Письма в ЖЭТФ, том 87, вып. 9, с. 561 – 562 © 2008 г. 10 мая

О возможности несобственного антиферромагнетизма

А. М. Фарутин

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2008 г.

Показано, что при магнитном фазовом переходе второго рода с тензорным параметром порядка может возникнуть намагниченность подрешеток, вызванная обменными эффектами.

PACS: 75.10.b, 75.40.Cx

В работе [1] была отмечена возможность несобственного обменного ферромагнетизма при антиферромагнитных фазовых переходах. Оказывается, что не только ферромагнитное, но и антиферромагнитное упорядочение может появляться как несобственное при фазовых переходах второго рода в состояние тензорного магнетизма [2].

Простейшим параметром порядка тензорного магнетика является симметричный бесследовый спиновый тензор третьего ранга $S_{\alpha\beta\gamma}$. Случай, когда он преобразуется по одномерному представлению кристаллической группы, был фактически рассмотрен в работе [3] в применении к жидким кристаллам. Все фазы, возникающие при таком переходе, имеют высокую симметрию, не допускающую спиновые векторы ($S_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\lambda}S_{\gamma\lambda\mu}=0$).

Рассмотрим случай двумерного представления E в кристаллах класса C_{3v}. Как обычно, перенесем законы преобразования под действием кристаллической группы на сами тензоры $S^{(1)}_{\alpha\beta\gamma}$, $S^{(2)}_{\alpha\beta\gamma}$. Введем комплексный тензор $S_{\alpha\beta\gamma}=S^{(1)}_{\alpha\beta\gamma}+iS^{(2)}_{\alpha\beta\gamma}$. Под действием оси третьего порядка он умножается на $e^{2\pi i/3}$, а под действием плоскости симметрии $S\to S^*$. Обменная инвариантность требует, чтобы все члены в разложении свободной энергии были свертками S и S^*. Инвариантность энергии под действием оси третьего порядка приводит к тому, что в разложении до четвертой степени по S и S^* участвуют лишь инварианты, в которых S и S^* поровну. Это приводит к следующему разложению Ландау:

$$E=\tau S_{\alpha\beta\gamma}S^*_{\alpha\beta\gamma}+\beta_1(S_{\alpha\beta\gamma}S^*_{\alpha\beta\gamma})^2+$$
$$+\beta_2 S_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\gamma}S^*_{\lambda\mu\nu}S^*_{\lambda\mu\nu}+\beta_3 S_{\alpha\beta\gamma}S^*_{\alpha\beta\lambda}S_{\mu\nu\gamma}S^*_{\mu\nu\lambda}+$$
$$+\beta_4 S^*_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\lambda}S_{\mu\nu\gamma}S^*_{\mu\nu\lambda}+\beta_5 S_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\lambda}S^*_{\mu\nu\gamma}S^*_{\mu\nu\lambda}.$$

Аналогично случаю с одномерным представлением [3] инвариант $S_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\lambda\mu}S^*_{\beta\lambda\nu}S^*_{\gamma\mu\nu}$ является линейной комбинацией остальных.

Пусть $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и $\mathbf{c}$ – базис в спиновом пространстве, обозначим два комплексных вектора: $\mathbf{u}=(i\mathbf{b}-\mathbf{c})/2$, $\mathbf{v}=(i\mathbf{b}+\mathbf{c})/2$ $\quad(u_\mu u_\mu=v_\mu v_\mu=0,\ u_\mu v_\mu=-1/2)$. Удобно разложить тензор по следующему базису симметричных бесследовых тензоров третьего ранга:

$$T^3_{\alpha\beta\gamma}=u_\alpha u_\beta u_\gamma,$$
$$T^2_{\alpha\beta\gamma}=a_\alpha u_\beta u_\gamma+u_\alpha a_\beta u_\gamma+u_\alpha u_\beta a_\gamma,$$
$$T^1_{\alpha\beta\gamma}=a_\alpha a_\beta u_\gamma+a_\alpha u_\beta a_\gamma+u_\alpha a_\beta a_\gamma+$$
$$+u_\alpha u_\beta v_\gamma+u_\alpha v_\beta u_\gamma+v_\alpha u_\beta u_\gamma,$$
$$T^0_{\alpha\beta\gamma}=a_\alpha a_\beta a_\gamma+a_\alpha u_\beta v_\gamma+a_\alpha v_\beta u_\gamma+$$
$$+u_\alpha a_\beta v_\gamma+u_\alpha v_\beta a_\gamma+v_\alpha a_\beta u_\gamma+v_\alpha u_\beta a_\gamma$$
$$T^{-1}_{\alpha\beta\gamma}=a_\alpha a_\beta v_\gamma+a_\alpha v_\beta a_\gamma+v_\alpha a_\beta a_\gamma+$$
$$+v_\alpha v_\beta u_\gamma+v_\alpha u_\beta v_\gamma+u_\alpha v_\beta v_\gamma,$$
$$T^{-2}_{\alpha\beta\gamma}=a_\alpha v_\beta v_\gamma+v_\alpha a_\beta v_\gamma+v_\alpha v_\beta a_\gamma,$$
$$T^{-3}_{\alpha\beta\gamma}=v_\alpha v_\beta v_\gamma.$$

Фазовая диаграмма получалась минимизацией энергии на компьютере. Большое количество коэффициентов и переменных приводит к довольно сложному процессу минимизации, но, чтобы показать возможность несобственного антиферромагнетизма, достаточно ограничиться областью $\beta_1,\beta_2>-10\beta_5$, $\beta_3\in(-1.45\beta_5,-1.55\beta_5)$, $\beta_4\in(-0.95\beta_5,-1.05\beta_5)$, $\beta_5<0$ с не слишком сложным решением. Выбором осей $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и $\mathbf{c}$ в спиновом пространстве его можно привести к виду

$$S_{\alpha\beta\gamma}=\eta T^3_{\alpha\beta\gamma}+\zeta T^{-1}_{\alpha\beta\gamma},\tag{1}$$

где η и ζ – комплексные числа, $|\eta|=\sqrt{8}\rho\sin\phi$, $|\zeta|=\sqrt{8/15}\rho\cos\phi$,

$$\cos\phi=\sqrt{\frac{15}{4}\frac{3\beta_3-7\beta_4+\beta_5}{13\beta_3-37\beta_4+3\beta_5}},$$

$$\rho=\sqrt{\frac{-\tau}{2\beta_1+\tilde{\beta}}},$$

$$\tilde{\beta} = \frac{9\beta_3^2 - 25\beta_4^2 + \beta_5^2 - 16\beta_3\beta_4 + 6\beta_3\beta_5 - 8\beta_4\beta_5}{13\beta_3 - 37\beta_4 + 3\beta_5}.$$

Члены четвертого порядка зависят лишь от модулей η и ζ, для выяснения их аргументов необходимо рассмотреть члены старшего порядка. Заметим, что при повороте вокруг вектора $\mathbf{a}$ на угол θ вид тензора (1) сохраняется, а константы η и ζ умножаются на $e^{3i\theta}$ и $e^{-i\theta}$, соответственно, поэтому энергия может зависеть только от аргумента комбинации $\eta\zeta^3$. Эта зависимость проявится в членах двенадцатой степени по S и S^*. Нет необходимости выписывать все эти члены, достаточно заметить, что зависимость энергии от аргумента $\eta\zeta^3$ выглядит как

$$E_{12} = C\eta^3\zeta^9 + C^*\eta^{*3}\zeta^{*9}.$$

Плоскость симметрии переводит η и ζ в комплексно сопряженные, не меняя энергию, отсюда получаем, что C действительно. В зависимости от знака C получим либо $\arg(\eta\zeta^3) = 2\pi k/3$, либо $\arg(\eta\zeta^3) = \pi(2k+1)/3$, где k – целое число.

Спиновая симметрия [4] полученного состояния C_s^s, что соответствует неколлинеарному компланарному антиферромагнетику. В указанной ориентации плоскость симметрии перпендикулярна $\mathbf{a}$, так что все векторы, которые могут быть получены путем сворачивания из $S_{\alpha\beta\gamma}$, лежат в плоскости (b, c). Из сверток трех тензоров можно получить векторы

$$S_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\lambda}S_{\gamma\lambda\mu} = \frac{7}{32}\eta\zeta^2 u_\mu,$$

$$S_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\lambda}S^*_{\gamma\lambda\mu} = \zeta\left(\frac{9}{16}\zeta\zeta^* - \frac{1}{16}\eta\eta^*\right)v_\mu,$$

$$S_{\alpha\beta\gamma}S*_{\alpha\beta\lambda}S_{\gamma\lambda\mu} = \zeta\left(\frac{3}{8}\zeta\zeta^* + \frac{1}{16}\eta\eta^*\right)v_\mu$$

и векторы, сопряженные с ними. Первый из векторов и его сопряженный не меняются под действием оси C_3.

Добавим в разложение энергии члены, связывающие параметр порядка с антиферромагнитным вектором:

$$D_1(S_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\lambda}S^*_{\gamma\lambda\mu}Z^*_\mu + S^*_{\alpha\beta\gamma}S^*_{\alpha\beta\lambda}S_{\gamma\lambda\mu}Z_\mu) +$$
$$+D_2(S^*_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\lambda}S_{\gamma\lambda\mu}Z^*_\mu + S_{\alpha\beta\gamma}S^*_{\alpha\beta\lambda}S^*_{\gamma\lambda\mu}Z_\mu),$$

где $\mathbf{Z} = \mathbf{l_1} + i\mathbf{l}_2$; $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ – пара антиферромагнитных векторов, преобразующихся по двумерному представлению кристаллической группы C_{3v}. Если теперь добавить к энергии $FZ_\alpha Z^*_\alpha$ и минимизировать по $\mathbf{Z}$ при постоянном S, получим, что $|l_1| = |l_2| \sim \sqrt{-\tau^3} \sim |T_c - T|^{3/2}$. Аналогично можно убедиться в том, что ненулевая свертка $S_{\alpha\beta\gamma}S_{\alpha\beta\lambda}S_{\gamma\lambda\mu}$ приводит к возникновению намагниченности.

Благодарю В.И. Марченко за постановку задачи и полезное обсуждение. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-17281 и Forschungszentrum Jülich.

1. В. И. Марченко, Письма в ЖЭТФ **87**, 387 (2008).
2. В. И. Марченко, Письма в ЖЭТФ **48**, 387 (1988).
3. T. C. Lubensky and L. Radzihovsky, Phys. Rev. E **66**, 031704 (2002).
4. А. М. Фарутин, В. И. Марченко, ЖЭТФ **127**, 1106 (2005).