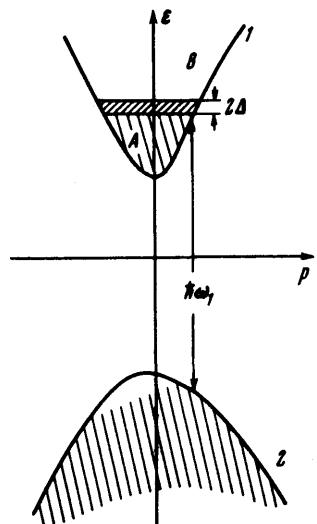


КВАЗИПОЛЕ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ И ПОВЫШЕНИЕ T_c В НЕРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ

А. Г. Аронов, В. Л. Гуревич

Сверхпроводящий переход – это фазовый переход второго рода. В этом смысле он аналогичен, например, переходу в магнитоупорядоченных системах. Известно, что приложении к ферромагнетику внешнего магнитного поля фазовый переход исчезает, и параметр порядка – намагниченность – остается отличным от нуля при всех температурах.

Не существует ли аналога такого внешнего поля в сверхпроводниках? Мы покажем, что подобное "квазиполе" может существовать в неравновесных условиях.



Зонная схема и схема переходов под влиянием света. Свет содержит частоты $\omega < \omega_1$. Вблизи потолка зоны 2 освобождается некоторое количество пустых мест за счет избытка электронов в зоне 1 по сравнению с равновесным значением

Рассмотрим полупроводник или полуметалл с зонной схемой, изображенной на рисунке. Под действием света определенного спектрального состава (рисунок) электроны переходят из валентной зоны 2 в область А зоны проводимости 1, расположенную под сверхпроводящей щелью шириной 2Δ . При этом освобождаются места вблизи потолка валентной зоны 2.

Отток электронов¹⁾ из области А зоны проводимости происходит по двум каналам. Главным образом они переходят со дна зоны 1 на свободные места зоны 2 в процессе излучательных прямых переходов^{2).}

¹⁾ На самом деле здесь правильней говорить не об электронах, а о возбуждениях в сверхпроводнике.

²⁾ Непрямые переходы тоже имеют место, однако в этой области ими можно пренебречь по сравнению с прямыми переходами.

Соответствующее время спонтанного излучения обозначим τ_{A_2} . Кроме того, они могут, поглотив фонон с энергией больше 2Δ , перейти в область B зоны 1, расположенную выше сверхпроводящей щели. Соответствующее характерное время τ_{AB} будем предполагать большим (например, за счет того, что ширина щели больше характерной фононной энергии).

Отток электронов из области B обусловлен также двумя причинами. Во-первых, это процессы испускания фонона, в результате которых электроны возвращаются в область A (соответствующее время τ_{BA} также будет предполагаться большим по сравнению со временем τ_B электрон-фононных столкновений внутри области B). Во-вторых, это непрямые переходы из области B непосредственно на свободные места зоны 2 с характерным временем τ_{B_2} .

Рассмотрим стационарное состояние, когда электронное распределение не зависит от времени. Поскольку электрон-фононные столкновения быстро устанавливают равновесие внутри каждой из областей A и B , а переходы $A \rightleftharpoons B$ происходят редко, функция распределения в каждой из областей есть функция Ферми, но со своими химическими потенциалами, μ_A , μ_B . Средняя величина $\bar{\mu} = (\mu_A + \mu_B)/2$ растет с увеличением полного числа электронов в зоне 1. Можно показать, что положение середины щели в спектре одночастичных возбуждений как раз совпадает с этой величиной. Тогда функции распределения возбуждений под и над щелью будут иметь вид:

$$F_p^{(A, B)} = \left(\exp \frac{\zeta_p \mp \delta \mu}{T} + 1 \right)^{-1}; \quad \zeta_p = \mp \sqrt{\xi_p^2 + \Delta^2} \quad (1)$$

$\xi_p = (p^2/2m) - \bar{\mu}$, p – квазимпульс, m – эффективная масса. Величины $\delta \mu$ и $\bar{\mu}$ определяются из соответствующих условий баланса.

Применяя известную процедуру Боголюбова [1]¹, получаем уравнение, связывающее величину щели с функцией распределения возбуждений:

$$1 = \frac{g}{2} \left[\int_{p > p_F} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1 - 2F_p}{\sqrt{\xi_p^2 + \Delta^2}} - \int_{p < p_F} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1 - 2F_p}{\sqrt{\xi_p^2 + \Delta^2}} \right] \quad (2)$$

или, подставляя в качестве F_p функцию (1)

$$1 = \frac{g}{2} \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{\sqrt{\xi_p^2 + \Delta^2}} \tanh \left[\frac{\sqrt{\xi_p^2 + \Delta^2}}{2T} + \frac{\delta \mu}{2T} \right]. \quad (2a)$$

¹) Как показывают оценки, при разумных интенсивностях света поправки к спектру возбуждений за счет поля световой волны еще малы, что и предполагается при выводе (2).

Интегрирование, как обычно, производится по области энергий $2\hbar\omega_D$ (ω_D – частота лебаевских фононов), g – это эффективная константа электрон-электронного взаимодействия.

При $\delta\mu \neq 0$ и $\Delta \rightarrow 0$ интеграл в правой части (2а) расходится. Это значит, что уравнение (2) имеет отличное от нуля решение Δ при любой температуре T . Таким образом, $\delta\mu$ играет роль квазиполя.

При $\delta\mu/T >> 1$ решение (2 а) в первом приближении имеет вид:

$$\Delta = \Delta_0 \left[1 - 2e^{-\delta\mu/T} K_0(\Delta/T) \right], \quad (3)$$

где Δ_0 – это величина щели при $\delta\mu = T = 0$, $K_0(x)$ – функция Макдональда. Этот случай по существу рассматривался авторами ранее [2].

При $\delta\mu/T \ll 1$ и $\Delta \ll T \ll \hbar\omega_D$

$$\Delta = T \left(\frac{T_c}{T} \right)^{2T/\delta\mu} = T \exp \left(- \frac{2T}{\delta\mu} \ln \frac{T}{T_c} \right), \quad (4)$$

где T_c – точка фазового перехода при $\delta\mu = 0$. Соотношение (4) справедливо при $T > T_c^{(1)}$.

Несколько заключительных замечаний.

1) Неравенствам типа $\tau_{BA} >> \tau_B$ удовлетворить на эксперименте чрезвычайно трудно. Если сильного неравенства нет, простые формулы типа (4) уже не имеют места. Однако, нужно думать, что и в этом случае в какой-то области температур и интенсивностей эффект сохранится, так как его существование формально связано с расходимостью правой части уравнения (2), обусловленной специфической неравновесностью функции распределения при наличии щели.

2) Указанная неравновесность функции распределения может существовать только за счет щели. А это значит, что рассматриваемое состояние метастабильно, и его можно получить, освещая первоначально равновесный сверхпроводник, а затем повышая температуру.

3) Проделанный расчет не учитывает конечного времени жизни куперовских пар. Учет его должен уменьшить значение параметра порядка Λ и, возможно, что сверхпроводимость при $T > T_c$ будет бесщелевой.

Авторы благодарны А.И.Ларкину, В.С.Малееву, Г.Е.Пикусу и Г.М.Элиашбергу за интересные дискуссии.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 марта 1972 г.

¹⁾ Вопрос о повышении T_c в сверхпроводнике в сильном поле СВЧ рассматривался ранее Элиашбергом [3].

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. М., Изд. Наука, 1964, стр. 300.
 - [2] А.Г.Аронов, В.Л.Гуревич. ФТТ, 14, 1129, 1972.
 - [3] Г.М.Элиашберг. Письма в ЖЭТФ, 11, 186, 1970; ЖЭТФ, 61, 1254, 1971.
-