и $\rho > 0$ (для определенности) – константы одноосной и гексагональной анизотропии: $M_n^{\pm} = M_{nx} \pm iM_{ny}$; штрих означает дифференцирование по координате z, ориентированной вдоль оси кристалла c (в (1) учтены лишь градиенты вдоль гексагональной оси); $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$ – внешнее магнитное поле.

Параметризуя векторы $\mathbf{M}_n$ угловыми переменными θ_n и φ_n:

$$M_{nz} = M_0 \cos\theta_n, \qquad M_n^{\pm} = M_0 \sin\theta_n \exp(\pm i\varphi_n),$$

нетрудно показать, что равновесная АФМ МС, соответствующая минимуму потенциала (1), в достаточно слабом внешнем поле ($H \ll \delta M_0$)

$$\sin 3\varphi_1(z) = \mathrm{sn}\,(z/sz_0, s), \quad \varphi_{2,3}(z) = \varphi_1(z) \pm 2\pi/3, \quad z_0 = (\alpha/18\rho)^{1/2},$$
$$\theta_n(z) = \pi/2 - \theta_0(H) + \psi(z; H), \tag{2}$$

где $\theta_0(H) \sim H/\delta M_0 \ll 1$; функция $\psi(z; H)$ описывает своеобразную нутацию векторов $\mathbf{M}_n$ (то есть модуляцию их проекций на гексагональную ось). Эта функция имеет довольно громоздкий вид, поэтому лишь отметим, что она периодична по z с периодом $2sz_0K(s)$, а ее амплитуда мала, $|\psi(z; H)| \ll \theta_0(H) \ll 1$. Если $\rho = 0$ или $H = 0$, то нутационный эффект отсутствует.

Модуль эллиптических функций s, определяющий пространственный период АФМ МС $Z_p = 12sz_0K(s)$, находится минимизацией термодинамического потенциала (1) по этому параметру, что приводит к уравнению

$$K^2(s) = \frac{\pi\alpha_1}{2\sqrt{2\alpha\rho}} \frac{sE(s)}{s'^2}, \tag{3}$$

где $s'^2 = 1 - s^2$, $K(s)$ и $E(s)$ – полные эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода.

Если гексагональная анизотропия достаточно мала ($\rho \ll \alpha_1^2/\alpha$), то $s \sim \rho^{1/2}$ и $Z_p = \frac{2\pi\alpha}{\alpha_1} + O(\rho^{1/2})$. В случае же большой гексагональной анизотропии существование АФМ МС становится энергетически невыгодным по сравнению с однородным распределением намагниченности. Точка фазового перехода от АФМ МС к однородной треугольной АФМ структуре определяется уравнением (3) совместно с условием

$$K(s) = \pi\alpha_1 s/(2\alpha\rho)^{1/2}. \tag{4}$$

Динамические свойства рассматриваемой системы, в частности акустические ветви спектра спиновых волн на фоне АФМ МС, исследованы нами с помощью метода эффективных лагранжианов [6,7]. В рамках этого метода, существенно упрощающего анализ по сравнению со стандартным подходом на основе уравнений Ландау–Лифшица, магнитная подсистема кристалла описывается в терминах трех единичных взаимно-перпендикулярных векторов $\mathbf{l}_\sigma(\mathbf{r}, t)$, $\sigma = 1, 2, 3$, которые не изменяют своей взаимной ориентации в различных возбужденных состояниях, то есть образуют жесткий репер. При этом любое возбужденное состояние $\mathbf{l}_\sigma(\mathbf{r}, t)$ может быть получено из некоторого однородного состояния $\mathbf{l}_\sigma^{(0)}$ поворотом на угол $\vec{\Phi}(\mathbf{r}, t)$: $\mathbf{l}_\sigma = \hat{D}(\vec{\Phi})\mathbf{l}_\sigma^{(0)}$, где $\hat{D}(\vec{\Phi})$ – трехмерная ортогональная матрица.

Плотность эффективного лагранжиана L, описывающего неколлинеарные АФМ, к которым относится $CsCuCl_3$, при наличии достаточно слабого внешнего магнитного поля, параллельного оси z, имеет вид [7]

$$L = \frac{\chi_\perp}{2g^2}[(\omega_1^2(\vec{\Phi},\dot{\vec{\Phi}}) + \omega_2^2(\vec{\Phi},\dot{\vec{\Phi}})] + \frac{\chi_\parallel}{2g^2}[\omega_3(\vec{\Phi},\dot{\vec{\Phi}}) + gH]^2 - U\{\hat{D}(\vec{\Phi})\}, \qquad (5)$$

где g – гиромагнитное отношение, $\chi_\perp$ и $\chi_\parallel$ – соответственно поперечная и продольная восприимчивости магнетика ($\chi_\perp, \chi_\parallel \sim \delta^{-1}$), $\omega_k(\vec{\Phi},\dot{\vec{\Phi}}) = \frac{1}{2}\epsilon_{klm} D_{lj} \dot{D}_{mj}$ – дифференциальные формы Картана, точка обозначает производную во времени; U – "потенциальная" энергия магнетика, записанная через компоненты матрицы $\hat{D}$. Конкретная структура U определяется симметрией магнетика и может быть, в частности, легко получена из вида термодинамического потенциала (1) путем определения конкретной связи между векторами $\mathbf{M}_n$ и $\mathbf{l}_\sigma$. В данном случае в качестве векторов $\mathbf{l}_\sigma$ удобно выбрать: $\mathbf{l}_1 = (1/3M_0)(2\mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)$, $\mathbf{l}_2 = (1/\sqrt{3}\,M_0)(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)$, $\mathbf{l}_3 = [\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2]$.

Для рассматриваемой нами задачи наиболее удобна следующая параметризация матрицы $\hat{D}$:

$$D_{ik} = \delta_{ik} + 2(\nu_i\nu_k - \vec{\nu}^{\,2}\delta_{ik}) - 2\nu_4\epsilon_{ikj}\nu_j, \qquad (6)$$

где $\nu_\mu = (\vec{\nu}, \nu_4)$ – компоненты единичного четырехмерного вектора ($\vec{\nu}^2 + \nu_4^2 = 1$), который задается тремя независимыми угловыми переменными:

$$\nu_\mu = (\cos\xi, \sin\xi\cos\eta, \sin\xi\sin\eta\sin(\zeta/2), \sin\xi\sin\eta\cos(\zeta/2)). \qquad (7)$$

Уравнения Эйлера–Лагранжа для лагранжиана (5) имеют статическое решение $\xi_0 = \eta_0 = \pi/2$, $\sin 3\zeta_0 = \mathrm{sn}(z/sz_0, s)$, которое, как нетрудно убедиться, описывает ту же самую модулированную структуру, что и выражение (2).

Линейные возбуждения (спиновые волны) на фоне АФМ МС описываются уравнениями движения, линеаризованными вблизи основного состояния. В пренебрежение гексагональной анизотропией ($\rho = 0$) спектр спиновых волн состоит из трех ветвей. Одной из них отвечают колебания угловой переменной $\zeta(\mathbf{r}, t)$; эта ветвь является характерной для легкоплоскостных магнетиков голдстоуновской модой с линейным законом дисперсии:

$$\Omega_1(\mathbf{k}) = \frac{gM_0}{\chi_\parallel^{1/2}}(\alpha k_z^2 + \alpha_\perp \mathbf{k}_\perp^2)^{1/2}, \qquad (8)$$

где $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_\perp, k_z)$ – волновой вектор волны, $\alpha_\perp \sim \delta a^2$ – константа неоднородного обмена в базисной плоскости кристалла ($\alpha_\perp \ll \alpha$), a – постоянная решетки в этой плоскости.

Двум другим ветвям спектра соответствуют колебания переменных $\xi(\mathbf{r}, t)$ и $\eta(\mathbf{r}, t)$ с частотами

$$\Omega_{2,3}(\mathbf{k}, H) = \left[\Omega_{2,3}^2(\mathbf{k}, 0) + \left(\frac{\chi_\parallel gH}{2\chi_\perp}\right)^2\right]^{1/2} \pm \frac{\chi_\parallel gH}{2\chi_\perp},$$

$$\Omega_{2,3}(\mathbf{k}, 0) = \frac{gM_0}{(2\chi_\parallel)^{1/2}}\left[\beta + \frac{\alpha_1^2}{\alpha} + \alpha_\perp \mathbf{k}_\perp^2 + \alpha\left(k_z \pm \frac{\alpha_1}{\alpha}\right)^2\right]^{1/2}. \qquad (9)$$

Отметим, что в более простой модели двухподрешеточного легкоплоскостного АФМ с модулированной структурой в качестве основного состояния, наряду с голдстоуновской модой, существует только одна активационная ветвь спектра, подобная (9). Для последней характерно явление невзаимности ($\Omega(\mathbf{k}_z) \neq \Omega(-\mathbf{k}_z)$), связанное с наличием МС. В нашей модели МС также обуславливает невзаимность каждой из активационных ветвей ($\Omega_{2,3}(\mathbf{k}_z) \neq \Omega_{2,3}(-\mathbf{k}_z)$), однако наличие двух таких ветвей восстанавливает симметрию: $\Omega_2(\mathbf{k}_z) = \Omega_3(-\mathbf{k}_z)$.

В двухподрешеточных АФМ симметричный спектр, подобный (9), имеет место для легкоосных АФМ с неоднородным обменно-релятивистским взаимодействием, в которых основное состояние однородно. Полевая зависимость частот АФМР в таких магнетиках также аналогична полевой зависимости частот АФМР (то есть величин $\Omega_{2,3}(0, H)$) в нашей модели. При малых значениях поля ($gH \ll \Omega$) эта зависимость носит линейный характер, $\Omega_{2,3}(H) = \Omega(0) \pm (\chi_{\|}/2\chi_{\perp})gH$, что согласуется с экспериментальными данными [8]

При учете гексагональной анизотропии линеаризованные уравнения движения становятся уравнениями с переменными коэффициентами, а спектр спиновых волн приобретает зонный характер. В спектре нижней (голдстоуновской) ветви появляется щель; в схеме приведенных зон возникают две ветви, законы дисперсии которых имеют вид (при ($H = 0$))

$$\Omega_1^{(1)}(v) = \frac{gM_0}{\chi_{\|}^{1/2}} \left\{ \alpha_{\perp} \mathbf{k}_{\perp}^2 + \frac{18\rho s'^2}{s^2} cd^2(v; s') \right\}^{1/2},$$

$$\Omega_1^{(2)}(v) = \frac{gM_0}{\chi_{\|}^{1/2}} \left\{ \alpha_{\perp} \mathbf{k}_{\perp}^2 + \frac{18\rho}{s^2} dc^2(v; s') \right\}^{1/2}, \tag{10}$$

где $cd(v;s') = dc^{-1}(v;s') = cn(v;s')dn^{-1}(v;s')$, v – безразмерный параметр, $0 \leq v \leq K(s')$. Из (10) следует, что ширина запрещенной зоны пропорциональна $\rho^{1/2}$. Что же касается системы уравнений для переменных $\xi(\mathbf{r}, t)$ и $\eta(\mathbf{r}, t)$, то в ней появляется потенциал типа $\sin 5\zeta_0(z)$, что не позволяет решить эти уравнения аналитически и требует численных расчетов, выходящих за рамки настоящей работы.

---

1. K.Adachi, N.Achiwa, M.Mekata, J. Phys. Jap. **49**, 545 (1980).
2. Н.В.Федосеева, Р.С.Гехт, А.Д.Балаев, В.А.Долина, Магнитный фазовый переход в несоразмерное состояние кристалла $CsCuCl_3$ во внешнем магнитном поле. В кн.: Физические свойства магнитодиэлектриков. Красноярск: Изд-во ИФ СО АН СССР, (1987), с.14.
3. А.Л.Алистратов, Е.П.Стефановский, Д.А.Яблонский, ФНТ **16**, 1306 (1990).
4. А.Л.Алистратов, Д.А.Яблонский, ЖЭТФ **94**, 194 (1988).
5. В.Г.Барьяхтар, Е.П.Стефановский, ФТТ **11**, 1946 (1969).
6. Д.В.Волков, А.А.Желтухин, Ю.П.Блиох, ФТТ **13**, 1668 (1971).
7. А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, УФН **130**, 39 (1980).
8. Г.А.Петраковский, В.Н.Васильев, Сб. трудов конф. по радиоспектроскопии с фазовыми переходами, Киев, 1989, с.71.