УДК 538.115

О ФЛУКТУАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТЕПЛОВОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА В ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ СПЛАВА Y_2Ni_7

О. М. Толкачев

Сформулирована теория флуктуационного механизма магнитных фазовых переходов в электронной жидкости проводящих магнетиков. Результаты развитого подхода применены для интерпретации экспериментов по магнитному состоянию сплава Y_2Ni_7. Разработанная модель объясняет форму экспериментально исследованной зависимости намагниченности сплава Y_2Ni_7 от температуры $M(T)$ в интервале $7\text{ K} < T < 58\text{ K}$. Наша теория устраняет имевшееся ранее противоречие между экспериментом и теоретической кривой $M(T)$. На основании имеющихся данных о теплоемкости, магнитной восприимчивости, плотности состояний и намагниченности определены фермижидкостные константы для Y_2Ni_7. Сформулированы и проанализированы условия равновесия двухкомпонентной электронной жидкости применительно к изучаемому сплаву.

1. Фазовые переходы в проводящих магнетиках привлекают в настоящее время внимание как теоретиков, так и экспериментаторов [1-8]. Наибольший интерес вызывают такие соединения, для которых имеются экспериментальные данные по теплоемкости, намагниченности, магнитной восприимчивости при разных температурах. Одним из таких веществ является сплав Y_2Ni_7. В этом сплаве [9, 10] при температурах от 7 до 58 K возникает зависящая от температуры спонтанная намагниченность $M(T)$ — так называемый «тепловой магнитный момент» (ТММ). Выше 58 K и ниже 7 K намагниченность отсутствует. Существовавшие до настоящего времени теории [5, 9, 11] не давали удовлетворительного объяснения формы кривой $M(T)$ и величины наибольшего значения намагниченности при $T=40$ K в сплаве Y_2Ni_7. Использованные в [11] модели, отвечающие стонеровской [12] теории и ее модификациям, приводили к противоречию с экспериментом, а в развитой в [11] модели, учитывающей ферромагнитные флуктуации в однокомпонентной электронной системе, не удалось продемонстрировать возникновение ТММ при наличии парамагнитного основного состояния при $T=0$. Форма кривой $M(T)$ и наибольшее значение намагниченности M (40 K), полученные в [9], базирующейся на теории [5], без учета флуктуаций, находятся в противоречии с экспериментально измеренными [10]. Развитая в настоящей работе флуктуационная модель возникновения ТММ в Y_2Ni_7 отличается от [9-11] прежде всего рассмотрением двухкомпонентной электронной жидкости (ср. [4]), в которой возникает качественно новая по сравнению с [5, 9, 11] возможность существования как ферро-, так и ферри- или антиферромагнетизма в основном состоянии при различных температурах. Возникновение такого принципиально нового объяснения ТММ, устраняющего имевшиеся ранее противоречия, связано с учетом в нашей модели в разложении свободной энергии F (подобно [2]) помимо слагаемых, пропорнальных вектору ферромагнетизма M_0, также слагаемых, пропорциональных вектору антиферромагнетизма M_Q, не учитывавшихся ранее в [5, 11]. Наша теория, объясняющая форму кривой $M(T)$, исходит из предложения, что выше 58 K основное состояние Y_2Ni_7 является парамагнитным,

в интервале 40—58 К — ферромагнитным, от 7 до 40 К — ферримагнитным, ниже 7 К — антиферромагнитным. Подчеркнем, что предположение о наличии антиферромагнитного основного состояния в Y_2Ni_7 при $T < 7$ К не является общепринятым. Напротив, в [10] основное состояние при $T < 7$ К считается парамагнитным. Однако такой вывод сделан не на основе нейтронографических исследований, а на базе анализа кривых $M(B)$ (B — внешнее магнитное поле), демонстрирующих свойство $M(0)=0$ при $T > 58$ и $T < 7$ К. На наш взгляд, отсутствие полной намагниченности $M(T)$ при $T < 7$ К не может быть однозначно интерпретировано как антиферромагнитное или парамагнитное основное состояние. Как уже говорилось, форма кривой $M(T)$, найденная в настоящей работе, согласуется с экспериментом существенно лучше, чем в [9]. Одной из целей нашей работы является указание на необходимость тщательного экспериментального изучения основного состояния Y_2Ni_7 при $T < 7$ К. Если окажется, что основное состояние при $T < 7$ К антиферромагнитно, то это будет дополнительным аргументом в пользу модели, разработанной в настоящей работе. Целью работы является также определение на основе экспериментальных данных фермижидкостных параметров для Y_2Ni_7.

2. Исследование температурных фазовых переходов в проводящих магнетиках с учетом флуктуаций начнем с записи выражения для свободной энергии двухкомпонентной электронной жидкости (ср. [4])

$$\begin{aligned} V^{-1}F(T, V, M_0, M_Q) = V^{-1}F_0 - \nu(\pi\varkappa T)^2/3 + M_0^2\,[1 - T^2/T_0^2 + \gamma_u\chi_0(3\langle m_{0z}^2\rangle + 2\langle m_{0\perp}^2\rangle) + \\ + \gamma_{us}\chi_0(\langle m_{Qz}^2\rangle + 2\langle m_{Q\perp}^2\rangle)/2]/2\chi_0 + M_Q^2\,[1 - T^2/T_Q^2 + \chi_Q\gamma_s(3\langle m_{Qz}^2\rangle + 2\langle m_{Q\perp}^2\rangle) + \\ + \gamma_{us}\chi_Q(\langle m_{0z}^2\rangle + 2\langle m_{0\perp}^2\rangle)/2]/2\chi_Q + \gamma_u M_0^4/4 + \gamma_s M_Q^4/4 + \gamma_{us} M_0^2 M_Q^2/2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь F_0 — свободная энергия при $M_0=M_Q=0$ и $T=0$; V — объем металла; $\varkappa$ — постоянная Больцмана; ν — плотность энергетических состояний на уровне Ферми; M_0, M_Q — соответственно модули векторов ферро- и антиферромагнетизма (ср. [2, 4, 13]); $\langle m_{\alpha\lambda}^2\rangle$ — средний квадрат магнитной флуктуации; $\alpha=0, Q$; $\lambda=z, \perp$. Входящие в (1) выражения имеют, согласно [4], следующий вид:

$$\frac{1}{\chi_0} = \frac{1 + 2(\bar\psi + \psi)\nu}{2\beta^2\nu}, \quad \frac{1}{\chi_Q} = \frac{1 + 2(\bar\psi - \psi)\nu}{2\beta^2\nu}, \quad \gamma_u = -\frac{\rho_3' C_+}{48\beta^4\nu}, \quad \gamma_s = \frac{\rho_3' C_-}{48\beta^4\nu},$$

$$\gamma_{us} = -\frac{\rho_1'\sqrt{C_+C_-}}{16\beta^4\nu^3}, \quad T_0^2 = \frac{6B_+}{(\pi\varkappa)^2\rho_1'} = T_F^2|B_+|, \quad T_Q^2 = \frac{6B_-}{(\pi\varkappa)^2\rho_1'}, \quad \rho_n = \frac{\nu'}{\nu^n},$$

$$B_\pm = 1 + \bar B \pm B.$$

Здесь ν' — производная плотности состояний на уровне Ферми; ψ, $\bar\psi$ — фермижидкостные константы межзонного и внутризонного взаимодействия; β — магнитный момент электрона. Безразмерные параметры B и $\bar B$ определены равенствами $B=2\psi\nu$, $\bar B=2\bar\psi\nu$. Вклад $C_\pm$ обусловлен учетом фермижидкостных констант Φ и $\bar\Phi$ (ср. [4]). Средний квадрат магнитной флуктуации $\langle m_{\alpha\lambda}^2\rangle$ определяется мнимой частью динамической восприимчивости [14, 15]

$$\langle m_{\alpha\lambda}^2\rangle = \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3}\langle m_{\alpha\lambda}^2(\mathbf{q})\rangle, \quad \langle m_{\alpha\lambda}^2(\mathbf{q})\rangle = 4\hbar\int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi}\, n(\omega)\,\mathrm{Im}\,\chi_{\alpha\lambda}(\mathbf{q}, \omega),$$

$$n(\omega) = [\exp(\hbar\omega/\varkappa T) - 1]^{-1}.$$

Мы рассмотрим при вычислении $\langle m_{0\perp}^2\rangle$ парамагнонную область, в которой выполняются условия

$$\omega,\ qv < \hbar\Omega_\nu, \qquad q \geqslant q_{sw} \equiv k_F\,|\hbar\Omega_1/\varepsilon_F|. \quad (2)$$

Здесь v, ε_F, $\hbar k_F=p$ — значения скорости, энергии, импульса электрона на уровне Ферми. На основании [16, 17] получаем выражение для динамической восприимчивости двухкомпонентной электронной жидкости в области (2)

$$\chi_{0\perp}^{-1}(\mathbf{q},\ \omega)=2\chi_{0\perp}^{-1}(\mathbf{q})\,[1-i\omega\Gamma_{\perp}^{-1}(\mathbf{q})],\tag{3}$$

где $\chi_{0\perp}^{-1}(\mathbf{q})=\chi_{0\perp}^{-1}+C_0q^2$; $\chi_{0\perp}^{-1}=A_0+\gamma_u M_0^2=B/M_0$; $\Gamma_\perp(\mathbf{q})=q\gamma\chi_{0\perp}^{-1}(\mathbf{q})$; $\gamma=2v\chi_p/\pi$; $C_0=[12k_F^2\chi_p]^{-1}$. Здесь A_0 — коэффициент перед $M_0^2/2$ в (1), $\chi_0^{-1}=B_+\chi_p$, $\chi_p=2\beta^2\nu$. Обозначения приведены в соответствие с работой [14]. Используя (3), вычислим парамагнонный вклад в поперечную флуктуацию

$$\langle m_{0\perp}^2(\mathbf{q})\rangle=4\hbar\int_0^\infty \operatorname{Im}\chi_{0\perp}(\mathbf{q},\ \omega)\,n(\omega)\,d\omega/2\pi=4\hbar\pi^{-1}\int_0^\infty \omega d\omega\chi_{0\perp}(\mathbf{q})\,[\exp(\hbar\omega/\varkappa T)-1]^{-1}\times$$
$$\times\Gamma_\perp^{-1}(\mathbf{q})\,[1+\omega^2/\Gamma_\perp^2(\mathbf{q})]^{-1}=\varkappa T\chi_{0\perp}(\mathbf{q})\,g(q),$$

где [18]

$$g(z)=4z\,\{\ln z-(2z)^{-1}-\psi(z)\}\simeq 2/(1+6z).$$

Здесь $\psi(z)$ — ψ-функция Эйлера. Получаем $(z=\hbar\Gamma(q)/2\pi\varkappa T)$

$$\langle m_{0\perp}^2\rangle=\frac{\varkappa T}{2\pi^2}\int_{q_{sw}}^{k_F} q^2dq\chi_{0\perp}(q)\,g(z)=\frac{\varkappa T}{\pi^2C_0^{3/2}\chi_{0\perp}^{1/2}}\int_{x_1}^{x_2}\frac{x^2dx}{(1+x^2)\,[1+\xi_\perp x(1+x^2)]}.\tag{4}$$

Здесь

$$x=\sqrt{C_0\chi_{0\perp}}\,q,\qquad \xi_\perp=3\hbar\gamma/\pi\varkappa T\chi_{0\perp}^{3/2}C_0^{1/2},\qquad x_1=\sqrt{C_0\chi_{0\perp}}\,q_{sw},\qquad x_2=\sqrt{C_0\chi_{0\perp}}\,k_F.$$

В пределе стремящегося к нулю магнитного поля получим

$$\langle m_{0\perp}^2\rangle=(\varkappa T/\pi^2C_0)\int_{q_{sw}}^{k_F} dq\,[1+3\hbar C_0\gamma q^3/\pi\varkappa T]^{-1}.$$

При выполнении условия $q_{sw}^3\ll\pi\varkappa T/3\hbar\gamma C_0\lesssim k_F^3$, соответствующего области $(\hbar\Omega_1)^3/\varepsilon_F^2\ll\varkappa T\ll\varepsilon_F$, вклад парамагнонной области в поперечную флуктуацию равен

$$\langle m_{0\perp}^2\rangle=\frac{(\varkappa T)^{4/3}}{C_0^{4/3}(\hbar\gamma)^{1/3}}\frac{a_1}{\pi^2},\qquad a_1=\left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/3}\frac{2\pi}{3\sqrt{3}}\simeq 1.23.\tag{5}$$

Выражение (5) совпадает с выражением для $\langle m_{0\perp}^2\rangle$, полученным в [14] с точностью до коэффициента 2, обусловленного учетом двухкомпонентности. Важно подчеркнуть, что правая часть (5) не зависит явно от $\chi_{0\perp}$. Этот факт делает несущественным учет влияния флуктуаций на поперечную динамическую восприимчивость в указанной области температур. В случае $3\hbar\gamma C_0q_{sw}^2/\pi\varkappa T\gg 1$ вклад парамагнонной области в $\langle m_{0z}^2\rangle$ равен

$$\langle m_{0\perp}^2\rangle=(\varkappa T)^2/6\pi\gamma\hbar C_0^2q_{sw}^2.$$

Определим теперь величину парамагнонного вклада в средний квадрат продольной магнитной флуктуации $\langle m_{0z}^2\rangle$. Обратная величина динамической продольной магнитной восприимчивости равна

$$\chi_{0z}^{-1}(\mathbf{q},\ \omega)=2\chi_{0z}^{-1}(\mathbf{q})\,[1-i\omega\Gamma_z^{-1}(\mathbf{q})],\qquad \Gamma_z(\mathbf{q})=q\gamma\chi_{0z}(\mathbf{q}),\qquad \chi_{0z}^{-1}(\mathbf{q})=\chi_{0z}^{-1}+C_0q^2,$$

где

$$\chi_{0z}^{-1}=\partial B/\partial M_0=A_0+(\partial A_0/\partial M_0)\,M_0+3bM_0^2=(\partial A_0/\partial M_0)\,M_0+2bM_0^2.$$

Для слабых магнетиков A_0 не зависит от M_0^2 и $\chi_{0z}^{-1}\simeq-2A_0$. Выражение для $\langle m_{0z}^2\rangle$ дается теперь соотношением (4) с заменой $x_1\to 0$, индекса «$\perp$» на «z» и $\chi_{0\perp}^{-1}$ на $\chi_{0z}^{-1}=-2A_0$, $\xi_z=3\hbar\gamma/\pi\varkappa TC_0^{1/2}\chi_{0z}^{3/2}$. При выполнении условия $\xi_z\ll 1$, соответствующего области вблизи критической температуры, когда справедливо неравенство $|B_+|\ll\left(\varkappa T/24\sqrt{3}\,\varepsilon_F\right)^{2/3}\pi^{4/3}/2$, вклад в продольную магнитную флуктуацию $\langle m_{0z}^2\rangle$ равен

$$\langle m_{0z}^2\rangle=\frac{\varkappa T}{\pi^2\chi_{0z}^{1/2}C_0^{3/2}}\frac{2\pi}{3\sqrt{3}}\xi_z^{-1/3}=\frac{(\varkappa T)^{4/3}}{C_0^{4/3}(\hbar\gamma)^{1/3}}\frac{a_1}{\pi^2}$$

и совпадает с вкладом (5) от поперечной флуктуации. В случае $\xi_z \gg 1$, отвечающем области вдали от T_c, когда $|B_+| \gg (\pi^{4/3}/2)\times(\varkappa T/24\sqrt{3}\varepsilon_F)^{2/3}$, вклад парамагнонной области в продольную флуктуацию равен

$$\langle m_{0z}^2\rangle = \frac{\varkappa T}{\pi^2 \chi_{0\parallel}^{1/2} C_0^{3/2}} \frac{1}{2\xi_z} \simeq \frac{(\varkappa T)^2 |\chi_0|}{12\pi C_0 \hbar\gamma}.$$

Указанная выше область температур, в которой возникает вклад $\sim T^2$ от продольных флуктуаций, шире, чем область, дающая вклад $\sim T^2$ от поперечных флуктуаций. Вклад в температурную зависимость коэффициентов в свободной энергии (1) от восприимчивости $\chi_{Q\alpha}(q, \omega)$ меньше в b_ν/ε_F раз вклада от $\chi_{0\alpha}(q, \omega)$ и поэтому несуществен. В области низких температур, когда $\varkappa T \ll \hbar\omega_0 (q_{sw})$, можем вычислить вклад в средний квадрат поперечной магнитной флуктуации от спиновых волн. Такой вклад, как было впервые показано в [19], зависит от температуры как $T^{3/2}$ и, согласно нашим вычислениям, равен

$$\langle m_{0\perp}^2\rangle = \chi_p k_F^3 (\varkappa T)^{3/2} (\hbar\Omega_1)^{-1/2} 12^{3/2}\pi^{-2}\Gamma(3)\zeta(3). \tag{6}$$

Вклад магнонов в $\langle m_{Q\perp}^2\rangle$ в b_ν/ε_F раз меньше, чем значение выражения (6). В случае антиферромагнитного основного состояния в области низких температур $\varkappa T \ll \hbar s_a k_F (\hbar\Omega_1/\varepsilon_F) = (\hbar\Omega_1/\varepsilon_F)^2 \sqrt{\psi/6(\bar{\psi}-\psi)}$ вклад антиферромагнонов пропорционален четвертой степени температуры и равняется

$$\langle m_{Q\perp}^2\rangle = \chi_p (\varkappa T)^4/(\pi s_a)^3 \cdot 60.$$

Мы пренебрегаем при дальнейшем рассмотрении вкладом антиферромагнитных флуктуаций $\sim T^4$.

3. Для определения основного состояния магнетика при различных температурах приведем здесь выражение для свободной энергии (1) в следующем виде:

$$V^{-1}F(T, V, M_0, M_Q) = V^{-1}F_0 + \chi_0^{-1}(T) M_0^2/2 + \chi_Q^{-1}(T) M_Q^2/2 + \gamma_u M_0^4/4 + \gamma_s M_Q^2/4 + M_0^2 M_Q^2 \gamma_{us}/2. \tag{7}$$

Здесь

$$\chi_0^{-1}(T) = \chi_0^{-1}\begin{cases} 1-(T/T_1)^{4/3}, & \text{если } |B_+|\chi_0\chi_0^{-1}(T) \simeq |B_+|[1-(T/T_1)^{4/3}] \ll (\pi^2\varkappa T/\varepsilon_F 24\sqrt{3})^{2/3} 2^{-1}, \\ 1-(T/T_u)^2, & \text{если } |B_+|\chi_0\chi_0^{-1}(T) \simeq |B_+|[1-(T/T_u)^2] \gg (\pi^2\varkappa T/\varepsilon_F 24\sqrt{3})^{2/3} 2^{-1}, \\ 1-(T/T_3)^{3/2}, & \text{если } \varkappa T < (\hbar\Omega_1)^3/\varepsilon_F^2. \end{cases}$$

Введены обозначения

$$T_u = \varkappa^{-1}[-\gamma_u\chi_0]^{-1/2}[4\pi C_0\hbar\gamma/|\chi_0|]^{1/2}, \quad T_3 = \varkappa^{-1}[\hbar\Omega_1]^{1/2}[4\gamma_u\chi_0\chi_p\Gamma(3)\zeta(3)k_F^3]^{2/3}\pi^{4/3}/12\delta_{\Omega_1\Omega_2},$$
$$T_1 = [-\pi^2/5\alpha_1\gamma_u\chi_0]^{3/4} C_0\varkappa^{-1}[\hbar\gamma]^{1/4}.$$

Здесь $\alpha_1 = 1.23$. Коэффициент перед M_Q^2 в (7) равен

$$\chi_Q^{-1}(T) = \chi_Q^{-1}\begin{cases} 1-(T/T_2)^{4/3}, & \text{если } |B_-|\chi_Q\chi_Q^{-1}(T) \simeq |B_-|[1-(T/T_2)^{4/3}] \ll [\pi^2\varkappa T/24\sqrt{3}\varepsilon_F]^{2/3} 2^{-1}, \\ 1-(T/T_s)^2, & \text{если } |B_-|\chi_Q\chi_Q^{-1}(T) = |B_-|[1-(T/T_s)^2] \gg [\pi^2\varkappa T/24\sqrt{3}\varepsilon_F]^{2/3} 2^{-1}, \\ 1-(T/T_5)^{3/2}, & \text{если } \varkappa T < (\hbar\Omega_1)^3/\varepsilon_F^2. \end{cases}$$

Здесь введены обозначения

$$T_s = \varkappa^{-1}[24\pi C_0\hbar\gamma/\gamma_{us}\chi_Q\chi_0]^{1/2}, \quad T_5 = T_3[2\gamma_u\chi_0/\gamma_{us}\chi_Q]^{2/3}, \quad T_2 = C_0[-\pi^2/5\alpha_2\gamma_{us}\chi_Q]^{3/4}[\hbar\gamma]^{1/4}\varkappa^{-1},$$

$\alpha_2 = 0.3\,\alpha_1$. Если использовать для входящих в T_0, T_1, T_u величин значения ν, $\varkappa$, k_F, отвечающие сплаву Y_2Ni_7 [6, 10], то можно убедиться, что основной вклад в температурную зависимость коэффициентов в свободной энергии (7) вносят флуктуационные эффекты, т. е. $T_1 \ll T_0$ и $T_u \ll T_0$. Действительно, согласно определениям,

$$\frac{T_0}{T_1} = \sqrt{C_+} \sqrt{\frac{\nu'' - 3\nu'^2/\nu}{\nu'' - \nu'^2/\nu}} \left[\frac{\chi_p k_F^2}{M_0^3 \nu^2 \hbar v}\right]^{1/4} \left(\frac{3 \cdot 5^2}{\pi^3}\right)^{3/4} \frac{1}{4} \simeq 10^2.$$

В силу того что вблизи критической температуры $\chi_0 \chi^{-1}(T) \simeq 1 - (T/T_1)^{4/3}$, а $T_1 \ll T_0$, критическая температура $T_c \simeq T_1$. Сравнение T_1 и T_0 показывает, что

$$\frac{T_0}{T_u} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \sqrt{\left|\frac{C_+(\nu'' - 3\nu'^2/\nu)}{B_+(\nu'' - \nu'^2/\nu)}\right|} \sqrt{\frac{k_F^2}{\hbar v \nu}} \simeq (5 \div 8) \cdot 10^2$$

основной вклад в $\chi_0^{-1}(T)$ вдали от T_c также связан с флуктуационными эффектами.

На основе анализа (7) можно устранить имевшиеся ранее противоречия в объяснении формы кривой ТММ для Y_2Ni_7. Считаем, что при $T > T_c = 58$ K сплав находится в парамагнитном состоянии, при 40 K$= T_A < T < T$ — в ферромагнитном, при 7 K$= T_A < T < T_F$ — в ферримагнитном и при $T < T_A$ — в антиферромагнитном состоянии. Такой порядок следования фаз может быть получен из анализа условий равновесия $\partial F/\partial M_0 = \partial F/\partial M_Q = 0$

$$[\chi_0^{-1}(T) + \gamma_{us} M_Q^2] M_0 + \gamma_u M_0^3 = 0, \quad [\chi_Q^{-1}(T) + \gamma_{us} M_0^2] M_Q + \gamma_s M_Q^3 = 0,$$

вытекающих из условия (7). Впервые такой анализ был проведен в [2], и там же показано, что для возникновения ферримагнитного состояния в интервале температур $T_A < T < T_F$ необходимо выполнение условия

$$\gamma_{us}/\gamma_s < \chi_Q(T)/\chi_0(T) < \gamma_u/\gamma_{us} \quad \text{при} \quad T_A < T < T_F.$$

Подчеркнем здесь, что именно наличие ферримагнитной фазы при $T_A < T < T_F$ позволяет теоретически объяснить форму кривой $M(T)$, полученную в экспериментах [10, 20]. Уравнения для определения T_F и T_A имеют следующий вид:

$$\chi_Q(T_F)/\chi_0(T_F) = \gamma_u/\gamma_{us}, \quad \chi_Q(T_A)/\chi_0(T_A) = \gamma_{us}/\gamma_s.$$

Ниже мы приведем явный вид этих уравнений, определяющих T_F и T_A для сплава Y_2Ni_7.

4. При обсуждении возможности интерпретации экспериментальных данных [10, 20] на основе нашей модели мы ставим перед собой задачу определения фермижидкостных параметров для Y_2Ni_7 и описания формы кривой $M(T)$. В работах [9–11, 20, 21] приведены экспериментальные значения следующих семи параметров для Y_2Ni_7: плотность состояний $\nu = 0.54$ [ev Ni ат.]$^{-1}$; $T_c = 58$ K; $T_F = 40$ K; $T_A = 7$ K; наибольшее значение ТММ при $T_F = 40$ K в единицах 2β, равное $10^{-2} = M/\beta = [24\nu^3(1 - (40/58)^2) B_+ |f_+]$, где $f_\pm = C_\pm(\nu'' - 3\nu'^2/\nu)$; магнитная восприимчивость при $T = 4.2$ K $\chi_{AF}^{-1}\beta^2\nu = 2.7 \cdot 10^{-3}$; коэффициент электронной теплоемкости $\gamma_{AF} = 2.48$ mI/mol Ni K^2. В силу того что при $T = T_F = 40$ K выполняется неравенство

$$|B_+| [1 - (40/58)^{4/3}] \geq (\chi T \pi^2 / 24 \sqrt{3}\, \varepsilon_F)^{2/3} 2^{-1}, \tag{8}$$

вблизи T_F следует использовать квадратичную зависимость $(T/T_{u,s})^2$ для описания температурного поведения $\chi_0(T)$ и $\chi_Q(T)$. Выполнение неравенства (8) обеспечивается тем, что, как показано ниже, $|B_+| \sim 3 \cdot 10^{-3}$ для Y_2Ni_7. При выполнении (8) уравнения для определения T_F и T_A принимают вид

$$B_+[1 - (T_F/T_u)^2]/B_-[1 - (T_F/T_s)^2] = \sqrt{C_+}(\nu'' - 3\nu'^2/\nu)/3\sqrt{C_-}(\nu'' - \nu'^2/\nu) = \gamma_u/\gamma_{us}, \tag{9}$$

$$B_+[1 - (T_A/T_u)^2]/B_-[1 - (T_F/T_s)^2] = 3\sqrt{C_+}(\nu'' - \nu'^2/\nu)/\sqrt{C_-}(\nu'' - 3\nu'^2/\nu) = \gamma_{us}/\gamma_s. \tag{10}$$

Из соотношения $\chi_{AF}^{-1}=-(B_-/\beta^2\nu)\,[1-(4.2/T_s)^2]$ после подстановки входящих величин находим

$$2.7\cdot 10^{-3}=\beta^2\nu/\chi_{AF}=-B_-\,[1-1.57\cdot 10^{-3}\gamma_{us}B_+/\gamma_u B_-].$$

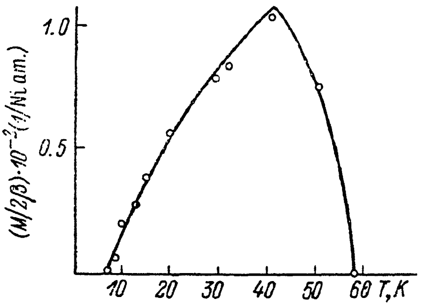
Малость второго слагаемого в квадратной скобке позволяет получить значение $B_-=-2.7\cdot 10^{-3}$. Такая малость подтверждается тем, что $\gamma_{us}B_+/\gamma_u B_-\sim 1$, как мы сейчас установим. Из определения коэффициента электронной теплоемкости γ_{AF} следует, что

$$\gamma_{us}/\gamma_s=\left[3\gamma_{AF}/2\,(\pi\varkappa)^2-1\right]2\pi^2\hbar v\nu/15B_-k_F^2=1.27.$$

Из (9) находим

$$(\gamma_{us}B_+/\gamma_u B_-)\,[1-(40/58)^2]\,[1-(40/58)^2\,3\gamma_{us}B_+/10\gamma_u B_-]^{-1}=1,$$

откуда $\gamma_{us}B_+/\gamma_u B_-=1.50$. Подстановка такого значения в уравнение (10) для T_A дает $\gamma_s B_+/\gamma_{us}B_-=1.01$. Отсюда $B_+=B_-\cdot 1.01$ $\gamma_{us}/\gamma_s=B_-\cdot 1.28=-3.46\cdot 10^{-3}$. Из соотношения для M/β находим $B_+/f_+=0.51\cdot 10^{-4}$, $f_+=-0.68\cdot 10^2$. Используя $B_+/B_-=1.28$, находим $C_+/C_-=2.19$, $f_-=-0.31\times 10^2$. Величину $\lambda=\nu''-\nu'^2/\nu$ можно определить, если использовать оценку $T_0>T_u$, T_c. Отсюда $|\lambda|\leqslant 0.45\cdot 10^2$. Используя $\lambda=-0.45\times 10^2$, находим $C_+=0.46$, $C_-=0.21$. Значения f_+ и λ приведены в единицах $[eV^3$ Ni ат.$]^{-1}$. Вычисленные значения фермижидкостных параметров и значения комбинаций производных плотности состояний позволяют построить график теоретической зависимости $M\,(T)$ и сравнить его с экспериментальными значениями. На рисунке продемонстрирована зависимость



Сравнение теоретической зависимости (21) $M\,(T)$ (сплошная линия) с экспериментальными значениями (точки) из [9, 20].

$$M(T)=10^{-2}\cdot\begin{cases}1.82\,[1-(T/58)^{4/3}]^{1/2}, & 50\text{ K}<T<58\text{ K},\\ 1.52\,[1-(T/58)^2]^{1/2}, & 40\text{ K}<T<50\text{ K},\\ 0.20\,[(T/7)^2-1]^{1/2}, & 7\text{ K}<T<40\text{ K}.\end{cases}\qquad (11)$$

Точками показаны экспериментальные значения. Согласие нашей теоретической кривой (11) с экспериментом существенно лучше, чем на рис. 8 из [9]. Величина локального магнитного момента M при $T=7$ K равна (в единицах β)

$$\frac{M_Q}{\beta}=\left[\frac{24\nu^2\,(1-(7/40)^{4/3})\,B_-}{f_-}\right]^{1/2}=1.7\cdot 10^{-2}.$$

Полученные значения B_+ и B_- позволяют определить величины $\bar{B}=-1.0031$ и $B=-0.0028$ констант внутризонного и межзонного взаимодействия.

Автор выражает благодарность В. П. Силину за обсуждение работы и Й. Принхалтеру за помощь в численных расчетах.

Список литературы

[1] Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М., 1982. 381 с.
[2] Moriya T., Usami K. // Sol. St. Comm. 1977. V. 25. N 11. P. 935.
[3] Пономарев Б. К. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 1. С. 199—204.
[4] Толкачев О. М. // ФММ. 1988. Т. 66. № 6. С. 1089—1096.
[5] Shimizu M. // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 86. N 1. P. 147—157.

[6] Gignoux D., Givord D., del Moral A. // Sol. St. Comm. 1976. V. 19. N 9. P. 891—893.
[7] Гребенников В. И., Прокопьев Ю. И., Соколов О. Б., Туров Е. А. // ФММ. 1982. Т. 54. № 5. С. 896—908.
[8] Moriya T. // J. Phys. Soc. Jap. 1982. V. 51. N 9. P. 2806—2818.
[9] Shimizu M., Inoue J., Nagasawa S. // J. Phys. F: Met. Phys. 1984. V. 14. N 12. P. 2673—2687.
[10] Gignoux D., Givord F., Lemaire R., Tasset F. // J. Less-Common Met. 1983. V. 94. N 1. P. 1—15.
[11] Moriya T. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. V. 55. N 1. P. 357—366.
[12] Stoner E. C. // Proc. Roy. Soc. A. 1936. V. 154. P. 656—678.
[13] Силин В. П. // Физика многочастичных систем. Киев, 1984. С. 37—51.
[14] Lonzarich G. G., Taillefer L. // J. Phys. C. Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 22. P. 4339—4371.
[15] Мория Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М., 1988. 287 с.
[16] Милюков Ю. А., Толкачев О. М. // ФММ. 1984. Т. 57. № 4. С. 652—657.
[17] Милюков Ю. А., Толкачев О. М. // ФММ. 1985. Т. 60. № 4. С. 661—670.
[18] Ramakrishnan T. V. // Phys. Rev. 1974. V. B 10. N 3. P. 4014—4024.
[19] Дзялошинский И. Е., Кондратенко П. С. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 5. С. 1987—2005.
[20] Gignoux D. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 3. P. 2087—2089.
[21] Труды ИОФАН. М., 1986. Т. 3. 152 с.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
13 июня 1988 г.
В окончательной редакции
29 сентября 1988 г.