

ДИАМАГНИТНЫЙ ПРЕДЕЛ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ С ТРИПЛЕТНЫМ СПАРИВАНИЕМ

И.А. Лукьянчук, В.П. Минеев

Найдено специфическое для сверхпроводников с ненулевым орбитальным моментом пар критическое магнитное поле, обязанное своим происхождением локальному орбитальному диамагнетизму пар, совпадающее по порядку величины с парамагнитным пределом для сверхпроводников с синглетным спариванием.

В сверхпроводниках второго рода с большими значениями верхнего критического поля существенно распаривающее влияние, которое оказывает магнитное поле на спины электронов в куперовских парах. Как известно^{1, 2}, предельное поле H_p – так называемый парамагнитный предел, разрушающее сверхпроводимость, определяется из условия равенства энергии сверхпроводящего упорядочения и проигрыша в энергии спиновой поляризации сверхпроводника по сравнению с нормальными металлом $\frac{1}{2}(\chi_n - \chi_s)H^2$, χ_n и χ_s – парамагнитные восприимчивости нормального металла и сверхпроводника. Для чистого сверхпроводника с синглетным спариванием при $T=0$ $\chi_s = 0$, $H_p = \sqrt{2} \Delta / \mu_B$, что дает $H_p / T_c = 18400$ Гс/К. Здесь Δ – энергетическая щель при $T=0$, μ_B – магнетон Бора, T_c – критическая температура. В сверхпроводниках с парамагнитными примесями эффект спин-орбитального рассеяния³ приводит к отличной от нуля восприимчивости $\chi_s(T=0)$, поэтому величина парамагнитного предела становится существенно выше.

Для сверхпроводников с триплетным спариванием (спин пары $S = 1$), а более точно в тех из них, где спиновое состояние куперовских пар представляет равновероятную комбинацию состояний с проекциями спина пары $S_z = \pm 1$ на ось квантования (таких как A -фаза или планарная фаза в сверхтекучем ^3He ⁴, спиновая восприимчивость совпадает с парамагнитной... восприимчивостью нормального металла¹), и, поэтому парамагнитный предел сверхпроводимости отсутствует ($H_p = \infty$).

Следует, однако, принять во внимание, что в сверхпроводниках с триплетным спариванием магнитное поле, наряду со спиновой поляризацией, вызывает также ларморову прецессию куперовских пар, находящихся в состояниях с отличной от нуля проекцией орбитального момента на ось квантования, что приводит к появлению диамагнитного момента у жидкости $\chi_{\text{орб}} H$. Величину локальной диамагнитной восприимчивости можно оценить как $\chi_{\text{орб}} \approx \approx - n_s \frac{e^2}{m^* c^2} \xi^2 \left(\frac{\Delta}{\epsilon_F} \right)^2$. Здесь n_s — плотность сверхтекучей компоненты, $\frac{e^2}{m^* c^2} \xi^2$ — диамагнитная восприимчивость одной куперовской пары, m^* — эффективная масса электрона, $\xi = \hbar v_F / \Delta$ — длина когерентности, $(\Delta/\epsilon_F)^2$ — фактор, ослабляющий локальную восприимчивость жидкости за счет сильного перекрытия куперовских пар, подобно тому, как это происходит для внутреннего момента импульса в $^3\text{He-A}$ ⁵. Таким образом, получаем $\chi_{\text{орб}} \approx \approx - (n_s/n) N_0 \mu_B^2 (m/m^*)^2$, N_0 — плотность состояний на поверхности Ферми, т. е. восприимчивость при $T = 0$ имеет тот же порядок, что и спиновая парамагнитная восприимчивость $\chi_n = N_0 \mu_B^2$. Итак, в сверхпроводниках с триплетным спариванием возникает избыточная по сравнению с нормальным металлом энергия диамагнитной поляризации $-\frac{1}{2} \chi_{\text{орб}} H^2$, что эквивалентно проигрышу в энергии спиновой поляризации в сверхпроводниках с синглетным спариванием. Поэтому существование сверхпроводимости с триплетным спариванием ограничено полем $H_d \sim (\Delta_0/\mu_B)(m^*/m)$, которое можно назвать диамагнитным пределом сверхпроводимости.

Наличие множителя m^*/m , который в сверхпроводниках с тяжелыми фермионами⁶ может достигать $10^2 - 10^3$, на первый взгляд означает, что величина H_d весьма велика. Однако, измерения глубины проникновения поля $\lambda = (m^* c^2 / 4\pi n_s e^2)^{1/2}$ дают в UBe_{13} ⁷ $\lambda \approx \approx 3,6 \cdot 10^{-5}$ см. т. е. порядок величины, характерный для обычных сверхпроводников, что можно понимать, как участие в сверхпроводимости этого вещества и легкой электронной компоненты с $m^* \simeq m$. Если это так, то диамагнитный предел оказывается порядка парамагнитного. В то же время, верхние критические поля H_{c2} в сверхпроводниках с тяжелыми фермионами (см., например,⁸) существенно превосходят парамагнитный предел. Поэтому существование диамагнитного предела делает проблематичным объяснение сверхпроводимости в соединениях с тяжелыми фермионами посредством куперовского спаривания в триплетном состоянии.

Приведем теперь формальные вычисления величины $\chi_{\text{орб}}$. С этой целью выпишем уравнения Горькова (обозначения совпадают с принятыми в⁹) в пространственно-однородном случае, отвлекаясь от эффектов, связанных с наличием кристаллической анизотропии и спин-орбитального взаимодействия:

$$\left[i\omega + \mu - \frac{1}{2m^*} \left(\mathbf{k} - im\mu_B \left[\mathbf{H} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right] \right)^2 - \mu_B \vec{\sigma} \mathbf{H} \right] \bar{G}_\omega(\mathbf{k}) - \bar{\Delta}(\mathbf{k}) \bar{F}_\omega^+(\mathbf{k}) = 1, \quad (1)$$

$$\left[-i\omega + \mu - \frac{1}{2m^*} \left(\mathbf{k} - im\mu_B \left[\mathbf{H} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right] \right)^2 - \mu_B \vec{\sigma} \mathbf{H} \right] \bar{F}_\omega^+(\mathbf{k}) + \bar{\Delta}^+(\mathbf{k}) \bar{G}_\omega(\mathbf{k}) = 0.$$

¹ Здесь мы имеем ввиду максимальное значение восприимчивости в направлении оси квантования спина, отвлекаясь от тензорного характера восприимчивости, который конечно существенен при учете спин-орбитального взаимодействия в реальном кристалле.

За эффект локального орбитального магнетизма ответственные члены, содержащие оператор $\hat{L} = -i \frac{m}{m^*} \mu_B \mathbf{H} \left[\mathbf{k} \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} \right]$. Находя поправку второго порядка по \hat{L} к Гриновской функции в отсутствии магнитного поля (поправка первого порядка дает малый спонтанный магнитный момент ⁹), вычисляем диамагнитный вклад в свободную энергию системы (см. ¹⁰):

$$\mathcal{F}_{\text{орб}} = \frac{V}{2} \text{Sp} T \sum_{\omega, \mathbf{k}} i \int_{\omega}^{\infty} \bar{G}_2(\omega', \mathbf{k}) d\omega' + \text{э. с.} \quad (2)$$

Здесь V — объем сверхпроводника. Производя необходимые вычисления, получим

$$\mathcal{F}_{\text{орб}} = V \text{Sp} T \sum_{\omega, \mathbf{k}} \frac{-3(\hat{L} \Delta)(\hat{L} \Delta^+) + \hat{L}^2 (\Delta \Delta^+)}{12D^2} - \frac{(\hat{L} (\Delta \Delta^+))^2}{12D^3} \quad (3)$$

$$D = \omega^2 + \xi^2 + \Delta \Delta^+.$$

Дальнейшие вычисления удобно проводить задавшись конкретным видом $\Delta(\mathbf{k}) = i(d\vec{\sigma})_{\sigma_y}$. Так, для сверхпроводника со структурой B -фазы ³He, где $d_{\alpha} = \Delta_0 R_{\alpha i} k_i$ ⁴, получим

$$\chi_{\text{орб}}^B = -\frac{1}{V} \frac{\partial^2 \mathcal{F}_{\text{орб}}}{\partial H^2} = -\frac{1}{6} \mu_B^2 N_0 \left(\frac{m}{m^*} \right)^2 (1 - Y(T)), \quad (4)$$

где $Y(T)$ — функция Йосиды ⁴ ($Y(0) = 0$, $Y(T_c) = 1$), откуда видно, что $\chi_{\text{орб}}^B$ совпадает с оценкой, сделанной выше.

Для анизотропных фаз вычисления и конечный результат, хотя и несложны, но, из-за тензорного характера восприимчивости и $\hat{L} (\Delta \Delta^+) \neq 0$, довольно громоздки. Заметим только, что для A -фазы, где $d_{\alpha} = \Delta_0 V_{\alpha} \Delta_i k_i$ ($V^2 = 1$; $\vec{\Delta} \vec{\Delta} = 0$, $\vec{\Delta} \vec{\Delta}^* = 2$), когда поле параллельно орбитальному моменту $\mathbf{l} = (i/2) [\vec{\Delta} \vec{\Delta}^*]$ при $T = 0$ получается естественный результат:

$\chi_{\text{орб}}^A = \frac{3}{2} \chi_{\text{орб}}^B$, так как в B -фазе только 2/3 куперовских пар находятся в состояниях с ненулевой проекцией момента импульса. Укажем также, что для поля, направленного под углом к оси \mathbf{l} орбитальная восприимчивость A -фазы при $T \rightarrow 0$ логарифмически расходится $\chi_{\perp}^A \sim \mu_B^2 N_0 \ln \frac{\Delta_0}{T}$, из-за наличия нулей у энергетической щели ²¹. Таким образом, сверхпроводники со структурой A -фазы для полей, направленных под углом к оси \mathbf{l} имеют при $T \rightarrow 0$ весьма малый диамагнитный предел.

В заключение отметим, что вычисления H_{c2} в сверхпроводниках с триплетным спариванием при произвольной температуре, но без учета кристаллической симметрии параметра порядка в реальных веществах были проделаны в работе ¹³. Эффект локального орбитального магнетизма при этом выпал из рассмотрения, так как при решении линейного интегрального уравнения для Δ , определяющего H_{c2} , учитывались только градиенты параметра порядка $\Delta(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ по "медленной" координате $(\mathbf{r} + \mathbf{r}')/2$ центра инерции куперовской пары, но не зависимость Δ от $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$, которая и ответственна за локальный орбитальный магнетизм в сверхпроводниках с триплетным спариванием. Учет этой зависимости приведет к определенной перенормировке H_{c2} за счет орбитальной восприимчивости при всех температурах. В частности, вблизи T_c , в разложение Гинзбурга — Ландау ¹⁴⁻¹⁶ войдут члены вида $N_0 \mu_B^2 \left(\frac{\Delta}{T_c} \right)^2 H^2$ не только за счет отличия парамагнитной восприимчивости сверхпроводника от восприимчивости нормального металла ¹⁷, но и за счет орбитальной восприимчивости. Разумеется вычисление верхнего критического поля в реальных сверхпроводниках с тяжелыми фермионами требует понимания природы сверхпроводимости в этих веществах, которое в настоящее время отсутствует.

Один из авторов (В.П.М.) выражает благодарность Л.П.Горькову, Г.Е.Воловику и К.Б.Ефетову за полезные обсуждения.

²¹ Подобное поведение характерно и для динамической орбитальной восприимчивости ³He-A ^{11, 12}.

Литература

1. *Clogston A.M.* Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 266.
2. *Chandrasekhar B.S.* Appl. Phys. Lett., 1962, 1, 7.
3. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1962, 42, 1088.
4. *Leggett A.J.* Rev. Mod. Phys., 1975, 47, 331.
5. *Воловик Г.Е., Минеев В.П.* ЖЭТФ, 1981, 81, 989.
6. *Stewart G.R.* Rev. Mod. Phys., 1984, 56, 755.
7. *Алексеевский Н.Е., Митин А.В.* Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 205.
8. *Maple M.B., Chen J.W., Lambert S.E. Fisk Z., Smith J.L. Ott H.R., Brooks J.S.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 477.
9. *Балацкий А.В., Минеев В.П.* ЖЭТФ, 1985, 89, 2073.
10. *Eilenberger G.* Zeit. Phys., 1965, 182, 427.
11. *Воловик Г.Е., Минеев В.П.* ЖЭТФ, 1976, 71, 1129.
12. *Leggett A.J., Takagi S.* Ann. Phys., 1978, 110, 353.
13. *Scharnberg K., Klemm R.A.*, Phys. Rev., 1980, B22, 5233.
14. *Горьков Л.П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 351.
15. *Machida K., Ohmi T., Ozaki M.* Preprint Kyoto University, 1985.
16. *Бурлачков Л.И.* ЖЭТФ, 1985, 89, 1132.
17. *Burlachkov L.I., Gor'kov L.P.* Landau Institut, Preprint-1985-8.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июля 1986 г.