

новится линейной (а не экспоненциальной), изменяются характер температурных зависимостей теплопроводности, коэф. поглощения звука, эл.-магн. излучения.

Магн. примеси не только уменьшают энергию связи куперовских пар, но и приводят к определенному их распределению по энергиям связи. В результате все куперовские пары имеют одинаковую энергию и пребывают в конденсате — часть из них имеет меньшие энергии связи и находится в возбужденном состоянии. Параметром порядка и в этом случае является когерентная волновая ф-ция бозе-конденсата, однако теперь $|\Psi|$ не определяет величину щели в энергетич. спектре. Наиб. отчетливо это проявляется в режиме бесщелевой С., когда бозе-конденсат ещё существует, а спектр электронных возбуждений уже становится бесщелевым.

Парамагн. примеси не единств. источник разрушения куперовских пар. Любое возмущение, неинвариантное относительно замены знака времени в гамильтониане системы, приводит к тому же эффекту. Куперовские пары являются суперпозицией состояний электронов с противоположными импульсами и спинами, к-рые переходят друг в друга при инверсии времени $t \rightarrow -t$, поэтому возмущение, неинвариантное относительно этого преобразования, разрушает пары. Таким возмущением могут быть внеш. магн. поле (эффект, проявляющийся в тонких плёнках), протекающий ток, неоднородное сверхпроводящее состояние.

Найтовский сдвиг. Частота ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для одного и того же ядра зависит от того, входит ли оно в состав диэлектрика или металла. В металле вероятность нахождения электронов проводимости вблизи ядра несколько возрастает. Эти электроны намагничиваются внеш. полем, и эфф. магн. поле, действующее на спин ядра, увеличивается, что приводит (по сравнению с диэлектриком) к т. н. найтовскому сдвигу частоты ЯМР. Поскольку магн. восприимчивость нормального металла χ_n практически не зависит от темп-ры, то постоянным остается и найтовский сдвиг. ЯМР можно наблюдать и в сверхпроводниках, если использовать тонкие плёнки или малые гранулы с характерными размерами, меньшими глубины проникновения δ . В таких образцах ниже T_c величина найтовского сдвига зависит от темп-ры и остаётся конечной даже при $T = 0$. При этом

$$\frac{\chi_s(0)}{\chi_n} \begin{cases} (\pi^2/16)\xi_0/l_{so}, & \xi_0 \ll l_{so}, \\ (1-3/4)l_{so}/\xi_0, & \xi_0 \gg l_{so}, \end{cases}$$

где $\chi_s(0)$ — магн. восприимчивость сверхпроводника при $T = 0$, l_{so} — длина свободного пробега электрона с переворотом спина, обусловленным спин-орбитальным взаимодействием. На первый взгляд эти проверенные экспериментально ф-лы противоречат модели БКШ, т. к. в этой модели при $T = 0$ все электроны объединены в куперовские пары с полным спином, равным нулю. Разрыв куперовской пары требует затрат энергии $\sim \Delta(0)$. Поэтому в сверхпроводнике не должно быть неспаренных электронов, способных создать отклик на слабое внеш. поле, и $\chi_s(0) = 0$. В действительности же в малых частицах и тонких плёнках, где наблюдается найтовский сдвиг, весьма существенно рассеяние на границах, в к-ром проявляется и спин-орбитальное взаимодействие. При учёте этого взаимодействия электронный спин перестаёт сохраняться, и классификация по полному спину электронной системы S становится невозможной. Даже в осн. состоянии сверхпроводника появляется примесь состояний с $S \neq 0$, что и делает возможным поляризацию в слабом магн. поле.

Высокочастотные свойства. Поглощение эл.-магн. излучения в сверхпроводнике при $T = 0$ обусловлено разрушением куперовских пар. Поэтому излучение с частотами $\omega < \omega_p = 2\Delta(0)/\hbar$ отражается от поверхности сверхпроводника (ω_p — пороговая частота). Характерные пороговые длины волн для традиционных

сверхпроводников лежат в диапазоне $0,1 - 1 \text{ мкм}$ ($\omega_p \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ Гц}$). Для $\hbar\omega \gg 2\Delta(0)$ различие между сверхпроводником и нормальным металлом стирается. Это относится к отражению в оптич. диапазоне, однако наличие куперовских пар может приводить здесь к своеобразному комбинационному рассеянию света. При отражении эл.-магн. излучения от поверхности сверхпроводника его спектральный состав включает в себя, кроме основной гармоники (с частотой ω_0), стоксовские «спутники», соответствующие потере энергии на разрыв пар. Их частоты непрерывно распределены в диапазоне $0 < \omega_p < \omega_0 - 2\Delta(0)/\hbar$, причём их относительная интенсивность чрезвычайно мала. При $T > 0$ в сверхпроводнике имеются неспаренные электроны, к-рые могут поглощать эл.-магн. кванты любой частоты, и описанные выше пороговые явления размываются.

Высокочастотное, $\hbar\omega \sim 2\Delta$, эл.-магн. поле большой интенсивности при воздействии на сверхпроводник может привести к повышению критич. темп-ры T_c сверхпроводящего перехода (Г. М. Элиашберг, 1970). Если образец поддерживать при темп-ре несколько выше T_c и облучать, то он может скачком перейти в сверхпрово-

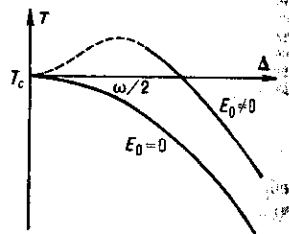


Рис. 9. Изменение температурной зависимости энергетической щели Δ при поглощении высокочастотного электромагнитного излучения $E_0 \cos \omega t$ в случае тонкой сверхпроводящей плёнки.

дующее состояние с конечной Δ (В. М. Дмитриев и др., 1966) (рис. 9). Роль эл.-магн. волны может играть и мощная звуковая волна подходящей частоты.

Частоты ультразвука, к-рые можно реально генерировать в сверхпроводнике, не превышают 10^9 Гц , что, намного меньше пороговой частоты $\omega_p \sim 10^{11} \text{ Гц}$. Поэтому при $T \rightarrow 0$ в поглощении ультразвука могут принимать участие лишь неспаренные электроны (число к-рых экспоненциально мало) и в этом случае коэф. поглощения звука оказывается значительно меньше, чем в нормальном металле.

Флуктуационные явления. Появление термодинамически неравновесных куперовских пар (сверхпроводящих флуктуаций) при темп-рах выше T_c приводит к тому, что сверхпроводник, пребывая ещё в своей нормальной фазе, как бы заранее «предчувствует» приближение сверхпроводящего перехода. В непосредственной окрестности выше T_c могут заметно возрастать его проводимость и теплоёмкость, коэф. поглощения звука, термоэдс и коэф. Холла и др. Увеличение теплоёмкости сглаживает скачок, имеющий место в самой точке перехода. Для чистого массивного сверхпроводника область темп-р ΔT , в к-рой существенно влияние флуктуации, можно оценить как $\Delta T/T_c \sim (a/\xi)^4 \sim 10^{-14} [(a/\xi)^4]$ — параметр Гинзбурга $\sim a - \text{Леванюка}$, показатель степени зависит от размерности системы. Эти эффекты становятся гораздо более заметными в сплавах и низкоразмерных сверхпроводниках благодаря уменьшению эфф. корреляц. длины и степени в параметре Гинзбурга — Леванюка. Для аморфных плёнок и нитевидных кристаллоидов (вискеров) флуктуационная область темп-р расширяется вплоть до $\Delta T/T_c \sim 10^{-3} - 10^{-1}$. Избыточная проводимость тонкой аморфной плёнки толщиной d при $T > T_c$

$$\Delta \sigma_{fl} = (e^2/16\hbar d) T_c (T - T_c).$$

Эта поправка обусловлена дополнительными, по сравнению с одноэлектронным, механизмом переноса заряда флуктуационно возникающими куперовскими парами (прямой вклад Асламазова — Ларкина, или пар-