Краткие соouщения по физике № 7-1985 г.

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА МАГНОНОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОВ

В.П. Силин, А.З. Солонцов

УДК 539.2:530.145

Предсказано новое явление резкого изменения флуктуационного вклада ($\sim T^{5/2}$) в частоту магнонов при температурах T, соответствующих плазменной частоте ионов и частоте пересечения звуковой и магнонной мод.

Феноменологическая теория проводящих магнетиков с коллективизированными электронами приводит к следующей температурной зависимости спектра магнонов при низких температурах /1/:

$$\omega(\vec{k},T) = \omega(\vec{k},0)\,(1 - AT^2 + BT^{5/2} + CT^4)\,. \tag{1}$$

Здесь слагаемое $\sim T^2$ определяется фермиевскими возбуждениями электронов, а члены с $T^{5/2}$ и T^4 обусловлены соответственно магнитными флуктуациями и взаимодействием магнонов с колебаниями решетки. Коэффициенты A, B, C с использованием различных подходов рассчитывались в работах /1-7/, при этом они оказались постоянными.

В настоящем сообщении показано, что коэффициент B существенно зависит от температуры, что обусловлено влиянием динамики решетки на междуэлектронное взаимодействие и взаимодействие магнонов с флуктуациями. Подчеркнем, что обсуждаемый новый эффект, обусловленный влиянием решетки, в отличие от слагаемого $\sim T^4$ в (1), пренебрежимо малого в пределе низких температур, проявляется в флуктуационной температурной зависимости $\sim T^{5/2}$, которая в широкой области температур является определяющей /5,6/.

Применяя развитый в /5,6/ подход, основанный на использовании динамического уравнения для матрицы плотности электронов в условиях малой нелинейности, а также уравнение движения кристаллической решетки /8/, получаем соотношение

$$\omega(\vec{k},T) = \omega(\vec{k}) - s\Omega_0 \int \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega(\vec{k}')}{2\kappa T} [T(k,k-k',-k') +$$

$$+ T(k,0,-k')], \qquad (2)$$

определяющее зависимость частоты магнонов $\omega(\vec{k},T)$ от температуры. Здесь s – спонтанная плотность спина; $\omega(\vec{k})$ – частота магнонов без учета флуктуаций; $\hbar\Omega_0$ – энергия спинового расщепления электронов, $k = \omega(\vec{k}),\vec{k}$. Ядро $T(k,k',k'')$ характеризует взаимодействие магнонов с поперечными магнитными флуктуациями и дается уравнением (2.32) работы /6/, в котором следует произвести замену

$$\Phi(\vec{k}) = \frac{4\pi e^2}{\vec{k}^2} + \varphi(\vec{k}) \to \Phi_{ef}(k) = \frac{4\pi e^2}{\vec{k}^2} + \varphi(\vec{k}) + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - c_i^2 k^2} \times$$

$$\times \frac{4\pi e^2}{\vec{k}^2} \left[1 + \frac{\lambda(\vec{k})\vec{k}^2}{4\pi Z e^2} \right]^2, \qquad (3)$$

отвечающую учету эффектов динамики кристаллической решетки. Здесь функции $\varphi(\vec{k})$, $\Psi(\vec{k})$ и $\lambda(\vec{k})$ характеризуют короткодействующее междуэлектронное взаимодействие и деформационное взаимодействие квазичастиц с кристаллической решеткой; $\omega_p^2 + c_i^2\vec{k}^2$ – диагональные элементы динамической матрицы без учета возмущения электронной жидкости; Z и ω_p – заряд и плазменная частота ионов.

Разлагая комбинацию ядер T в правой части (2) в ряд по степеням $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ и ограничиваясь членами $\sim k^2 k'^2$, имеем

$$T(k,k-k',-k') + T(k,0,-k') = \frac{9}{s^2\Omega_0} [t^{(1)}_{ijkl} - t^{(2)}_{ijkl}\Theta(\bar{\omega} - \Omega) +$$

$$+ t^{(3)}_{ijkl}\Theta(\bar{\omega} - \omega_p)], \qquad (4)$$

где $\omega(\vec{k}) < \omega(\vec{k}')$, а $\bar{\omega} \sim \omega(\vec{k}')$. Здесь частота $\Omega = ck = \omega(\vec{k})$ отвечает пересечению звуковой и магнонной мод,

$$c^2 = c_0^2 + c_{13}^2\Pi_n(1 - \Psi\Pi_n)/\Pi, \quad c_0^2 = -c_B^2\Phi_{ef}(0)\Pi_n = Z^2 N_a \Phi_{ef}(0)/M,$$

$\Pi = \Pi_n - \Psi(\Pi_n^2 - \Pi_s^2)$, $\Psi = \Psi(0)$, $\Pi_n = 2\int d\tau \partial n(p)/\partial\epsilon$, $\Pi_s = 2\int d\tau\partial s(p)/\partial\epsilon$,

$n(p) = [n^+(p) + n^-(p)]/2$, $s(p) = [n^+(p) - n^-(p)]/2$,

M и N_a – масса и плотность атомов; $n^{\pm}(p)$ – фермиевские функции распределения $(d\tau = dp/(2\pi\hbar)^3)$. Считая закон дисперсии магнонов изотропным $\omega(\vec{k}) = a\vec{k}^2$, после подстановки разложения (4) в уравнение (2) приходим к следующему выражению для коэффициента

$$B = B_1 - B_2\Theta(\omega_T - \Omega) + B_3\Theta(\omega_T - \omega_p),$$
$$B_l = -12\pi\zeta\left(\frac{5}{2}\right)\frac{t^{(l)}_{iijj}}{as}\left(\frac{\kappa}{4\pi\hbar a}\right)^{5/2} \qquad (l = 1,2,3) \tag{5}$$

(где $\omega_T \sim \kappa T/\hbar$), который, в соответствии с уравнением (1), определяет флуктуационную температурную зависимость спектра магнонов в области частот $\omega(\vec{k}) < \kappa T/\hbar$. При этом зависимость (4) от частоты магнонов приводит к резким изменениям флуктуационной температурной зависимости спектра магнонов (1) при температурах $\sim \hbar\Omega/\kappa$ и $\sim \hbar\omega_p/\kappa$, определяемых динамикой решетки, и описывается последними двумя членами в правой части (5). В областях температур $\kappa T < \hbar\Omega$ (a), $\hbar\Omega < \kappa T < \hbar\omega_p$ (b) и $\kappa T > \hbar\omega_p$ (c) выражение (5) принимает соответственно значения B_1, $B_1 - B_2$, $B_1 - B_2 + B_3$.

В модели металла с квадратичным законом дисперсии электронов $\epsilon(p) = \vec{p}^2/2m$, полагая $\Psi(\vec{k}) = \text{const}$, имеем

$$t^{(1)}_{iijj} = \frac{a\mathcal{E}}{\Omega_0} + \frac{1}{3}(2 - \Psi\Pi_n)\frac{a^2}{\Omega_0} - \frac{5}{12}\frac{\hbar^2}{m^2\Omega_0}(1 - \Psi\Pi_n) + \delta + 3t + t^{(2)}_{iijj}, \tag{6}$$

$$t = \frac{2}{3\Pi c^2}\left\{[\Pi_n(a+\beta)^2 - 2\Pi_s(a+\beta)b + (\Pi_n - \Psi^{-1})b^2]c_0^2 + \Pi_n(a+\beta)^2 c_B^2\right\}, \tag{7}$$

где $\vec{v} = \vec{p}/m$ и использованы обозначения

$$\alpha = \frac{2}{3}\,\frac{\Psi}{\Omega_0}\int d\tau \vec{v}^{\,2}\left[\frac{2s(\vec{p})}{\hbar\Omega_0} + \frac{\partial n(\vec{p})}{\partial\epsilon}\right], \quad \beta = -(\hbar/4m)\Psi\Pi_s,$$

$$b = (\hbar/4m)(1 - \Psi\Pi_n), \quad \mathcal{E} = -(2\Psi/3\Omega_0)\int d\tau v^2\, \partial n(\vec{p})/\partial\epsilon, \tag{8}$$

$$\delta = \frac{4}{9}\,\frac{\Psi}{\Omega_0^3}\int d\tau v^4\left[\frac{2s(\vec{p})}{\hbar\Omega_0} + \frac{\partial n(\vec{p})}{\partial\epsilon} - \frac{\hbar^2\Omega_0^2}{12}\,\frac{\partial^3 n(\vec{p})}{\partial\epsilon^3}\right].$$

Величины $t^{(2)}_{iijj}$ и $t^{(3)}_{iijj}$ получаются из выражения (7) соответственно при $\alpha = 0$ и $\alpha,\ c_B = 0$.

Для иллюстрации полученных выше результатов рассмотрим подробнее случаи слабого и сильного ферромагнетиков. В случае слабого магнетика ($2s \ll ZN_a$) с помощью (6) – (8) для компонент тензоров $t^{(l)}_{iijj}$ получаем

$$t^{(1)}_{iijj} = 8\left(\frac{\epsilon_F}{\hbar\Omega_0}\right)^2 \frac{\alpha^2}{\Omega_0}\left(1 + \frac{9}{4}\,\frac{c_B^2}{c^2}\right), \quad t^{(2)}_{iijj} = 18\left(\frac{\epsilon_F}{\hbar\,\Omega_0}\right)^2 \frac{\alpha^2}{\Omega_0}\,\frac{c_0^2 + c_B^2}{c^2},$$

$$t^{(3)}_{iijj} = 18\left(\frac{\epsilon_F}{\hbar\Omega_0}\right)^2 \frac{\alpha^2}{\Omega_0}, \tag{9}$$

где ϵ_F – энергия Ферми.

При этом отношение значений коэффициента B в областях (a), (b) и (c), например, в модели "желе" ($c_0 = 0$), в соответствии с уравнениями (13), (14), (18) равно 1:1/10:13/40.

Для сильного магнетика приведем результаты, относящиеся к случаю $c_0^2 \gg c_B^2$, характерному, например, для никеля. В этом случае из (6) – (8) имеем:

$$t^{(1)}_{iijj} = -\frac{\hbar^3}{12m^2\eta}\left[1 - \frac{6}{5}\,\frac{\eta}{\hbar\Omega_0} + \frac{36}{75}\left(\frac{\eta}{\hbar\Omega_0}\right)^2 - \frac{96}{175}\left(\frac{\eta}{\hbar\Omega_0}\right)^3\right],$$

$$t^{(2)}_{iijj} = t^{(3)}_{iijj} = \frac{\hbar^3}{32m^2\eta}\left[1 - 4\,\frac{\eta}{\hbar\Omega_0} + \frac{32}{9}\left(\frac{\eta}{\hbar\Omega_0}\right)^2\right], \tag{10}$$

где η — химпотенциал электронов, отсчитываемый от дна (верха) частично заполненной зоны. Применительно к никелю /4,9/, где $m \approx 5{,}5m_0$, $\hbar\Omega_0 \approx$ $\approx 0{,}8$ эВ, $\eta \approx 0{,}44$ эВ, $\hbar a \approx 0{,}391$ эВ$\cdot$Å^2, $c \approx 5{,}3\cdot10^5$ см/с, $c_B^2/c^2 \approx 1{,}7\cdot10^{-2}$, $Z \approx 0{,}56$ (m_0 — масса свободного электрона), оценки дают $B_1 \approx 1{,}0\cdot10^{-8}$ К$^{-5/2}$, $B_1 - B_2 \approx 1{,}5\cdot10^{-8}$ К$^{-5/2}$, $\Omega \approx 4{,}7\cdot10^{12}$ с$^{-1}$, $\omega_p \approx 5{,}6\cdot10^{13}$ с$^{-1}$.

Поступила в редакцию 4 июня 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Herring C. Magnetism–IV Ed. by G. T. Rado, H. Suhl, "A.P.", N. Y., 1966.
2. Izuyama T. Phys. Lett., **9**, № 4, 293 (1964).
3. Kawasaki K. Phys. Rev., **135**, № 5A, 1371 (1964).
4. Korenman Y., Murrey J. L., Prange R. E. Phys. Rev., **16B**, № 9, 4048 (1977).
5. Силин В. П., Солонцов А. З. Докл. АН. СССР, **263**, № 3, 580 (1982).
6. Силин В. П., Солонцов А. З. Препринт ФИАН № 163, М., 1985.
7. Yamada H. J. Phys. Soc. Jap., **41**, № 3, 753 (1976).
8. Окулов В. И., Силин В. П. ФММ, **55**, № 5, 837 (1983).
9. Windsor C. G. Physica, **91B**, № 1, 119 (1977).