

К теории фазовых переходов в проводящих магнетиках

А. П. Ивашин, В. В. Красильников, А. А. Рожков

*Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт,
Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая 1*

Статья поступила в редакцию 2 августа 1994 г.

В ферми-жидкостном подходе рассматриваются различные виды магнитного упорядочения (ферромагнитное, спиральное и модулированные структуры) в системе электронов и локализованных спинов с учетом РККИ-взаимодействия. Для параметров порядка магнитоупорядоченных фаз получены самосогласованные уравнения. На основе этих уравнений в рамках теории Ландау изучены фазовые переходы первого и второго рода. Построена фазовая диаграмма. Определены условия существования ферромагнитной, спиральной и модулированных фаз.

В фермі-рідинному підході розглядаються різні види магнітного упорядкування (ферромагнітне, спіральне і модульовані структури) в системі електронів і локалізованих спінів з урахуванням РККИ-взаємодії. Для параметрів порядку магнітоупорядкованих фаз одержано самоузгоджені рівняння. На основі цих рівнянь вивчено в рамках теорії Ландау фазові переходи першого і другого роду. Побудовано фазову діаграму. Визначено умови існування ферромагнітної, спіральної і модульованих фаз.

Введение

В последнее время исследование магнитного упорядочения проводится как в традиционно изучаемых магнетиках с ферромагнитным и антиферромагнитным параметрами порядка [1], так и в магнетиках с фрустрированными взаимодействиями [2], в различных типах спиновых стекол [3] и т. д. В это многообразие входят также спиральные структуры и структуры типа продольной спиновой волны, которые в дальнейшем мы будем называть модулированными структурами [4]. Эти виды упорядочений могут реализоваться, например, в металлах, содержащих редкоземельные элементы, а именно, в разбавленных сплавах. Сплавы подобного рода можно рассматривать как систему, состоящую из электронов, взаимодействующих с локализованными спинами. Возникновение ферромагнетизма в таких системах обусловлено обменным взаимодействием между спинами электронов и локализованными спинами [5], в то время как спиральная структура в них есть следствие РККИ-взаимодействия (косвенного взаимодействия между локализованными спинами через посредство спинов электронов) [6].

Вообще же, появление спиральности в магнетиках может быть обусловлено различными причинами. Так, в ферромагнитных диэлектриках спиральная структура возникала за счет различия знака обменного взаимодействия между ближайшими и следующими за ближайшими соседями [7–9]. Чаще условия существования такого упорядочения получают из минимизации обменной энергии

[10,11]. В рамках неоднородного подхода в феноменологической теории фазовых переходов образование спиральных структур описывалось на основе уравнений Эйлера—Лагранжа в [12].

Объекты со спиральной магнитной структурой являются системами со спонтанно нарушенной симметрией, в которых симметрия состояния статистического равновесия ниже симметрии гамильтониана. Наличие спиральной структуры приводит к тому, что такое состояние не является трансляционно инвариантным и не обладает инвариантностью по отношению к поворотам спина вокруг оси спирали. Удобным аппаратом исследования таких структур является метод квазисредних [13,14]. В рамках этой концепции в [15] рассмотрено состояние равновесия спиральных магнетиков и получен спектр спиновых волн при любых значениях волнового вектора для анизотропного гейзенберговского гамильтониана, квадратичного по спинам в приближении слабо неидеального газа магнонов. В настоящей работе изучены ферромагнитное, спиральное упорядочение и модулированные структуры в магнетиках, рассматриваемых как системы, состоящие из электронной (s -электроны) жидкости и взаимодействующей с ней спиновой (спины незаполненных оболочек атомов, d -, f -, ... электроны) жидкости, используя ферми-жидкостную модель [16–19]. Будет проведен термодинамический анализ фазовых переходов как первого, так и второго рода, возможных между различными видами упорядочений в таких системах [20].

1. Основные уравнения

Полную энергию E системы, согласно ферми-жидкостному подходу [16], зададим в виде функционала от функции распределения электронов и матрицы плотности $\hat{W} = \hat{W}(x)$ атомных спинов, определенной в точке x :

$$E = E(\hat{f}, \hat{W}) = E(\hat{f}) + E(\hat{W}) + E_i(\hat{f}, \hat{W}), \quad (1)$$

где

$$E(\hat{f}) = \text{Sp } \epsilon_0 \hat{f} + \frac{1}{2} \int d^3x_1 d^3x_2 \varphi(x_1 - x_2) \rho(x_1) \rho(x_2) + \frac{1}{2} \int d^3x_1 d^3x_2 [\Psi(x_1 - x_2) \sigma_3(x_1) \sigma_3(x_2) + \Psi_1(x_1 - x_2) \sigma_+(x_1) \sigma_-(x_2)] \quad (2)$$

— функционал энергии электронной подсистемы; $\hat{\epsilon}_0$ — оператор затравочной энергии электрона;

$$\rho(x) = \text{Sp } \delta(x - \hat{x}) \hat{f}; \quad \sigma_i(x) = \text{Sp } \delta(x - \hat{x}) \hat{\sigma}_i \hat{f}; \quad \sigma_{\pm}(x) = \sigma_1(x) \pm \sigma_2(x); \quad (3)$$

φ, Ψ, Ψ_1 — амплитуды Ландау, $\hat{\sigma}_i$ — матрицы Паули;

$$E(\hat{W}) = \frac{1}{2} \int d^3x d^3x' [J(1x - x') s_3(x) s_3(x') + J_1(1x - x') s_+(x) s_-(x')] \quad (4)$$

— функционал энергии подсистемы атомных спинов; $J(x), J_1(x)$ — амплитуды обменного взаимодействия между спинами; $s_i(x) = \text{tr } \hat{W}(x) \hat{s}_i$; $s_{\pm}(x) = s_1(x) \pm i s_2(x)$, tr — шпур по спиновым состояниям; \hat{s} — оператор спина примеси;

$$E_i(\hat{f}, \hat{E}) = \int d^3x d^3x' \left\{ L(1x - x') \sigma_3(x) s_3(x') + \frac{1}{2} L_1(1x - x') [\sigma_+(x) s_-(x') + \sigma_-(x) s_+(x')] \right\} \quad (5)$$

— функционал энергии взаимодействия между подсистемами; $L(x), L_1(x)$ — амплитуды взаимодействия между электронными и атомными спинами.

В ферми-жидкостном подходе важно определить квазичастичные энергии [17] с помощью функционала полной энергии (1). Так, для электронной квазичастицы имеем

$$\hat{\epsilon}(\hat{f}, \hat{W}) = \frac{\delta E(\hat{f}, \hat{W})}{\delta \hat{f}} = \hat{\epsilon}(\hat{f}) +$$

$$+ \int d^3x d^3x' \delta(x - \hat{x}) \left\{ L(1x - x') \hat{\sigma}_3 s_3(x') + \frac{1}{2} L_1(1x - x') [\hat{\sigma}_+ s_-(x') + \hat{\sigma}_- s_+(x')] \right\}, \quad (6)$$

$$\hat{\epsilon}(\hat{f}) = \frac{\delta E(\hat{f})}{\delta \hat{f}} = \hat{\epsilon}_0 +$$

$$+ \int d^3x d^3x' \delta(x - \hat{x}) \left\{ \varphi(x - x') \hat{f} + \Psi(x - x') \times \right. \\ \left. \times \hat{\sigma}_3 s_3(x') + \frac{1}{2} \Psi_1(x - x') [\hat{\sigma}_+ s_-(x') + \hat{\sigma}_- s_+(x')] \right\}.$$

Аналогично находится квазичастичная энергия подсистемы атомных спинов:

$$\hat{\epsilon}'(x, \hat{f}, \hat{W}) = \frac{\delta E(\hat{f}, \hat{W})}{\delta \hat{W}(x)} = \frac{\delta E(\hat{W})}{\delta \hat{W}(x)} + \frac{\delta E_i(\hat{f}, \hat{W})}{\delta \hat{W}(x)} = \\ = \hat{\epsilon}'(x, \hat{W}) + \int d^3x' \left\{ L(1x - x') \sigma_3(x') \hat{s}_3 + \frac{1}{2} L_1(1x - x') [\sigma_+(x') \hat{s}_- + \sigma_-(x') \hat{s}_+] \right\}, \quad (7)$$

$$\hat{\epsilon}'(x, \hat{W}) = \frac{\delta E(\hat{W})}{\delta \hat{W}} = \int d^3x' \left\{ J(1x - x') s_3(x') \hat{s}_3 + \frac{1}{2} J_1(1x - x') [s_+(x') \hat{s}_- + s_-(x') \hat{s}_+] \right\}.$$

Для изучения термодинамики в рассматриваемой системе введем следующее выражение для энтропии:

$$S(\hat{f}, \hat{W}) = S(\hat{f}) + S(\hat{W}), \quad (8)$$

где $S(\hat{f}) = -\text{Sp } (\hat{f} \ln \hat{f} + (1 - \hat{f}) \ln (1 - \hat{f}))$ — энтропия электронной подсистемы и

$$S(\hat{W}) = - \int d^3x \text{tr } \hat{W}(x) \ln \frac{\hat{W}(x)}{e}$$

— энтропия подсистемы атомных спинов. Равновесные статистические операторы \hat{f} и \hat{W} должны находиться из требования максимума энтропии при условии, что энергия, спин и число частиц фиксированы. С помощью соответствующих множителей Лагранжа Y сформулируем вариационный принцип относительно функционала:

$$\Omega(\hat{f}, \hat{W}) = -S(\hat{f}, \hat{W}) + Y_0 E(\hat{f}, \hat{W}) + Y_3 (\Sigma_3 + S_3) + Y_4 N_e + Y_4', \quad (9)$$

где

$$\hat{\Sigma} = \int d^3x \hat{\sigma}(x) = \frac{1}{2} \text{Sp} \hat{\sigma} \hat{f} \hat{S} = \int d^3x \text{tr} \hat{W}(x) \hat{s},$$

$$N_e = \text{Sp} \hat{f}, \quad 1 = \frac{1}{V} \int d^3x \text{tr} \hat{W}(x).$$

Согласно вариационному принципу, $\delta\Omega = \delta_f \Omega + \delta_W \Omega = 0$ ($\delta_f \Omega = 0, \delta_W \Omega = 0$), откуда получаем уравнения самосогласования для \hat{f} и \hat{W} :

$$\hat{f} = \left\{ \exp \left[Y_0 \hat{\varepsilon}(\hat{f}, \hat{W}) + (1/2) Y \hat{\sigma} + Y_4 \right] + 1 \right\}^{-1}, \quad (10)$$

где $Y_0 = 1/T$, T — температура; $Y_4 = -\mu Y_0$, $Y_4' = -\mu' Y_0$, μ, μ' — химические потенциалы, величина Y учитывает наличие магнитного поля. В дальнейшем для простоты будем всюду полагать $Y = 0$.

С целью изучения различных видов магнитного упорядочения введем преобразование $\hat{U}(q) = \exp(\sqrt{2} i q x \hat{\sigma}_3)$ для операторов, характеризующих электронную подсистему, и аналогичное преобразование $\hat{U}'(q) = \exp(i q x' \hat{s}_3)$ для операторов, характеризующих подсистему атомных спинов. В случае спирального состояния вектор q является вектором спирали, шаг которой равен $2\pi/|q|$. С помощью преобразований $\hat{U}(q)$ и $\hat{U}'(q)$ введем трансляционно инвариантные статистические операторы \hat{f}_q и $\hat{W}_q(x)$:

$$\hat{f}_q = \hat{U}(q) \hat{f} \hat{U}^\dagger(q), \quad [\hat{f}_q, \hat{p}] = 0, \quad \hat{W}_q(x) = \hat{W}_q(0) = \hat{W}(0) \quad (12)$$

и запишем уравнения самосогласования (10) и (11) в терминах средних спиновых плотностей электронов $\hat{\sigma}_q(x) = (1/2) \text{Sp} \delta(x - \hat{x}) \hat{\sigma} \hat{f}_q$ и атомных спинов $s_q(x) = \text{tr} \hat{W}_q(x) \hat{s}$. Уравнения самосогласования для спиновых плотностей имеют следующий вид:

$$s_3(x) = s_{q3}(x) = - \frac{h_3(x, q)}{|h(x, q)|} s B_s \left(Y_0 |h(x, q)| s \right),$$

$$s_{q\pm}(x) = - \frac{h_{\pm}(x, q)}{|h(x, q)|} s B_s \left(Y_0 |h(x, q)| s \right), \quad (13a)$$

где

$$h_3(x) = \int d^3x' \left[L_1(|x-x'|) \sigma_3(x') + J_1(|x-x'|) s_3(x') \right],$$

$$h_{\pm}(x, q) = \int d^3x' \exp(\pm i q (x-x')) \times \quad (13b)$$

$$\times \left[L_1(|x-x'|) \sigma_{q\pm}(x') + J_1(|x-x'|) s_{q\pm}(x') \right],$$

$$|h(x, q)|^2 = h_3^2(x) + h_+(x, q) h_-(x, q);$$

$$B_s(x) = \left(\frac{2s+1}{2s} \right) \text{cth} \left(\frac{2s+1}{2s} x \right) - \left(\frac{1}{2s} \right) \text{cth} \left(\frac{x}{2s} \right)$$

— функция Бриллюэна; s — величина атомного спина

$$\sigma_3(x) = \frac{2Y_0}{(2\pi)^6} \int d^3p d^3p' \frac{f_0(a_{pq}) - f_0(a_{p'q})}{(a_{pq} - a_{p'q})} \times$$

$$\times \int d^3x' \exp(i(p-p')(x-x')) \Delta_3(x') +$$

$$+ \frac{2Y_0}{(2\pi)^3 3!} \int d^3p \frac{\partial^3 f_0(a_{pq})}{\partial a_{pq}^3} \left(3b_{pq}^2 + |\Delta(x)|^2 \right) \Delta_3(x) + \dots,$$

$$\sigma_{q\pm} = \frac{2Y_0}{(2\pi)^6} \int d^3p d^3p' \frac{f_0(a_{pq}) - f_0(a_{p'q})}{(a_{pq} - a_{p'q})} \times$$

$$\times \int d^3x' \exp(i(p-p')(x-x')) \Delta_{\pm}(x') +$$

$$+ \frac{2Y_0}{(2\pi)^3 3!} \int d^3p \frac{\partial^3 f_0(a_{pq})}{\partial a_{pq}^3} \left(b_{pq}^2 + |\Delta(x)|^2 \right) \Delta_{\pm}(x) + \dots,$$

(14a)

где

$$f_0(a_{pq}) = \frac{1}{\exp(a_{pq}) + 1},$$

$$a_{pq} = Y_0 \left[\frac{1}{2} (\varepsilon(p-q/2) + \varepsilon(p+q/2)) - \tilde{\mu} \right],$$

$$b_{pq} = \frac{1}{2} \left[\varepsilon(p-q/2) + \varepsilon(p+q/2) \right],$$

$$\tilde{\mu} = \mu - \varphi \rho,$$

$$\Delta_3(x) = \int d^3x' \Psi(|x'-x|) \sigma_3(x') +$$

$$+ \int d^3x' L(|x'-x|) s_3(x'),$$

$$\Delta_{\pm}(x, q) = \int d^3x' \exp(\mp i q (x-x')) \times$$

$$\times \left\{ \Psi_1(|x-x'|) \sigma_{q\pm}(x') + L_1(|x-x'|) s_{q\pm}(x') \right\},$$

$$|\Delta(x)|^2 = \Delta_3^2(x) + \Delta_+(x) \Delta_-(x).$$

(14b)

Средняя электронная плотность ρ и ферми-жидко-
стная амплитуда φ для простоты выбраны постоянными. Уравнения (13a), (14a) представляют собой

систему неоднородных нелинейных уравнений для плотностей $\sigma_i(x)$, электронного и атомного спинов соответственно, причем уравнения (14а) записаны в виде разложения в ряд по параметру Δ . Для малых $\sigma_i(x)$ и $s_i(x)$ уравнения (13а) запишутся в виде разложения в ряд по степеням параметра h :

$$s_3(x) = -h_3(x) \left\{ s(s+1) \frac{Y_0}{3} - \frac{Y_0^3 |h(x, q)|^2}{90} s(s+1) [s^2 + (s+1)^2] + \dots \right\};$$

$$s_{q\pm}(x) = -h_{\pm}(x, q) \left\{ s(s+1) \frac{Y_0}{3} - \frac{Y_0^3 |h(x, q)|^2}{90} s(s+1) [s^2 + (s+1)^2] + \dots \right\}. \quad (15)$$

Различные виды магнитных упорядочений и фазовые переходы между ними будут описаны с помощью некоторых частных решений уравнений (14а), (14б), (15) в следующих разделах.

2. Ферромагнетизм

На основе полученных в предыдущем разделе уравнений самосогласования рассмотрим однородное магнитное упорядочение в системе электронов и атомных спинов. Будем считать, что $\sigma_3 \neq 0$, $s_3 \neq 0$, $\sigma_{\pm} = s_{\pm} = 0$, $q = 0$. Тогда, полагая, что ферми-жидкостные амплитуды Ψ , J , L являются постоянными, уравнениям (14а), (15) можно придать следующий вид:

$$\Delta\beta \left[I_1(\beta\gamma + \alpha) + \gamma \right] + \frac{\Delta^3 \beta^3}{v^2(\bar{\mu}) T_0^2 \pi^2} I_3(\beta\gamma + \alpha) = -\alpha h;$$

$$h \left[\beta - \frac{1}{\tau} (\beta\gamma + \alpha) \right] + \frac{h^3 \alpha}{10\tau^3 v(\bar{\mu}) T_0} (\beta\gamma + \alpha) \left(2 + \frac{1}{s(s+1)} \right) = \Delta\beta,$$

где в соответствии с (13б), (14б)

$$h = \sigma_3 + \frac{J}{L} s_3, \quad \Delta = \sigma_3 + \frac{L}{\Psi} s_3.$$

В (16) использованы следующие обозначения:

$$I_1(\tau) = \frac{1}{v(\bar{\mu})} \int_0^{\infty} v(\epsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} d\epsilon,$$

$$I_3(\tau) = \frac{1}{v_{\mu\mu}} \int_0^{\infty} v(\epsilon) \frac{\partial^3 f_0}{\partial \epsilon^3} d\epsilon,$$

$v(\epsilon)$ — плотность электронных состояний на изоэнергетической поверхности;

$$\alpha = \frac{s(s+1)L^2 v(\bar{\mu})}{3T_0}; \quad \beta = v(\bar{\mu})\Psi,$$

$$\gamma = -\frac{s(s+1)J}{3T_0}; \quad \tau = \frac{T}{T_0}; \quad T_0^2 = -\frac{6v(\bar{\mu})}{\pi^2 v_{\mu\mu}};$$

$v_{\mu\mu}$ — вторая производная от $v(\bar{\mu})$ по $\bar{\mu}$. С точностью до членов третьего порядка по Δ и h из (16) имеем

$$\Delta^2 = - \frac{v(\bar{\mu}) T_0 \left[(\tau - \gamma) (1 + I_1(\tau)\beta) - I_1(\tau)\alpha \right]}{\beta^2 \left[\frac{I_3(\tau)}{v(\bar{\mu}) T_0^2 \pi^2} (\beta(\tau - \gamma) - \alpha) + \frac{1}{10\alpha\tau^2} \left(2 + \frac{1}{s(s+1)} \right) (\gamma + I_1(\tau)(\beta\gamma + \alpha))^3 \right]}. \quad (17)$$

Согласно (9), эти решения соответствуют следующему модельному термодинамическому потенциалу:

$$\omega = \frac{\Omega}{V} = \omega_{ep} + \omega_{sp} - \frac{\Delta^2 \beta^2}{2\tau v(\bar{\mu}) T_0} \left(I_1(\tau) + \frac{\gamma}{\beta\gamma + \alpha} \right) + \frac{h^2 \alpha}{2\tau v(\bar{\mu}) T_0} \left(\frac{\beta}{\beta\gamma + \alpha} - \frac{1}{\tau} \right) - \frac{\Delta h \alpha \beta}{\tau v(\bar{\mu}) T_0 (\beta\gamma + \alpha)} - I_3(\tau) \frac{\Delta^4 \beta^4}{4\tau v(\bar{\mu})^3 T_0^3 \pi^2} + \frac{h^4 \alpha^2}{40\tau^4 v(\bar{\mu})^2 T_0^2} \left(2 + \frac{1}{s(s+1)} \right), \quad (18)$$

где $\omega_{ep} = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3p \ln(1 - f_0) - Y_0 \frac{1}{2} \varphi \rho^2$ — термодинамический потенциал парамагнитной фазы электронной подсистемы; $\omega_{sp} = -\ln(2s+1)$ — термодинамический потенциал парамагнитной фазы подсистемы атомных спинов; V — объем системы.

Найдем область существования решений (17) с помощью условия положительности ($\Delta^2 \geq 0$), а затем с помощью термодинамического потенциала (18) — область устойчивости решений (17), для которой должны выполняться условия [21]

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial \Delta^2} \geq 0, \quad D \equiv \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 \omega}{\partial \Delta^2} & \frac{\partial^2 \omega}{\partial \Delta \partial h} \\ \frac{\partial^2 \omega}{\partial h \partial \Delta} & \frac{\partial^2 \omega}{\partial h^2} \end{vmatrix} \geq 0,$$

т.е., согласно (18),

$$\frac{\partial^2 \omega}{\partial \Delta^2} = -\frac{\beta^2}{\tau \nu(\bar{\mu}) T_0} \frac{\gamma + I_1(\tau)(\beta\gamma + \alpha)}{\beta\gamma + \alpha} > 0, \quad (19)$$

$$D = \frac{2\alpha\beta^2}{\tau^2 \nu(\bar{\mu})^2 T_0^2 (\beta\gamma + \alpha)} \left[(\tau - \gamma)(1 + I_1\beta) - I_1\alpha \right] > 0.$$

Как видно из (17), возможны два случая: $h/\Delta > 0$ (ферромагнетизм) и $h/\Delta < 0$ (ферримангнетизм). В первом случае при фиксированных $\alpha > 0$ и $\gamma > 0$ (α и γ всегда меньше 1) из условия положительности решений (17) следует, что область существования решений (17), как легко получить, ограничена неравенствами

$$P_{\min} < \beta \leq P(\tau) < 0, \quad \tau > \tau_c > \gamma,$$

где

$$P(\tau) = \frac{\alpha}{\tau - \gamma} - \frac{1}{I_1(\tau)}; \quad (20)$$

τ_0 — решение уравнения

$$\frac{\alpha}{\tau_0 - 1} - \frac{1}{I_1(\tau_0)} = 0;$$

P_{\min} — минимальное значение функции $P(\tau)$ (см. рис. 1). Поскольку P_{\min} находится в области значений $\tau > 1$, для которых справедливость самой теории ферми-жидкости, вообще говоря, теряет силу, β должно быть ограничено снизу хотя бы значениями $P(1) > P_{\min}$:

$$P(1) < \beta \leq P(\tau) < 0. \quad (21)$$

Объединяя это условие с условиями устойчивости (19), получаем область существования ферромагнитной фазы

$$P(1) < \beta < -\frac{\alpha}{\gamma}, \quad \tau > \tau_1 > \gamma, \quad (22)$$

где τ_1 — решение уравнения $-\alpha/\gamma = P(\tau_1)$. Фазовая диаграмма изображена на рис. 1.

Видно, что при температуре $\tau = \tau_{cl} = \gamma$ происходит фазовый переход первого рода из парамагнит-

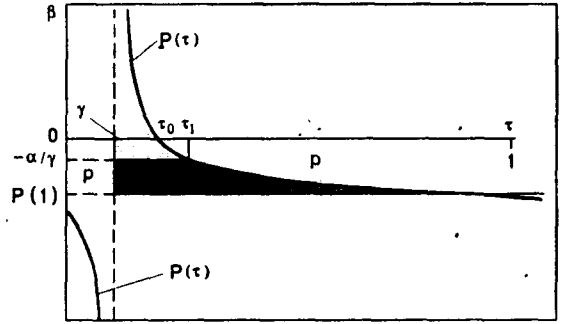


Рис. 1. Фазовая диаграмма. Область положительности решений (17), определяемая неравенствами (21), обозначена затемнением. Более темной является область f реализации ферромагнитной фазы, определяемая неравенствами (22). Штрихпунктирный отрезок прямой $\tau = \tau_{cl} \equiv \gamma$ — линия фазового перехода первого рода. Кривая $P(\tau) = \beta$ — линия фазового перехода второго рода. Области p — области парамагнитной фазы.

ной фазы в ферромагнитную. Для $\tau > \tau_1$ на границе, определяемой уравнением

$$\beta = P(\tau_c), \quad (23)$$

происходит фазовый переход второго рода. Для $\alpha \approx \gamma$ в области устойчивости (22) из (23) можно получить

$$\tau_{c2} \approx -(\alpha/\beta)^{1/3}. \quad (24)$$

Для $-\alpha/\gamma < \beta < 0$ решения (17) не являются устойчивыми (см. рис. 1). Отметим, что решения уравнения (23) для отрицательных $\beta \leq -(1 + \alpha/\gamma)$ не реализуются.

Второй случай, когда $h/\Delta < 0$ (ферримангнитное упорядочение), не реализуется, так как, несмотря на то что область положительности решений (17) достаточно широка ($\beta \leq P(\tau)$), условия устойчивости (19) не выполнимы.

3. Спиральные состояния

Рассмотрим теперь спиральное упорядочение в системе электронов и атомных спинов. Положим

$$\sigma_3 = s_3 = 0, \quad s_{\pm}(x) = \exp(\pm iqx) s_{\perp},$$

$$\sigma_{\pm}(x) = \exp(iqx) \sigma_{\perp}$$

в уравнениях (136), (14), (146), (15). Переходя к фурье-компонентам

$$\Psi_1(\pm q) = \int d^3x \exp(\pm qx) \Psi_1(x),$$

$$J_1(\pm q) = \int d^3x \exp(\pm qx) J_1(x)$$

и полагая $L_1(x'-x) = L_1\delta(x'-x)$, а также $\Psi_1(q) = \Psi_1(-q)$, $J_1(q) = J_1(-q)$, уравнения самосогласования в случае спирального упорядочения можно представить в виде

$$\Delta(q)\beta_1 \left\{ \gamma_1 + [\beta_1\gamma_1 + \alpha_1](I_1(\tau) - \frac{1}{v(\bar{\mu})} C(q, \tau)) \right\} +$$

$$+ \frac{\Delta^3(q)\beta_1 I_3(\tau)}{v(\bar{\mu})^2 T_0^2 \tau^2} (\beta_1\gamma_1 + \alpha_1) = -\alpha_1 h(q),$$

$$h(q) \left[\beta_1 - \frac{1}{\tau} (\beta_1\gamma_1 + \alpha_1) \right] +$$

$$+ \frac{h^3(q)\alpha_1}{10\tau^3 v(\bar{\mu}) T_0} (\beta_1\gamma_1 + \alpha_1) \left(2 + \frac{1}{s(s+1)} \right) = \beta_1 \Delta(q),$$

где

$$h(q) = \sigma_{\perp} + \frac{I_1(q)}{L_1} s_{\perp}; \quad \Delta(q) = \sigma_{\perp} + \frac{L_1}{\Psi_1(q)} s_{\perp};$$

$$\alpha_1 = \frac{s(s+1)L_1^2 v(\bar{\mu})}{3T_0}; \quad \beta_1 = v(\bar{\mu}) \Psi_1(q);$$

$$\gamma_1 = -\frac{s(s+1)J_1(q)}{3T_0};$$

$$C(q, \tau) = G(q, \tau) + B(q, \tau); \quad B(q, \tau) =$$

$$= \frac{Y_0^3}{2(2\pi)^3} \int d^3p \frac{1}{3!} \frac{\partial^3 f(a_{pq})}{\partial a_{pq}^3} [\epsilon(p-q/2) - \epsilon(p+q/2)]^2.$$

Считая, что для электронных квазичастиц справедлив квадратичный закон дисперсии ($\epsilon = (m^{-1})_{ij} p_i p_j$), представим величину $G(q, \tau)$ в виде разложения в ряд по степеням q^2 :

$$G(q, \tau) = \frac{q^2 (em^{-1}e)}{2(2\pi)^3} \int d^3p \frac{\partial^2 f_0(\epsilon)}{\partial \epsilon^2} +$$

$$+ \frac{q^4 (em^{-1}e)^2}{16(2\pi)^3} \int d^3p \frac{\partial^3 f_0(\epsilon)}{\partial \epsilon^3} + \dots,$$

$(em^{-1}e) \equiv e_i (m^{-1})_{ij} e_j$, $e_i = q_i / |q|$ — единичный вектор.

Из (25) с точностью до членов третьего порядка по $\Delta(q)$ и $h(q)$ получаем

$$v(\bar{\mu})T_0 \left\{ (\tau - \gamma_1) \left[1 + \beta_1 \left(I_1(\tau) - v(\bar{\mu})^{-1} C(q, \tau) \right) \right] - \alpha_1 \left[I_1(\tau) - v^{-1}(\bar{\mu}) C(q, \tau) \right] \right\}$$

$$\Delta(q)^2 = - \frac{\beta_1 \left\{ \frac{I_3(\tau)}{(v(\bar{\mu})T_0\tau^2)^{-1}} \left[\beta_1(\tau - \gamma_1) - \alpha_1 \right] + \frac{1}{10\alpha_1\tau^2} \left[2 + \frac{1}{s(s+1)} \right] \left[\gamma_1 + \left(I_1(\tau) - \frac{1}{v(\bar{\mu})} C(q, \tau) \right) (\beta_1\gamma_1 + \alpha_1) \right]^3 \right\}}{}$$

$$h(q) = -\Delta \frac{\beta_1}{\alpha_1} \left\{ \gamma_1 + \left[I_1(\tau) - \frac{1}{v(\bar{\mu})} C(q, \tau) \right] (\beta_1\gamma_1 + \alpha_1) \right\}. \quad (26)$$

Для дальнейшего анализа выпишем плотность термодинамического потенциала спиральной структуры исходя из (9):

$$\omega(q, \tau) = \Omega_e - Y_4' - Y_0 \frac{1}{2} \rho \rho^2 + \frac{\beta_1}{2v(\bar{\mu})T_0\tau(\beta_1\gamma_1 + \alpha_1)} \left[-\beta_1\gamma_1\Delta^2(q) - 2\alpha_1\Delta(q)h(q) + \alpha_1 h^2(q) \right],$$

$$\Omega_e = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3p \ln(1 - f_+)(1 - f_-),$$

$$f_{\pm} = \frac{1}{\exp(a_{pq} \pm Y_0(b_{pq}^2 + \Delta^2)^{1/2})}, \quad Y_4'(q) = \ln \frac{\text{sh } \sqrt{2}(Y_0 h(q)(2s+1))}{\text{sh } \sqrt{2}(Y_0 h(q))}. \quad (27)$$

Разложим плотность термодинамического потенциала (27) в ряд по степеням q [22], считая, что его начало отсчета расположено в ближайшей симметричной точке зоны Бриллюэна [21] (при этом будем полагать, что $\beta_1 = \beta_1(q^2)$, $\gamma_1 = \gamma_1(q^2)$):

$$\omega(q, \tau) = \omega_p + \omega_f + \omega_s, \quad (28)$$

ω_p — потенциал парамагнитной фазы;

$$\omega_f = - \frac{1}{2\tau\nu(\bar{\mu})T_0 [\beta_1(0)\gamma_1(0) + \alpha_1]} \times \\ \times \left\{ \Delta^2(0)\beta_1^2(0) [\gamma_1(0) + I_1(\tau) (\beta_1(0)\gamma_1(0) + \alpha_1)] - \right. \\ \left. - \frac{h^2(0)\alpha_1}{\tau} R + 2\Delta(0)h(0)\alpha_1\beta_1(0) \right\} - \\ - \frac{\Delta^4(0)\beta_1^4(0)I_3(\tau)}{4\tau\nu^3(\bar{\mu})T_0^3\pi^2} + \frac{h^4(0)\alpha_1^2}{40\tau^4\nu^2(\bar{\mu})T_0^2} \left[2 + \frac{1}{s(s+1)} \right];$$

$$\omega_s = \frac{1}{2} q^2 M_1 + \frac{1}{8} q^4 M_2; \quad M_1 = \frac{1}{2} \beta_1^2(0) \Delta^2(0) U,$$

$$M_2 = \left[\beta_1^2(0) \Delta^2(0) \right]' U - \beta_1^2(0) \Delta^2(0) \frac{4\alpha_1}{\beta_1(0)\gamma_1(0) + \alpha_1} \frac{R^2}{R^3},$$

$$R = \beta_1(0) (\tau - \gamma_1(0)) - \alpha_1,$$

$$U = \frac{1}{\nu(\bar{\mu})T_0\tau} \left\{ -(em^{-1}e) \frac{\nu_\mu}{3\nu(\bar{\mu})} I_2(\tau) + \right. \\ \left. + 2 \frac{R'(0, \tau) [\tau - \gamma_1(0)] + R(0, \tau) \gamma_1'(0)}{R^2(0, \tau)} \right\},$$

где штрих сверху справа означает дифференцирование по q^2 , например

$$\gamma_1'(0) \equiv \left. \frac{d\gamma_1(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0}, \quad \text{а } \nu_\mu \equiv \frac{d\nu(\bar{\mu})}{d\bar{\mu}}.$$

В спиральном состоянии потенциал (28) должен принимать минимальное значение. Из условия минимума $d\omega(q, \tau)/dq = 0$ находим значение величины вектора q , при котором реализуется спиральная фаза:

$$q_0^2 = - \frac{\beta_1^2(0) \Delta^2(0) U}{\left(\beta_1^2(0) \Delta^2(0) \right)' U - \frac{4\alpha_1 \beta_1^2(0) \Delta^2(0) R^2}{[\beta_1(0)\gamma_1(0) + \alpha_1] R^3}} \quad (29)$$

Разлагая, согласно (26), $\Delta^2(q)$ по степеням q^2 и подставляя в полученное выражение $q^2 = q_0^2$, получаем

$$\Delta^2(q_0) = \frac{\Delta^4(0) \left\{ \beta_1^2(0)' [\beta_1(0)\gamma_1(0) + \alpha_1] UR^3 - 4\alpha_1 \beta_1^2(0) R^2 \right\}}{[\beta_1^2(0) \Delta^2(0)]' [\beta_1(0)\gamma_1(0) + \alpha_1] UR^3 - 4\alpha_1 \beta_1^2(0) \Delta^2(0) R^2}. \quad (30)$$

Видно, что температура τ_{c2}^s перехода второго рода в спиральную фазу определяется уравнением $\Delta^2(0, \tau_{c2}^s) = 0$, а именно (см. (23)):

$$\beta_1(0) = \frac{\alpha_1}{\tau_{c2}^s - \gamma_1(0)} - \frac{1}{I_1(\tau_{c2}^s)}. \quad (31)$$

Легко получить температурную зависимость q_0^2 вблизи τ_{c2}^s , используя (29) и (26):

$$q_0^2 = \frac{Z_{1\tau}^s}{Z_{1\tau}^s(\tau_{c2}^s)} (\tau_{c2}^s - \tau), \quad Z_{1\tau}^s = \left. \frac{dZ_1(\tau)}{d\tau} \right|_{\tau = \tau_{c2}^s},$$

$$Z_1(\tau) \equiv Z_1(0, \tau), \quad Z_{1\tau}^s(\tau_{c2}^s) = \left. \frac{d}{dq^2} Z_1(q^2, \tau_{c2}^s) \right|_{q^2=0}, \\ Z_1(q^2, \tau) = \quad (32)$$

$$= (\tau - \gamma_1) \left[1 + \beta_1 \left(I_1(\tau) - \frac{1}{\nu(\bar{\mu})} C(q^2, \tau) \right) \right] - \alpha_1 I_1(\tau).$$

Поскольку для низких температур ($\tau \ll 1$) $I_1(\tau) \approx 1 - \tau^2$, а величина $(\nu(\bar{\mu}))^{-1} C(q^2, \tau) \sim 1/\bar{\mu}$ значительно меньше $I_1(\tau)$, приближенно можно написать

$$\frac{Z_{1\tau}^s}{Z_{1\tau}^s(\tau_{c2}^s)} \approx \frac{(1 + \beta_1(0)) + 2\alpha_1 \tau_{c1}^s}{-\gamma_1'(0)(1 + \beta_1(0))^2 + \alpha_1 \beta_1'(0)}.$$

Отсюда находим необходимое условие существования спиральной фазы:

$$\frac{\beta_1'(0)}{(1 + \beta_1(0))^2} > \frac{\gamma_1'(0)}{\alpha_1}. \quad (33)$$

Предположим теперь, что амплитуда взаимодействия J_1 обусловлена косвенным обменом между атомными спинами через спины электронной подсистемы (РККИ-взаимодействием [23]), т. е. полагаем, что

$$J_1(q) \approx -L_1^2 \nu(\bar{\mu}) \left(1 + \frac{1-\chi^2}{2\chi} \ln \frac{1+\chi}{1-\chi} \right), \quad \chi = \frac{q}{2p(\bar{\mu})}, \quad (34)$$

где $p(\bar{\mu})$ — импульс на поверхности $\bar{\mu} = \mu - \varphi\rho$ (см. разд. 1.). В этом случае, так как

$$\gamma_1'(0) = \frac{-k\alpha_1}{3(2p(\bar{\mu}))^2}$$

(k — числовой коэффициент порядка единицы), формула (32) в указанных приближениях имеет вид

$$q_0^2 = \frac{(1 + \beta_1(0))^2 + 2\alpha_1 \tau_{c2}^s}{\alpha_1 \left[\frac{k}{3(2p(\bar{\mu}))^2} (1 + \beta_1(0))^2 + \beta_1'(0) \right]} (\tau_{c1}^s - \tau). \quad (35)$$

Отметим, что в силу малости величины вектора q область существования устойчивых решений (30) уравнений самосогласования для спиральной фазы в главном приближении по q^2 может быть найдена аналогично (22), т. е. для РККИ-взаимодействия $\beta_1(0) \approx -1$ и $\gamma_1(0) \approx \alpha_1$. Поэтому решение уравнения (31) для температуры перехода τ_{c2}^s из парамагнитной фазы в спиральную можно оценить как $\tau_{c2}^s \approx -(\alpha_1/\beta_1(0))^{1/3}$, а условие (33) выразится неравенством

$$\frac{\beta_1'(0)}{(1 + \beta_1(0))^2} > -\frac{1}{(2p(\bar{\mu}))^2}. \quad (36)$$

Как видно из выражения для плотности термодинамического потенциала (28) при $q = 0$, система электронов и атомных спинов допускает однородное (ферромагнитное) упорядочение, термодинамика которого уже рассмотрена в предыдущем разделе. Переход из ферромагнитной фазы в спиральную является переходом первого рода. Температура этого перехода находится из равенства потенциалов для этих фаз на границе раздела (линии перехода), что сводится к условию

$$\omega_f + \omega_s = 0, \quad (37)$$

в которое необходимо подставить выражение (29). Используя формулы (26) при $q = 0$ и пренебрегая слагаемыми $\sim \bar{\mu}^{-1}$ и более высокого порядка по $\sim \bar{\mu}^{-1}$, из (37) легко получить уравнение для температуры τ_{c1}^s перехода первого рода из ферромагнитной фазы в спиральную:

$$1 - \frac{\{R'[\tau_{c1}^s - \gamma_1(0)] + R\gamma_1'(0)\}^2 [\beta_1(0)\gamma_1(0) + \alpha_1]}{\tau_{c1}^s \nu T_0 (\tau_{c2}^s - \tau_{c1}^s) \alpha_1 Z_{1\tau}^s R'^2} = 0.$$

Считая, что $\gamma_1'(0)$ пренебрежимо мало, получаем оценку величины τ_{c1}^s :

$$\tau_{c1}^s \approx \tau_{c2}^s - \frac{[\tau_{c2}^s - \gamma_1(0)]^2 [\beta_1(0)\gamma_1(0) + \alpha_1]}{\tau_{c2}^s \nu(\bar{\mu}) T_0 \alpha_1 Z_{1\tau}^s}. \quad (38)$$

4. Термодинамика модулированных структур

Изучим модулированные структуры [21,24]. Для таких структур характерно периодическое изменение в пространстве определенной компоненты намагниченности. Будем считать, что $\sigma_3(x) \neq 0$ и $s_3(x) \neq 0$, а $\sigma_{\pm}(x) = s_{\pm}(x) = 0$. Удобно разложить все амплитуды взаимодействия в ряды Фурье:

$$\Psi(x) = \sum_n \Psi(nq) \cos nqx,$$

$$L(x) = \sum_n L(nq) \cos nqx,$$

$$J(x) = \sum_n J(nq) \cos nqx.$$

Решение уравнений самосогласования (13а), (14а) также ищем в виде разложения в ряд Фурье:

$$\sigma_3(x) = \sum_n \sigma^{(n)} \cos nqx, \quad s_3(x) = \sum_n s^{(n)} \cos nqx. \quad (39)$$

Оставляя в нелинейном члене уравнений только первую гармонику и приравнявая друг другу коэффициенты в исходных уравнениях при соответствующих косинусах, переходим к уравнениям для гармоник:

$$\Delta\beta(q) \left[I_1(\tau) S(q) + \gamma(q) \right] + \frac{3\Delta^3 \beta^3(q) I_3(\tau)}{4\nu^4(\bar{\mu}) T_0^2 \pi^2} S(q) = -\alpha(q) h, \quad (40a)$$

$$h \left[\beta(q) - \frac{1}{\tau} S(q) \right] + \frac{3h^3 \alpha(q)}{40\nu(\bar{\mu}) \tau^3 T_0} S(q) \left(2 + \frac{1}{s(s+1)} \right) = \beta(q) \Delta,$$

$$\Delta_1 \beta(3q) \left[I_1(\tau) S(3q) + \gamma(3q) \right] + \frac{\Delta^3 \beta^3(3q) I_3(\tau)}{4\nu^2(\bar{\mu}) T_0^2 \pi^2} S(3q) = -\alpha(3q) h_1,$$

$$h_1 \left[\beta(3q) - \frac{1}{\tau} S(3q) \right] + \frac{h^3 \alpha(3q)}{40\tau^3 \nu(\bar{\mu}) T_0} S(3q) \left(2 + \frac{1}{s(s+1)} \right) = \beta(3q) \Delta_1, \quad (40б)$$

$$S(q) = \beta(q)\gamma(q) + \alpha(q), \quad \sigma^{(2)} = s^{(2)} = \sigma^{(n)} = s^{(n)} = 0,$$

где введены переменные

$$\Delta = \sigma^{(1)} + \frac{L(q)}{\Psi(q)} s^{(1)}; \quad h = \sigma^{(1)} + \frac{I(q)}{L(q)} s^{(1)}; \quad \Delta_1 = \sigma^{(3)} + \frac{L(3q)}{\Psi(3q)} s^{(3)}; \quad h_1 = \sigma^{(3)} + \frac{I(3q)}{L(3q)} s^{(3)}.$$

Из уравнений (40а) так же, как в случае ферромагнетизма (см. разд. 1), легко получить уравнение для температуры перехода:

$$\beta(q) = \frac{\alpha(q)}{\tau_c - \gamma(q)} - \frac{1}{I_1(\tau)} \quad (41)$$

и получить решения систем (40а), (40б) вблизи нее, считая величину q независимым параметром (при этом $\tau_c = \tau_c(q)$):

$$\Delta^2 = \frac{\nu(\bar{\mu}) T_0 \left\{ I_1(\tau) \left[1 + \beta(q) I_1(\tau) \right] - \frac{dI_1(\tau)}{d\tau} \left[\tau - \gamma(q) \right] \right\}}{\beta^2(q) I_1(\tau) \left\{ \frac{\tau}{10\alpha(q)} \left[2 + \frac{1}{s(s+1)} \right] \left[1 + \beta(q) I_1(\tau) \right]^3 - \frac{I_3(\tau) [\tau - \gamma(q)]}{I_1(\tau) \nu(\bar{\mu}) T_0 \pi^2} \right\}} \Bigg|_{\tau=\tau_c} (\tau_c - \tau), \quad (42)$$

$$h = - \frac{\beta(q) I_1(\tau_c) \tau_c}{[\tau_c - \gamma(q)]} \Delta,$$

$$\Delta_1^2 = - \frac{1}{4\nu(\bar{\mu}) T_0 D_1} \left\{ \frac{\beta^3(3q) I_3(\tau_c)}{\nu(\bar{\mu}) T_0 \pi^2} \left[\beta(3q) - \frac{1}{\tau_c} S(3q) \right] + \frac{1}{10} \left[\frac{\alpha(3q) \beta(q) I_1(\tau_c)}{\tau_c - \gamma(q)} \right]^3 \right\} \Delta^3,$$

$$h_1^2 = \frac{\beta(3q)}{4\nu(\bar{\mu}) T_0 D_1} \left\{ \frac{\alpha(3q)}{10} \left[\frac{\beta(q) I_1(\tau_c)}{\tau_c - \gamma(q)} \right]^3 \left[2 + \frac{1}{s(s+1)} \right] S(3q) \left[I_1(\tau_c) S(3q) + \gamma(3q) \right] - \frac{\beta^4(3q) I_3(\tau_c)}{\nu(\bar{\mu}) T_0 \pi^2} \right\} \Delta^3, \quad (43)$$

$$D_1 = \frac{1}{\tau} \beta(3q) S(3q) \left\{ \left[\tau_c - \gamma(3q) \right] \left[1 + \beta(3q) I_1(\tau_c) \right] - \alpha(3q) I_1(\tau_c) \right\}.$$

Видно, что, согласно (42), температурная зависимость Δ_1 и h_1 определяется вблизи τ_c как $(\tau_c - \tau)^{3/2}$. Таким образом, решения нелинейных уравнений самосогласования (40а) и (40б) можно представить в виде

$$h(x) = h(q) \cos qx + h_1 \cos 3qx, \quad (44)$$

$$\Delta(x) = \Delta(q) \cos qx + \Delta_1 \cos 3qx,$$

где величины $\Delta(q)$, $h(q)$ и Δ_1 , h_1 определены выражениями (42), (43). Можно убедиться в том, что модулированные структуры соответствуют минимуму термодинамического потенциала. Входящий в выражения (42), (43) вектор модуляции q , рассматриваемый в качестве термодинамического параметра, находится из условия минимума по q термодинамического потенциала Ω (см. (9)).

Заметим, что неоднородные нелинейные уравнения (13а), (13б), (14а), (14б) допускают и другие решения кроме рассмотренных, в частности решения солитонного типа. Последние будут рассмотрены нами в следующей работе.

В заключение авторы благодарят С. В. Пелетинского за полезное обсуждение и ценные замечания.

1. И. А. Ахиезер, В кн.: *Проблемы современной теоретической физики*, Наукова думка, Киев (1982).
2. И. Я. Коренблит, Я. В. Федоров, Е. Ф. Шендер, *ЖЭТФ* 97, 696 (1990).
3. К. Binder and A. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* 58, 801 (1986).
4. Ю. А. Изюмов, *Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах*, Энергоатомиздат, Москва (1987).
5. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* 43, 2230 (1962).
6. К. Yosida and A. Watabe, *Progr. Theor. Phys.* 28, 861 (1962).
7. A. Yoshimori, *J. Phys. Soc. Jpn.* 14, 807 (1959).
8. T. A. Caplan, *Phys. Rev.* 124, 329 (1961).

9. С. В. Тябликов, *Методы квантовой теории магнетизма*, Наука, Москва (1975).
10. И. Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* 46, 1352 (1964); там же 47, 336 (1964).
11. В. Г. Барьяхтар, Е. П. Стефановский, *ФТТ* 11, 1946 (1969).
12. А. Я. Брагинский, *ФТТ* 32, 10 (1990).
13. А. И. Ахиезер, С. В. Пелетминский, *Методы статистической физики*, Наука, Москва (1977).
14. Н. Н. Боголюбов, *Квазисредние в задачах статистической механики*, Препринт ОИЯИ А-781, Дубна (1961).
15. М. Ю. Ковалевский, С. В. Пелетминский, А. А. Рожков, *ТМФ* 75, 86 (1988).
16. В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Рожков, *ФТТ* 29, 1979 (1987).
17. Л. Д. Ландау, *ЖЭТФ* 30, 1058 (1956); В. П. Силин, *ФММ* 3, 193 (1956).
18. В. Н. Гитцович, А. С. Кондратьев, В. М. Уздин, *ФММ* 58, 443 (1984).
19. В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, *ФТТ* 28, 3478 (1986).
20. Y. T. Dier, *Phys. Rev.* B39, 397 (1989).
21. Ю. А. Изюмов, В. Н. Сыромятников, *Фазовые переходы и симметрия кристаллов*, Наука, Москва (1984).
22. А. А. Исаев, В. В. Красильников, С. В. Пелетминский, *УФЖ* 35, 1550 (1990).
23. V. F. Ruderman and C. Kittel, *Phys. Rev.* 96, 99 (1954); T. Kasuya, *Progr. Theor. Phys. (Kyoto)* 45, 58 (1956); K. Yosida, *Phys. Rev.* 106, 893 (1957).
24. А. А. Исаев, В. В. Красильников, В. И. Приходько, *Спинжидкостная теория одно- и двухподрешеточных магнетиков*, Препринт, ЦНИИатоминформ, Москва (1990).

On the theory of phase transitions in
conducting magnetics

A. P. Ivashin, V. V. Krasil'nikov, and A. A. Rozhkov

Different kinds of magnetic ordering (namely, ferromagnetic, spiral ones and modulated structures) in the system of electrons and localized spins taking into account RKKY-interaction are considered by the Fermi liquid approach. The self-consistent equations for order parameters of magnetic ordering phases are obtained. On the base of these equations, the phase transitions of the first and second orders are studied within the frame of Landau theory. Phase diagrams are constructed. The existence conditions of ferromagnetic, spiral and modulated phases are obtained.