Краткие сообщения по физике № 6-1988 г.

УДК 538.11

К ПАРАДОКСАЛЬНОЙ СИТУАЦИИ В ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ

В.М.Зверев, В.П.Силин

Показано как строится динамическая теория упругости магнитоупорядоченных металлов в условиях постоянства намагничения, отвечающих задаче построения самосогласованной флуктуационно-фононной теории ферромагнетизма металлов. Введена диэлектрическая проницаемость при постоянном намагничении.

В работах /1/ сформулирована термодинамическая теория самосогласованного флуктуационно-фононного (СФФ) подхода к рассмотрению магнетизма металлов. В работе /2/ показано отличие модуля упругости K_M при постоянной плотности намагниченности M, положенного в основу нашего подхода /1/, от модуля упругости K_B при постоянной магнитной индукции B в теории Кима /3/. Использование модуля K_B, в частности, не позволило Киму построить теорию магнитоупорядоченного состояния. В результате сложилась парадоксальная ситуация, когда термодинамический подход позволил понять существо различий нашего подхода /1/ и подхода Кима /3/, а в динамическом подходе теоретические результаты как в исследованиях Кима, так и в наших работах по динамике решетки ферромагнитных металлов /4,5/ приводят к именно тому модулю упругости K_B, который использовался Кимом. Разрешению этого парадокса посвящено настоящее сообщение.

Воспользуемся подходом, основанном на методе /6,7/, который использовался в работах /4,5/ применительно к ферромагнитным металлам. При этом ограничимся простейшей моделью, в которой помимо обменного взаимодействия учтено только электрическое взаимодействие электронов и решетки. Тогда неравновесное состояние ферромагнетика, отвечающее распространению звуковой волны с частотой ω и волновым вектором k, описывается неравновесной добавкой к матрице плотности электронов /5/:

$$\delta f(\mathbf{p},\sigma,\sigma',\omega,\mathbf{k}) = \frac{f_F[\epsilon(\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k},\sigma')] - f_F[\epsilon(\mathbf{p},\sigma)]}{\hbar\omega + \epsilon(\mathbf{p}-\hbar\mathbf{k},\sigma') - \epsilon(\mathbf{p},\sigma) + io} W(\mathbf{p},\sigma,\sigma',\omega,\mathbf{k}) \equiv \equiv \Gamma(\mathbf{p},\sigma,\sigma',\omega,\mathbf{k})\, W(\mathbf{p},\sigma,\sigma',\omega,\mathbf{k}). \qquad (1)$$

Здесь $f_F(\epsilon)$ – фермиевская функция распределения электронов; $\epsilon(\mathbf{p},\sigma) = \epsilon(\mathbf{p}) - \sigma b$, где $\sigma = \pm 1$, b – энергия спинового расщепления зоны электронов с законом дисперсии $\epsilon(\mathbf{p})$. При этом для энергии W, отвечающей возмущению состояний электронов, имеем $W(\mathbf{p},\sigma,\sigma',\omega,\mathbf{k}) = \delta_{\sigma\sigma'} e\phi(\omega,\mathbf{k}) - 2\beta\hat{\mathbf{s}}_{\sigma\sigma'}\mathbf{b}(\omega,\mathbf{k}) + 2\psi\hat{\mathbf{s}}_{\sigma\sigma'}\mathbf{s}(\omega,\mathbf{k})$, где $\phi(\omega,\mathbf{k})$ – потенциал электрического поля; $\mathbf{b}(\omega,\mathbf{k})$ – неравновесная магнитная индукция; $\mathbf{s}$ – оператор спина; β – магнитный момент электрона; ψ – ферми-жидкостная константа обменного взаимодействия; $\mathbf{s}(\omega,\mathbf{k}) = 2\sum_{\sigma,\sigma'}\int d\tau \hat{\mathbf{s}}_{\sigma\sigma'}\delta f(\mathbf{p},\sigma',\sigma,\omega,\mathbf{k})$ – неравновесная спиновая плотность электронов; $d\tau = (2\pi\hbar)^{-3}d\mathbf{p}$.

Потенциал электрического поля определяется уравнением Пуассона $k^2\phi(\omega,\mathbf{k}) = 4\pi[en(\omega,\mathbf{k}) + q(\omega,\mathbf{k})]$, где неравновесная плотность заряда электронов $n(\omega,\mathbf{k}) = \sum_{\sigma=\pm 1}\int d\tau\delta f(\mathbf{p},\sigma,\sigma,\omega,\mathbf{k})$. Для неравновесной плотности заряда решетки имеем $q(\omega,\mathbf{k}) = -Qi\mathbf{k}\mathbf{u}(\omega,\mathbf{k})$, где $\mathbf{u}(\omega,\mathbf{k})$ – фурье-компонента локального смещения решетки, Q – заряд единицы объема решетки.

Считая равновесную плотность намагниченности M ориентированной вдоль оси z, из выписанной системы уравнений получаем два уравнения для неравновесной плотности электронов и для неравновесной спиновой плотности

$$n(\omega,k) = e\phi(\omega,k) < \Gamma(+,+) + \Gamma(-,-)> + [-\beta b^z(\omega,k) + \dot{\psi} s^z(\omega,k)] < \Gamma(+,+) - \Gamma(-,-)>, \qquad (2)$$

$$s^z(\omega,k) = [1 - \psi\langle\Gamma(+,+) + \Gamma(-,-)]^{-1}[e\phi(\omega,k)\langle\Gamma(+,+) - \Gamma(-,-)\rangle - \beta b^z(\omega,k)\langle\Gamma(+,+) + \Gamma(-,-)\rangle], \qquad (3)$$

где $\langle \Gamma(\sigma,\sigma') \rangle = \int d\tau\Gamma(\sigma,\sigma')$.

На этапе рассмотрения этих двух уравнений можно увидеть возможность двух различных путей рассмотрения неравновесных состояний магнетика. Так, подход нашей работы /5/, как и подход работ Кима /3/, отвечает исключению из уравнения (2) $s^z(\omega,k)$, которое с помощью (3) выражается, в частности, через $b^z(\omega,k)$. При этом в ответах $b^z(\omega,k)$ принималось равным нулю в работах Кима, а в нашей работе /5/ оставалось произвольным. Именно поэтому в статическом пределе подобный подход приводит к модулю всестороннего сжатия при постоянной индукции K_B. Это рассуждение указывает конструктивный путь, позволяющий получить динамический аналог модуля при постоянной плотности намагниченности K_M. Для этого будем считать, что неравновесная индукция $b^z(\omega,k)$ определяется неравновесной намагниченностью $\beta s^z(\omega,k)$. Более того, примем, что неравновесная намагниченность равна нулю $\beta s^z(\omega,k) = 0$. Тогда, исключая с помощью (3) величину $b^z(\omega,k)$, из (2) получаем для электронной плотности выражение $n(\omega,k) = e\phi(\omega,k) \left(\langle \Gamma(+,+) + \Gamma(-,-) \rangle - (\langle \Gamma(+,+) - \Gamma(-,-) \rangle)^2 [\langle\Gamma(+,+) + \Gamma(-,-) \rangle]^{-1} \right)$, подстановка которого в уравнение Пуассона дает $\phi(\omega,k) = 4\pi q(\omega,k)/k^2 \epsilon^l_M(\omega,k)$, где

$$\epsilon^l_M(\omega,k) = 1 - \frac{4\pi e^2}{k^2} \left[\langle \Gamma(+,-) + \Gamma(-,-) \rangle - \frac{(\langle \Gamma(+,+) - \Gamma(-,-) \rangle)^2}{\langle \Gamma(+,+) + \Gamma(-,-) \rangle} \right]. \qquad (4)$$

Это выражение представляет собой продольную комплексную диэлектрическую проницаемость электронов при постоянной плотности намагниченности M. Оно существенно отличается от использовавшегося ранее в работах /3,4/ выражения

$$\epsilon^l_B(\omega,k) = 1 - \frac{4\pi e^2}{k^2}\left[\langle \Gamma(+,+) + \Gamma(-,-) \rangle + \psi \frac{(\langle \Gamma(+,+) - \Gamma(-,-) \rangle)^2}{1 - \psi\langle \Gamma(+,+) + \Gamma(-,-) \rangle} \right]. \qquad (5)$$

Формула (5) представляет собой продольную комплексную диэлектрическую проницаемость при постоянной магнитной индукции B.

Для завершения теории динамического модуля упругости необходимо воспользоваться уравнением движения, описывающим возмущенное состояние решетки /6/: $- \omega^2 \rho_m u_i(\omega,k) + \lambda^{(0)}_{ij,kl} k_j k_l u_l(\omega,k) = ik_i Q\Phi(\omega,k)$, где ρ_m – плотность массы решетки, $\lambda^{(0)}_{ij,kl}$ – ионный вклад в тензор модулей упругости. Для продольных колебаний это уравнение приводит к следующему дисперсионному уравнению продольного звука при постоянной плотности намагниченности (ср. с /4/):

$$\omega^2 = s_0^2 k^2 + \frac{4\pi Q^2}{\rho_m \epsilon^l_M(\omega,k)} \equiv s_0^2 k^2 + \Omega^2_{p,i} - k^2 \frac{V^2_{ei}(k) n_i}{\rho_m V_{ee}(k)} \left[1 - \frac{1}{\epsilon^l_M(\omega,k)}\right], \qquad (6)$$

где s_0^2 – вклад собственной упругости решетки; $V_{ee}(k) = 4\pi e^2 k^{-2}$; $n_i V_{ei}(k) = 4\pi e Q k^{-2}$; $\Omega^2_{p,i} = 4\pi Q^2 \rho_m^{-1}$. Сравнение (6) с уравнением, использовавшемся в работах /7,8/, позволяет делать обобщения на более сложные модели. Однако подчеркнем, что качественным отличием формулы (6) является наличие $\epsilon^l_M(\omega,k)$ – продольной диэлектрической проницаемости при постоянном намагничении. Для описания статического модуля всестороннего сжатия достаточно предела $\epsilon^l_M(0,k)$ и $\hbar k \ll p_F$ (где p_F – максимальный импульс электронов на поверхности Ферми), тогда $\epsilon^l_M(0,k) = 1 + (kr_M)^{-2}$, где r_M – радиус дебаевского экранирования при постоянной плотности намагниченности определяется формулой $r_M^{-2} = 16\pi e^2 \nu_+ \nu_- /(\nu_+ + \nu_-)$, где $\nu_\sigma = \nu(\eta + \sigma b)$, $\nu(\eta)$ – плотность электронных состояний на "ферромагнитном" уровне Ферми. Для слабого ферромагнетика ($b \ll \epsilon_F$) $r_M^{-2} = 8\pi e^2 \nu \left\{1 + [\nu\nu'' - 3(\nu')^2] M^2/8\beta^2\nu^4 \right\}$, где $\nu = \nu(\epsilon_F)$, ϵ_F – "парамагнитный" уровень Ферми. Выражение для r_M приводит к статическому модулю всестороннего сжатия $K_M = K + \tau M^2/4\beta^2\nu$ (К – независящий от намагничения модуль сжатия, $\tau = (N/2V\nu^2)^2[3(\nu')^2 - \nu\nu'']$, N – число магнитных электронов), который совпадает с модулем всестороннего сжатия при постоянной плотности намагниченности, возникавшим в термодинамической теории /1/.

. Таким образом, сформулирован динамический подход для получения зависимости от плотности намагниченности динамических модулей упругости, которые используются в СФФ теории ферромагнетизма.

В заключение подчеркнем, что радиус дебаевского экранирования r_M непрерывно меняется при фазовом переходе, а радиус дебаевского экранирования при постоянной магнитной индукции r_B при B = 0 меняется скачком. При этом приближенно имеем

$$r_M^{-2}(T=0) \approx 8\pi e^2\nu, \quad r_B^{-2}(T=0) \approx 8\pi e^2\nu[1 - 3(\nu')^2/\nu\nu''].$$

Скачок r_B, как и соответствующий скачок $\epsilon_B^l(0,k)$, проявляются в широком круге явлений, среди которых отметим скачок упругого модуля B = 0.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зверев В. М., Силин В. П. Письма в ЖЭТФ, 45, 178 (1987); Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 48 (1987); ЖЭТФ, 93, 709 (1987); IV Int. Symp. on Selected Problems of Statistical Mechanics, Dubna, August, 1987; ФТТ, 30, № 7 (1988).
2. Зверев В. М., Силин В. П. ФММ, 65, 895 (1988).
3. Kim D. J. Phys. Rev. B., 25, 6919 (1982); Kim D. J., Tanaka C., Ukon S. JMMM, 54-57, 993 (1986); Kim D. J., Tanaka C. JMMM, 58, 254 (1986).
4. Зверев В. М., Силин В. П. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 46 (1984).
5. Зверев В. М., Силин В. П. ЖЭТФ, 89, 642 (1985).
6. Силин В. П. ЖЭТФ, 38, 977 (1960).
7. Окулов В. И., Силин В. П. ФММ, 55, 837 (1983).
8. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Под. ред. В.Л.Гинзбурга, Д.А.Киржница. М., Наука, 1977.

Поступила в редакцию 23 февраля 1988 г.