

О СТИМУЛИРОВАНИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПРИМЕСЯМИ

В.П.Минеев

Показано, что неупругое рассеяние на примесях может приводить к повышению температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Предложено объяснение немонотонной зависимости $T_c(x)$ в соединении с тяжелыми фермионами $U_{1-x}Th_xBe_{13}$.

Известно, что немагнитные примеси с достаточно низкой концентрацией не влияют на величину температуры перехода в сверхпроводящее состояние с s -спариванием, но подавляют любой другой $/p, d, f, \dots/$ тип сверхпроводимости, так что T_c падает пропорционально концентрации примесей. Магнитные примеси подавляют также и сверхпроводимость с s -спариванием. Сказанное характерно для упругого рассеяния на примесях, то есть когда взаимодействие электронов проводимости с примесями не включает эффекты изменения энергии электрона и перехода примесей в возбужденные состояния. Как будет показано ниже, включение этих эффектов может существенно повышать температуру перехода в сверхпроводящее состояние для любого типа спаривания. Простейшей моделью, позволяющей проделать вычисления аналитически, является модель примесей в виде двухуровневых центров с энергиями расщепления E , распределенными в интервале $\sim E_0$ с нормированной плотностью $W(E)$ в сверхпроводнике с S -спариванием. Эта модель в применении к перенормировке спектра нормального металла рассматривалась Элиашбергом ¹.

Как и в обычной примесной технике ² выражения для нормальной $G(\omega_n, \mathbf{p})$ и сверхпроводящей $F^+(\omega_n, \mathbf{p})$ функций Грина имеют вид

$$G(\omega_n, \mathbf{p}) = - \frac{i\omega_n - \bar{G} + \xi}{-(i\omega_n - \bar{G})^2 + \xi^2 + (\Delta + \bar{F}^+)^2}$$

$$F^+(\omega_n, \mathbf{p}) = \frac{\Delta + \bar{F}^+}{-(i\omega_n - \bar{G})^2 + \xi^2 + (\Delta + \bar{F}^+)^2}$$
(1)

Здесь \bar{G} и \bar{F}^+ соответствующие собственно энергетические части

$$\bar{G} = n_i T \sum_n \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} |V_{pp'}|^2 \int dEW(E) \frac{2E \text{th}(E/2T)}{(\omega_n - \omega_{n'})^2 + E^2} G(\omega_{n'}, \mathbf{p}') \quad (2)$$

$$\bar{F}^+ = n_i T \sum_n \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} |V_{pp'}|^2 \int dEW(E) \frac{2E \text{th}(E/2T)}{(\omega_n - \omega_{n'})^2 + E^2} F^+(\omega_{n'}, \mathbf{p}'),$$

$\omega_n = (2n + 1)\pi T$, n_i — концентрация примесей, Δ удовлетворяет уравнению самосогласования

$$\Delta = gT \sum_n \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} F^+(\omega_n, \mathbf{p}), \quad (3)$$

g — константа взаимодействия.

Вводя обозначения

$$\begin{aligned} i\omega - \bar{G} &= i\omega\eta(\omega) \\ \Delta + \bar{F}^+ &= \Delta\xi(\omega) \end{aligned} \quad (4)$$

и переходя к интегрированию по Ферми поверхности dS и $d\xi$, из системы (1), (2) получим

$$\eta = 1 + \frac{T}{2\pi\tau\omega_n} \sum_{n'} \int d\xi \int dE \frac{W(E) 2E \text{th}(E/2T)}{(\omega_n - \omega_{n'})^2 + E^2} \frac{\omega_{n'} \eta}{\xi^2 + \omega_{n'}^2 \eta^2 + \Delta^2 \xi^2} \quad (5)$$

$$\xi = 1 + \frac{T}{2\pi\tau} \sum_{n'} \int d\xi \int dE \frac{W(E) 2E \text{th}(E/2T)}{(\omega_n - \omega_{n'})^2 + E^2} \frac{\xi}{\xi^2 + \omega_{n'}^2 \eta^2 + \Delta^2 \xi^2}$$

здесь

$$\frac{1}{\tau} = \frac{n_i}{(2\pi)^2} \int \frac{dS}{v} |V_{pp'}|^2.$$

В случае $T \gg E_0$ главный вклад в суммы дает член с $n' = n$, откуда $\eta \approx \xi = \text{const}$, и, подставляя второе из уравнений (1) в (3) при $\Delta \rightarrow 0$, приходим к стандартному выводу о том, что немагнитные примеси не перенормируют температуру перехода. Иная ситуация при $T \ll E_0$.

Вводя отношение $\alpha = \xi/\eta$, получим из (5) при $\Delta \rightarrow 0$

$$\alpha \left\{ 1 + \frac{T}{2\tau\omega_n} \sum_{n'} \int dE \frac{2EW(E)}{(\omega_n - \omega_{n'})^2 + E^2} \text{sign } \omega' \right\} = 1 + \frac{T}{2\tau} \sum_{n'} \int dE \frac{2EW(E)}{(\omega_n - \omega_{n'})^2} \frac{\alpha}{|\omega_{n'}|} \quad (6)$$

а из (3) и второго уравнения (1)

$$\pi\rho_0 g T \sum_n \frac{\alpha}{|\omega_n|} = 1, \quad (7)$$

где $\rho_0 = m p_F / 2\pi^2$ — плотность состояний.

Для того чтобы решить уравнение (6) аналитически, сделаем естественное предположение, что частота, на которой обрезается суммирование в (7) порядка E_0 . В этом случае из (6)

$$\alpha(1 + \lambda) = 1 + \frac{\lambda}{\rho_0 g},$$

где

$$\lambda = \frac{1}{\pi\tau} \int \frac{W(E)dE}{E} \approx \frac{1}{\pi\tau E_0}, \quad (8)$$

откуда находим α и, подставляя его в (7) получим

$$T_c \approx E_0 \exp \left\{ - \frac{1 + \lambda}{\rho_0 g + \lambda} \right\}. \quad (9)$$

В пределе малых концентраций отсюда имеем

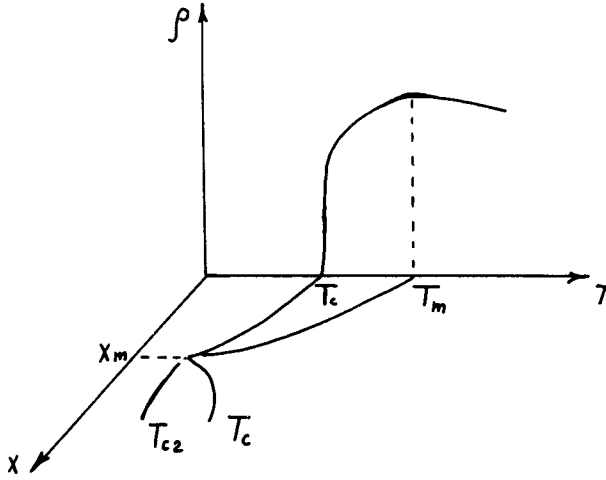
$$T_c = T_{c0} \left[1 + \lambda \left(\left(\ln \frac{E_0}{T_c} \right)^2 - \ln \frac{E_0}{T_c} \right) \right]. \quad (10)$$

Рост T_c с концентрацией центров, на которых происходит неупругое рассеяние, весьма вероятно имеет отношение к немоноотонному поведению T_c в соединении с тяжелыми фермионами $U_{1-x}Th_xVe_{13}$. Немагнитные атомы тория, замещающие магнитные атомы урана, вызывают падение T_c с ростом x до концентрации $x_m = 1,7\%$, сменяющееся резким ростом T_c при $1,7\% < x \lesssim 3\%$ ^{3,4}. В то же время примеси вызывают качественные изменения в зависимости сопротивления от температуры. Рост концентрации примесей от 0 до 1,7% сопровождается падением температуры T_m — максимума на кривой зависимости сопротивления от температуры, разделяющей области когерентного ($T < T_m$) в некогерентного ($T > T_m$) режимов рассеяния^{3,5}. В $U_{1-x}Th_xVe_{13}$ $T_m(x=0) = 2,3$ К. Согласно общепринятым представлениям рост сопротивления с понижением температуры в области $T > T_m$ обусловлен процессами рассеяния на "почти" независимых кондо-центрах¹⁾. При $T < T_m$ образуется когерентное нормальное состояние в периодической решетке кондо-центров, в котором падение сопротивления с температурой обусловлено процессами рассеяния заряда друг на друге. Добавление примесей тория понижает температуру установления когерентного нормального состояния T_m . Обращает на себя внимание тот факт, что рост T_c с концентрацией тория начинается сразу после достижения концентрации, при которой T_m сравнивается с T_c , то есть там, где вещество переходит в сверхпроводящее состояние "не успев" пройти через "фазу" когерентного нормального состояния (см рисунок). Естественное объяснение этого получится, если предположить, что немагнитные атомы тория, замещающие магнитные атомы урана, действуют, как магнитные примеси, подавляя сверхпроводимость в когерентной области (то есть при $x < x_m$), однако, в некогерентном режиме ($x > x_m$) "включаются" процессы неупругого рассеяния носителей, способные, как показано выше, стимулировать сверхпроводимость.

Немоноотонный ход $T_c(x)$ в $U_{1-x}Th_xVe_{13}$ наблюдается только для примесей тория. Возможное объяснение этого связано с тем, что только при замещении урана торием когерентный режим (об-

1) Выражение кондо-центр мы будем понимать в более широком смысле, чем примесь, взаимодействующая с электронами проводимости посредством контактного обменного взаимодействия. В качестве таких объектов можно взять и рассмотренные выше двухуровневые примесные центры, неупругое рассеяние на которых происходит не в спиновом, а в зарядовом канале.

ласть концентраций, где $T_m - T_c > 0$) успевает смениться на некогерентный при еще не полном подавлении сверхпроводимости ($T_c > 0$). Если T_c начиная с некоторой концентрации примесей обращается в ноль при сохранении неравенства $T_m > 0$, как это имеет место в $U_{1-x}Th_xVe_{13}$ под давлением ⁴, сверхпроводимость сможет восстановиться только при еще больших концентрациях, когда и T_m обратится в ноль. Возможно для других примесных атомов обращение T_m в ноль происходит при сравнительно больших концентрациях чем в случае тория и это препятствует восстановлению сверхпроводимости. Сказанное допускает прямую экспериментальную проверку например с помощью примесей La, которые также немагнитны, и приблизительно также расширяют решетку $U_{13}Ve$ как и примеси тория. Можно использовать и комбинации примесей La и Th.



Схематическая фазовая диаграмма $U_{1-x}Th_xVe_{13}$ в плоскости (x, T) . T_c — линия перехода в сверхпроводящее состояние. T_m — линия максимума в зависимости сопротивления ρ от температуры, отделяющая области когерентного $T < T_m$ и некогерентного $T > T_m$ режима рассеяния. T_{c2} — линия дополнительного фазового перехода внутри сверхпроводящей области при $x > x_m$

В заключение уместно напомнить, что в области $x > x_m$ внутри сверхпроводящей фазы имеется второй фазовый переход (линия T_{c2} на рисунке), природа которого остается пока невыясненной. С современным состоянием экспериментальных исследований, связанных с этим переходом можно ознакомиться по работе ⁶.

Резюмируя, еще раз повторим основное утверждение работы, что неупругое рассеяние на примесных центрах возможно является причиной немонотонной зависимости $T_c(x)$ — температуры сверхпроводящего перехода в $U_{1-x}Th_xVe_{13}$.

Мне приятно поблагодарить Г.Е.Воловика, Г.М.Элиашберга, А.М.Дюгаева, А.М.Финкельштейна и В.Г.Марихина за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Элиашберг Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 28.
2. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Гос. изд. физ.-мат. лиг. 1962.
3. Smith J.L. et al. J. Appl. Phys., 1984, 55, 1996.
4. Lambert S.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 1619.
5. Borges H.A. et al. J. Mag. Mag. Mat., 1988, 76–77, 235.
6. Felder E. et al. Physica C, 1989, 162–164, 429.

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

Поступила в редакцию
22 марта 1990 г.