

О СВЕРХПРОВОДИМОСТИ МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУМЕТАЛЛОВ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ КУЛОНОВСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ

В.С.Бабиченко

Рассматривается возможность и условия сверхпроводимости в многодолинных полуметаллах с учетом только кулоновского взаимодействия между электронами. Показано, что в зависимости от величины плотности могут образовываться куперовские пары с различными орбитальными моментами.

Рассмотрим модель многодолинного полуметалла с большим числом долин электронного ν_e и дырочного ν_h типа. Будем считать, что долины имеют сферическую форму, $\nu_e = \nu_h = \nu \gg 1$, электронные и дырочные массы ($m_e = m_h = m$), центры различных долин находятся в одной точке, переходов между различными долинами не существует. При этом спектры элементарных возбуждений электронного и дырочного типа соответственно имеют вид:

$$\epsilon_e(\mathbf{P}) = \frac{p^2 - p_F^2}{2m}; \quad \epsilon_h(\mathbf{p}) = \frac{p_F^2 - p^2}{2m} \quad (p_F - \text{импульс}$$

Ферми). В дальнейшем учитывается только кулоновское взаимодействие между электронами. Выберем систему единиц: $\frac{e^2}{\epsilon} = \hbar = m = 1$ (ϵ - статическая диэлектрическая проницаемость среды).^ε В [1] вычислялась энергия основного состояния такого полуметалла и было показано, что

она имеет минимум при $n = n_0 = \frac{2^{24/5} \nu^{8/5}}{3^{8/5} \pi^{7/5} [\Gamma(\frac{1}{4})]^{24/5}}$, причем при плот-

ностях $n \sim n_0$, $n^{1/4} \gg p_F$. Проанализируем диаграммы для полной вершины $\Gamma_{\alpha\alpha}(p_1 p_3 P) = \Gamma(p_1 p_3 P)$, где $\alpha = 1, 2$ - индексы долины электронного и дырочного типа соответственно, $P = (\Omega, \mathbf{P} = 0)$ - суммарный импульс. Экранированное кулоновское взаимодействие $U(k) =$

$$= \frac{V(\mathbf{k})}{1 - 2\nu\Pi_0(k)U(\mathbf{k})} \quad (V(\mathbf{k}) = \frac{4\pi}{|\mathbf{k}|^2}; \quad \Pi_0 = \Pi_0^{(e)} = \Pi_0^{(h)} - \text{голый поляризацион-$$

ный оператор) достигает максимума при $|\mathbf{k}| \sim n^{1/4} \gg p_F$, $\omega \sim n^{1/2} \gg \epsilon_F$. В связи с этим перенормированное взаимодействие, которое выступает в качестве затравочного в куперовских диаграммах, будет существенно отличаться от $U(k)$. В диаграммах для полной вершины, которые можно разрезать по двум параллельным линиям с одинаковым направлением на две несвязанные части (такие диаграммы назовем слабо-связанными), удобно разбить область интегрирования по импульсу, соот-

ветствующему этим параллельным линиям на три подобласти: $|\epsilon(\mathbf{q})| < \xi$, $\xi < |\epsilon(\mathbf{q})| < \epsilon_1$, $|\epsilon(\mathbf{q})| > \epsilon_1$, где $\Omega \ll \xi \ll \epsilon_1 \sim \epsilon_F$. К приводимым по куперовскому каналу отнесем лишь те слабосвязанные диаграммы, в которых интегрирование по импульсу хотя бы одной пары параллельных линий, соединяющих две несвязные части диаграммы, проводится в первой подобласти: $|\epsilon(\mathbf{q})| < \xi$. Остальные диаграммы отнесем к неприводимым и обозначим $\gamma_{\alpha\beta}^{\xi}(p_1 p_3) = \gamma^{\xi}(p_1 p_3)$. Приводимые по куперовскому каналу диаграммы будут пропорциональны $\ln \frac{\xi}{\Omega}$. Неприводимые диаграммы будут состоять из таких диаграмм, которые пропорциональны степеням $\ln \frac{\epsilon_1}{\xi}$, и из таких, которые логарифмических особенностей вообще не содержат. Сумму этих диаграмм обозначим $\lambda_{\alpha\beta}^{\xi}(p_1 p_3) = \lambda^{\xi}(p_1 p_3)$ и $\gamma_{\alpha\beta}(p_1 p_3)$ соответственно. Отметим, что логарифмические особенности в диэлектрическом канале электрон-дырка во внимание не принимаются по причинам, изложенным ниже. Главная последовательность диаграмм для $\gamma_{\alpha\beta}(p_1 p_3)$ изображена на рис. 1, причем в диаграмме рис. 1, б интегрирование проводится в подобласти $|\epsilon(\mathbf{q})| > \epsilon_1$, чтобы не было логарифмической особенности. Главная последовательность диаграмм для $\lambda^{\xi}(p_1 p_3)$ представляет собой куперовские лестницы, в которых в качестве затравочного взаимодействия стоит $\gamma(p_1 p_3)$, а интегрирование по импульсу параллельных линий лестницы ведется в подобласти $\xi < |\epsilon(\mathbf{q})| < \epsilon_1$.

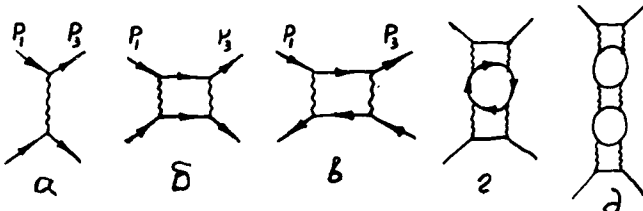


Рис.1 Главная последовательность диаграмм для $\gamma_{\alpha\beta}(p_1 p_3)$

При этом $\gamma^{\xi} = \gamma + \lambda^{\xi}$. Сумму двух диаграмм рис.1, б, в обозначим $\lambda_{\alpha\beta}$. Так же как в [2], главный вклад в интеграл для $\lambda_{\alpha\beta}$ вносят импульс и частота $|\mathbf{q}| \sim n^{1/4} \gg p_F$, $\omega \sim n^{1/2} \gg \epsilon_F$, поэтому для внешних импульсов в окрестности поверхности Ферми $\lambda_{\alpha\beta}$ можно считать не зависящей от внешних импульсов. Выражение для $\lambda_{\alpha\beta}$ принимает вид

$$\lambda_{\alpha\beta} = \frac{(-1)^{\alpha+\beta+1}}{2n^2} \int \frac{d\omega d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^4} \left[\frac{V(\mathbf{q}) \Pi_0(\omega, \mathbf{q})}{1 - 2\nu V(\mathbf{q}) \Pi_0(\omega, \mathbf{q})} \right]^2 = \frac{(-1)^{\alpha+\beta+1} \pi^{3/4}}{n^{3/4} [\Gamma(\frac{1}{4})]^2}.$$

Отсюда видно, что $\lambda_{11} = \lambda_{22} = -\lambda_{12} = \lambda < 0$, $|\lambda| \ll 1$. Суммирование диаграмм для $\gamma_{\alpha\beta}(p_1 p_3)$ проводится так же как в [2]

$$\gamma_{\alpha\beta} = \frac{V(p_1 - p_3)}{1 - 2\nu \Pi_0(p_1 - p_3) V(p_1 - p_3)} + \frac{\lambda_{\alpha\beta}}{1 - 2\nu \lambda \Pi_0(p_1 - p_3)}, \text{ но в отличие от [2]}$$

при $n \geq n_0$ $\gamma_{\alpha\beta}$ полюса не имеет. Диаграммы для $\Gamma(p_1 p_3 P)$ будут иметь структуру куперовских лестниц, в которых в качестве затравочного взаимодействия стоит $\gamma^\xi(p_1 p_3)$, а интегрирование по импульсам параллельных линий ведется в подобласти $|\epsilon(q)| < \xi$. Поэтому ясно, что в $\gamma^\xi(p_1 p_3)$ можно положить $|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_3| = p_F$ и $\omega_1 = \omega_3 = 0$ (с точностью $\xi/\epsilon_F \ll 1$). Поэтому $\gamma^\xi(p_1 p_3)$ будет зависеть только от угла θ между \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_3 . Учитывая, что $\nu\Pi_0(t) \gg p_F^2$, получаем $\gamma_{11} = \gamma_{22} = \gamma(t) = \frac{1}{-2\nu\Pi_0(t)} + \frac{\lambda}{1 - 2\nu\lambda\Pi_0(t)}$, где $t = \sin \frac{\theta}{2}$. Используя выражение для λ и выражение

для $\Pi_0(t)$ [3], которое справедливо при $\omega \ll kV_F = 2p_F^2 t$, то есть при $t \gg \omega/\epsilon_F \sim \xi/\epsilon_F$, получим $2\nu\Pi_0(t) = -\left(\frac{n_0}{n}\right)^{5/12} \frac{3}{8} \left[1 + \frac{1-t^2}{2t} \ln \frac{1+t}{1-t} \right]$.

Так как в диаграммах для полной вершины проводится интегрирование по углам, и область малых углов $\theta \ll 1$ вносит малый вклад в интеграл, ограничение на угол несущественно. Графики для $\gamma(t)$ при двух значениях плотностей $n = n_0$ и $n = 2,2n_0$ приведены на рис. 2. Так как $\gamma(t)$, а значит и $\gamma^\xi(t)$, существенно зависят от угла θ между \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_3 , то в выражении для полной вершины удобно провести разложение по полиномам Лежандра $P_l(\cos \theta)$. При условии, что $\ln \frac{\epsilon_F}{\Omega} \ll \ln \frac{\epsilon_F}{\Omega}$ и $|\gamma_l| \ll 1$, γ_l^ξ легко находится [4] и оказывается, что $\lambda_l^\xi \ll \gamma_l$, а значит $\gamma_l^\xi \approx \gamma_l$.

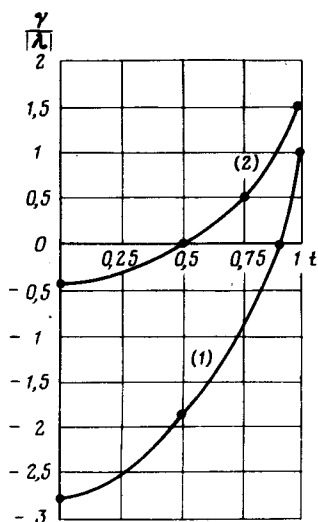


Рис. 2. Зависимость $\gamma(t)$: 1 — при $n = n_0$, 2 — при $n = 2,2n_0$.

Тогда выражение для l -й гармоники полной вершины Γ_l принимает вид

$$\Gamma_l(\Omega) = \gamma_l^\xi \left[1 + \frac{p_F}{2\pi^2(2l+1)} \gamma_l^\xi \ln \frac{2\xi}{\Omega} \right]^{-1} \approx \gamma_l \left[1 + \frac{p_F}{2\pi^2(2l+1)} \gamma_l \ln \frac{2\epsilon_F}{\Omega} \right]^{-1}$$

Отсюда $\Gamma_l(\Omega)$ будет иметь полюс, если $\gamma_l < 0$. Причем, если $\gamma_l < 0$, начиная с четного l , то осуществляется синглетное спаривание, если же с нечетного — триплетное [3]. Численные расчеты показывают, что при $n = n_0$, $\gamma_0 < 0$; $|\gamma_0| > |\gamma_1|$ и осуществляется синглетное спаривание с $l = 0$. При $n = 2, 2n_0$, $\gamma_0 > 0$; $\gamma_1 < 0$, значит осуществляется триплетное спаривание с $l = 1$.

В работе не принимались во внимание логарифмические особенности в диэлектрическом канале электрон-дырка, которые характерны для экситонного диэлектрика [5]. Будем считать, что дырочная поверхность Ферми слабо отличается от сферической. Степень несовпадения электронной и дырочной поверхностей Ферми $\delta\epsilon$ предполагается удовлетворяющей условию $T_c^* \ll \delta\epsilon \ll \epsilon_F$, где T_c^* — температура перехода в состояние экситонного диэлектрика в модели точно сферических зон. Тогда логарифмические особенности в канале электрон-дырка исчезают, а в куперовском остаются. Кроме того, так как $\delta\epsilon \ll \epsilon_F$, на выражении для эффективного взаимодействия $\gamma(t)$ это слабо скажется, и результаты работы останутся прежними.

Заметим, так же, что если центры долин находятся в разных точках ячейки Бриллюэна, то это не влияет на эффективное взаимодействие и на спаривание электронов из одной долины.

Переход в сверхпроводящее состояние за счет кулоновского взаимодействия возможен также в слоистых полуметаллах с одной электронной и одной дырочной зоной. Однако это является предметом отдельного рассмотрения.

В заключение автор благодарит Л.В.Келдыша за обсуждение результатов работы.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 апреля 1978 г.

Литература

- [1] Е.А.Андрюшин, В.С.Бабиченко, Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко, А.П.Силин. Письма в ЖЭТФ, **24**, 210, 1976.
- [2] В.С.Бабиченко, Т.А.Онищенко. Письма в ЖЭТФ, **26**, 75, 1977.
- [3] А.А.Абрикосов, Л.П.Торьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статической физике. М., 1962.
- [4] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965.
- [5] Л.В.Келдыш, Ю.В.Копаев. ФТТ, **6**, 2791, 1964.