Краткие сообщения по физике № 1 январь 1970

К ТЕОРИИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА В МЕТАЛЛАХ

В. П. Силин

Электроны металла, находящиеся в различных состояниях, могут обладать различным спиновым магнитным моментом. Действительно, спиновый магнитный момент электрона, проявляющийся в парамагнитном спиновом резонансе, оказывается отличающимся от магнитного момента свободного электрона, а также оказывается различным для электронов проводимости различных металлов. Поэтому в сплавах известна такая ситуация, когда имеются группы электронов с различными спиновыми магнитными моментами. С другой стороны, в экспериментах по электронному спиновому резонансу в сплавах измеряются такие характеристики, с помощью которых делаются попытки определения ферми-жидкостных параметров электронов проводимости[1]. В связи с этим возникает задача формулировки теории электронной ферми-жидкости металлов применительно к объектам, в которых различные группы электронов имеют различные магнитные моменты. При этом в качестве подобных объектов следует иметь в виду как сплавы, так и простые металлы. В последних различие спинового магнитного момента может быть обусловлено, например, наличием наряду с s - электронами проводимости также электронов и дырок других зон.

1. В соответствии с общими положениями теории вырожденной электронной жидкости[2,3,4] изменение распределения

$$n_\alpha(s',s,\underline{p}) = \delta_{s's}\, n_\alpha(\underline{p}) + \delta n_\alpha(s',s,\underline{p}) \tag{1.1}$$

по сравнению с фермиевским распределением α -того сорта электронов $n_\alpha(\underline{p})$ определяется изменением энергии $\delta\varepsilon_\alpha(s,\underline{p})$:

$$\delta n_\alpha(s',s,\underline{p}) = \delta_{s's}\frac{\partial n_\alpha(\underline{p})}{\partial\varepsilon_\alpha(\underline{p})}\,\delta\varepsilon_\alpha(s,\underline{p}) \quad (1.2)$$

В свою очередь изменение энергии $\delta\varepsilon_\alpha$ определяется изменением распределения частиц. Для наших целей достаточно учесть лишь ту часть такой зависимости, которая зависит от спинов:

$$\delta\varepsilon_\alpha(s',s,\underline{p}) = -2\mu_\alpha B\langle s|\hat{s}_z^\alpha|s'\rangle +$$
$$+\sum_\beta 4\sum_{s''s'''}\int\frac{d\underline{p}'}{(2\pi\hbar)^3}\langle s'|\hat{s}_z^\alpha|s\rangle\,\Psi_{\alpha\beta}(p,p')$$
$$\langle s'''|\hat{s}_z^\beta|s''\rangle\,\delta n_\beta(s'',s''',\underline{p}') \quad (1.3)$$

Здесь μ_α и $\hat{\underline{s}}^\alpha$ – магнитный момент и оператор спина электрона сорта α, $\Psi_{\alpha\beta}$ характеризует спиновую часть междуэлектронного ферми-жидкостного взаимодействия.

Уравнения (1.2) и (1.3) позволяют определить $\delta\varepsilon_\alpha$. Нетрудно видеть, что

$$\delta\varepsilon_\alpha(s,\underline{p}) = -2\langle s|\hat{s}_z^\alpha|s\rangle B\,\gamma_\alpha(\underline{p}), \quad (1.4)$$

где эффективные статические магнитные моменты $\gamma_\alpha(\underline{p})$ определяются следующей системой уравнений:

$$\gamma_\alpha(\underline{p}) - \sum_\beta\int\frac{2d\underline{p}'}{(2\pi\hbar)^3}\Psi_{\alpha\beta}(\underline{p},\underline{p}')\frac{\partial n_\beta(\underline{p}')}{\partial\varepsilon_\beta(\underline{p}')}\gamma_\beta(\underline{p}') = \mu_\alpha \quad (1.5)$$

Решение этого уравнения легко может быть найдено в двух случаях, один из которых реализуется для сферических поверхностей Ферми, а второй – для $\Psi_{\alpha\beta}$, зависящих лишь от энергии Ферми (ср.[5,6]). В обоих таких случаях γ_α зависит только от энергии Ферми, и система уравнений (1.5) сводится к алгебраической

$$\gamma_\alpha + \sum_\beta \Psi_{\alpha\beta} Z_\beta \gamma_\beta = \mu_\alpha \tag{1.6}$$

Здесь

$$Z_\beta = -\int \frac{2d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\partial n_\beta}{\partial \varepsilon_\beta} \tag{1.7}$$

а постоянные коэффициенты $\Psi_{\alpha\beta}$ определяются либо нулевым коэффициентом разложения по полиномам Лежандра на сферической поверхности Ферми[2,6], либо они совпадают с зависящими лишь от энергии коэффициентами уравнения (1.5). При этом $\Psi_{\alpha\beta} = \Psi_{\beta\alpha}$.

Решения системы (1.6) определяют статическую спиновую восприимчивость

$$\chi = \sum_\alpha \mu_\alpha \gamma_\alpha Z_\alpha \tag{1.8}$$

В том случае, когда имеются два сорта электронов $(\alpha = s, d)$, получаем:

$$\gamma_s = \frac{\mu_s\left[1 + Z_d \Psi_{dd}\right] - \mu_d \Psi_{sd} Z_d}{\left[1 + Z_s \Psi_{ss}\right]\left[1 + Z_d \Psi_{dd}\right] - Z_s Z_d \Psi_{sd} \Psi_{ds}},$$

$$\gamma_d = \frac{\mu_d\left[1 + Z_s \Psi_{ss}\right] - \mu_s \Psi_{ds} Z_s}{\left[1 + Z_s \Psi_{ss}\right]\left[1 + Z_d \Psi_{dd}\right] - Z_s Z_d \Psi_{sd} \Psi_{ds}} \tag{1.9}$$

Соответственно этому для спиновой магнитной восприимчивости получаем

$$\chi = \frac{\mu_s^2 z_s\left[1 + z_d \psi_{dd}\right] - \mu_s \mu_d z_s z_d (\psi_{sd} + \psi_{ds}) + \mu_d^2 z_d\left[1 + z_s \psi_{ss}\right]}{\left[1 + z_s \psi_{ss}\right]\left[1 + z_d \psi_{dd}\right] - z_s z_d \psi_{sd} \psi_{ds}}$$

(1.10)

Отметим, что в случае $\mu_s = \mu_d$ соотношения (1.9) и (1.10) отвечают обычной электронной жидкости, в которой ферми-жидкостное взаимодействие на различных участках поверхности Ферми оказывается различным (точнее - кусочно постоянным).

2. Неравновесные фазовые спиновые плотности электронов

$$\delta \underline{\sigma}_\alpha = \sum_{ss'} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \langle s|\hat{\underline{s}}|s'\rangle \, \delta n_\alpha(s', s, \underline{p}, \underline{r}, t) \qquad (2.1)$$

подчиняются кинетическим уравнениям (ср.[3,5,6])

$$\frac{\partial \delta\underline{\sigma}_\alpha}{\partial t} + \left(\underline{v}\frac{\partial}{\partial \underline{r}} + \frac{e}{c}\left[\underline{v}\times\underline{B}\right]\frac{\partial}{\partial \underline{p}}\right)\left(\delta\underline{\sigma}_\alpha - \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \varepsilon_\alpha}\delta\underline{\varepsilon}_2^\alpha\right) -$$

$$- \frac{2\gamma_\alpha}{\hbar}\left[\underline{B}\times\left(\delta\underline{\sigma}_\alpha - \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \varepsilon_\alpha}\delta\underline{\varepsilon}_2^\alpha\right)\right] = \underline{I}_\alpha \qquad (2.2)$$

Здесь γ_α — эффективный статический магнитный момент, определяющийся системой уравнений (1.5), $f_{0\alpha} = 2n_\alpha(p)/(2\pi\hbar)^3$ - равновесное фермиевское распределение, $\underline{I}_\alpha$ - интеграл столкновений и

$$\delta\underline{\varepsilon}_2^\alpha = -\mu_\alpha \delta\underline{B} + \sum_\beta \int d\underline{p}' \, \psi_{\alpha\beta} \, \delta\underline{\sigma}_\beta(\underline{p}'), \qquad (2.3)$$

где $\delta\underline{B}$ - неравновесная магнитная индукция.

С помощью (2.2) находятся уравнения для неравновесных вкладов в намагничение $\delta \mathbf{M}_\alpha = \mu_\alpha \int d\mathbf{p}\, \delta \sigma_\alpha$. Для случая двух сортов электронов ($\alpha = s, d$) применительно к задаче резонанса поперечных компонент намагничения ($\mathbf{B} \parallel$ оси z, а $M^{(\pm)} = \delta M_x \pm \delta M_y i$, $B^{(\pm)} = \delta B_x \pm i \delta B_y$) получаем:

$$\frac{\partial M_s^{(\pm)}}{\partial t} \mp i\Omega_s N_s^{(\pm)} = -\left(\frac{1}{\tau_{dS}} + \frac{1}{T_S}\right)N_S^{(\pm)} + \frac{1}{\tau_{Sd}}\frac{\mu_s}{\mu_d} N_d^{(\pm)},$$

$$\frac{\partial M_d^{(\pm)}}{\partial t} \mp i\Omega_d N_d^{(\pm)} = -\left(\frac{1}{\tau_{Sd}} + \frac{1}{T_d}\right)N_d^{(\pm)} + \frac{1}{\tau_{dS}}\frac{\mu_d}{\mu_S} N_S^{(\pm)}$$

(2.4)

Здесь $\Omega_\alpha = 2\gamma_\alpha B/\hbar$,

$$N_\alpha^{(\pm)} = M_\alpha^{(\pm)}\left[1 + Z_\alpha \Psi_{\alpha\alpha}\right] + Z_\alpha \Psi_{\alpha\beta}\frac{\mu_\beta}{\mu_\alpha} M_\beta^{(\pm)} - \chi_{0\alpha} B^{(\pm)},$$

$\chi_{0\alpha} = \mu_\alpha^2 Z_\alpha$ – парамагнитная восприимчивость электронного газа, $\tau_{\alpha\beta}$ и T_α – времена релаксации. Мы следуем здесь в значительной мере релаксационной схеме работ[7,8].

Уравнения (2.4) позволяют определить высокочастотную парамагнитную восприимчивость электронов, а следовательно и спектр частот спинового резонанса. Будем считать, что ωT_S и ωT_d велики по сравнению с единицей. Тогда в пределе $\omega \tau_{\alpha\beta} \gg 1$ получаем

$$\omega = \omega_S + \frac{(\omega_d - \omega_S) Z_d\left[1 + Z_S(\Psi_{SS} - \Psi_{dS})\right]}{Z_S\left[1 + Z_d(\Psi_{dd} - \Psi_{Sd})\right] + Z_d\left[1 + Z_S(\Psi_{SS} - \Psi_{dS})\right]} -$$

$$
-i\,\frac{[1+z_s\Psi_{ss}][1+z_d\Psi_{dd}]-z_s z_d\Psi_{sd}\Psi_{ds}}{z_s[1+z_d(\Psi_{dd}-\Psi_{sd})]+z_d[1+z_s(\Psi_{ss}-\Psi_{ds})]}\times
$$

$$
\times\left(\frac{z_s}{T_s}+\frac{z_d}{T_d}\right) \qquad (2.5)
$$

Здесь $\omega_d = 2\mu_d B/\hbar$ – обычная блоховская частота спинового резонанса, причём $|\omega_s-\omega_d|\ll\omega_s$. При написании формулы (2.5) принято также, что

$$
\frac{z_s}{T_s}+\frac{z_d}{T_d}\gg\left(\frac{1}{\tau_{ds}}+\frac{1}{\tau_{sd}}\right)\frac{|\omega_d-\omega_s|}{\omega_s}
$$

Сравнительно простая формула для частоты и ширины спинового резонанса записывается в пределе $\omega\tau_{d\beta}\ll 1$, когда

$$
\omega=\omega_s+\frac{(\omega_d-\omega_s)([1+z_s\Psi_{ss}]\tau_{sd}-z_d\Psi_{ds}\tau_{ds})}{[1+z_s(\Psi_{ss}-\Psi_{sd})]\tau_{sd}+[1+z_d(\Psi_{dd}-\Psi_{ds})]\tau_{ds}}-
$$

$$
-i\,\frac{[1+z_s\Psi_{ss}][1+z_d\Psi_{dd}]-z_s z_d\Psi_{sd}\Psi_{ds}}{\tau_{ds}[1+z_d(\Psi_{dd}-\Psi_{sd})]+\tau_{sd}[1+z_s(\Psi_{ss}-\Psi_{ds})]}\times
$$

$$
\times\left(\frac{\tau_{ds}}{T_s}+\frac{\tau_{sd}}{T_d}\right) \qquad (2.6)
$$

Из сравнения формул (2.5) и (2.6) видим, что сдвиг частоты спинового резонанса по отношению к ω_s зависит от $\tau_{\alpha\beta}$, а поэтому может быть зависящим и от температуры. Температурная зависимость сдвига спинового резонанса, определяющаяся такой зависимостью $\tau_{\alpha\beta}$, ясна также и из формулы (2.6). В пределе $\tau_{sd}\gg\gg\tau_{ds}$ возникает конечный сдвиг частоты, не зависящий от концентрации d- электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Monod P., Schultz S Phys. Rev., 173, N 3, 645 (1968).
2. Ландау Л.Д. ЖЭТФ 30, 1058 (1956).
3. Силин В.П. ЖЭТФ 33, 495 (1957); 35, 1243 (1958).
4. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей, Издательство "Мир", Москва, 1967.
5. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны, Издательство "Наука", Москва 1967 г.
6. Силин В.П. Физика Металлов и Металловедение /в печати/.
7. Hasegawa H. Progr. Theor. Phys. 21, 483 (1959).
8. Schultz S., Shanabarger M.R., Platzman P.M. Phys. Rev. Letters, 19, 749 (1967).