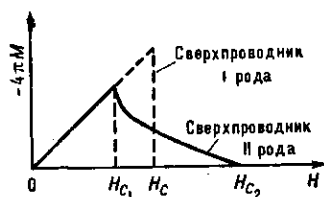


Рис. 4. Зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля для сверхпроводников 1-го и 2-го рода.



Сверхпроводники 1-го рода утрачивают С. скачком (фазовый переход 1-го рода): либо при достижении соответствующей данному полю критич. темп-ры $T_c(H)$, либо при повышении внеш. поля до критич. значения $H_c(T)$ (термодинамич. критич. поле). В точке фазового перехода, происходящего в магн. поле, в энергетич. спектре сверхпроводника 1-го рода сразу же появляется щель конечной величины. Критич. поле $H_c(T)$ определяет разность уд. свободных энергий сверхпроводящей F_s и нормальной F_n фаз:

$$F_n - F_s = H_c^2 / 8\pi.$$

Скрытая уд. теплота фазового перехода

$$Q = T(S_n - S_s) = -T \partial(F_n - F_s) / \partial T = (-T/4\pi) H_c \partial H_c / \partial T,$$

где S_n и S_s — уд. энтропии соответствующих фаз. Скачок уд. теплоёмкости при $T = T_c$

$$\Delta C = C_s - C_n = (T_c / 4\pi) [(\partial H_c / \partial T)^2].$$

В отсутствие внеш. магн. поля при $T = T_c$ величина $Q = 0$, т. е. происходит переход 2-го рода.

Согласно модели БКШ, термодинамич. критич. поле связано с критич. темп-рой соотношением

$$H_c(0) = 1,41 T_c \sqrt{\frac{2}{P_F / v_F \hbar^3}},$$

а его температурная зависимость в предельных случаях высоких и низких темп-р имеет вид:

$$H_c(T) = H_c(0) \begin{cases} 1 - 0,06(T/T_c)^2, & T \ll T_c; \\ 1,73(1 - T/T_c), & T_c - T \ll T_c. \end{cases}$$

Обе предельные ф-лы близки к эмпирич. соотношению $H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2]$, к-рое хорошо описывает типичные эксперим. данные (рис. 5). В случае нецилиндрич. геометрии опыта при превышении внеш. магн. полем определ. величины $H_0 = (1 - N)H_c$ (N — размагничивающий фактор) сверхпроводник 1-го рода пере-

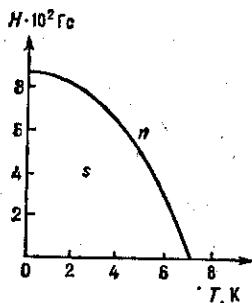


Рис. 5. Температурная зависимость термодинамического критического магнитного поля H_c .

ходит в промежуточное состояние: образец разделяется на слои нормальной и сверхпроводящей фаз, соотношение между объёмами к-рых зависит от величины H . Переход образца в нормальное состояние происходит постепенно, путём роста доли соответствующей фазы.

Промежуточное состояние может возникнуть и при протекании по сверхпроводнику тока, превышающего некое критич. значение I_c , соответствующего созданию на поверхности образца критич. магн. поля H_c .

Образование в сверхпроводнике 1-го рода промежуточного состояния и чередование слоёв сверхпроводящей и нормальной фаз конечного размера оказываются возможными только в предположении, что граница раздела между этими фазами обладает положит. поверх-

ностной энергией σ_{ns} . Величина и знак σ_{ns} зависят от соотношения между ξ и δ .

Отношение $\kappa = \delta/\xi$ наз. параметром Гиньябу рга — Ландау и играет важную роль в феноменологич. теории С. Знак σ_{ns} (или значение κ) даёт возможность строго определить род сверхпроводника: у сверхпроводника 1-го рода $\kappa < 1/\sqrt{2}$ и $\sigma_{ns} > 0$; для сверхпроводника 2-го рода $\kappa > 1/\sqrt{2}$ и $\sigma_{ns} < 0$. К сверхпроводникам 2-го рода относятся чистый Nb, большинство сверхпроводящих сплавов, органические и высокотемпературные сверхпроводники.

Для сверхпроводников 2-го рода $\sigma_{ns} < 0$, поэтому фазовый переход 1-го рода в нормальное состояние невозможен. Промежуточное состояние не реализуется, поскольку поверхность на границах фаз обладала бы отрицат. энергией и уже не выполняла бы роль фактора, сдерживающего бесконечное дробление. Для достаточно слабых полей и в сверхпроводниках 2-го рода имеет место эффект Мейснера. При достижении ниж. критич. поля H_{c1} (в случае $\kappa \gg 1$; $H_{c1} \approx H_c \kappa^{-1} \ln \kappa$), к-рое оказывается меньше формально вычисленного в этом случае H_c , становится энергетически выгодным проникновение магн. поля в сверхпроводник в виде одиночных вихрей (см. *Квантованные вихри*), содержащих в себе по одному кванту магнитного потока. Сверхпроводник 2-го рода переходит в смешанное состояние.

Сердцевины вихрей пребывают в нормальном (несверхпроводящем) состоянии, параметр порядка становится зависящим от координат: он обращается в нуль на оси вихря и восстанавливается до равновесного значения на расстояниях $\sim \xi$ (размер сердцевины вихря). По периферии вихря текут сверхпроводящие токи, экранирующие магн. поле за пределами вихря. По мере дальнейшего увеличения внеш. поля число вихрей растёт — эффект Мейснера становится неполным. Между вихрями по-прежнему остаётся сверхпроводящая фаза, по к-рой может протекать незатухающий ток. Сами вихри в изотропном сверхпроводнике упорядочиваются в треугольную решётку (т. н. *решётка вихрей Абрикосова*). Такая картина постепенного проникновения внеш. поля в объём сверхпроводника 2-го рода существует вплоть до верх. критич. поля H_{c2} , когда С. исчезает окончательно. При таких полях происходит разрушение куперовских пар вследствие их закручивания, т. к. пара может существовать как единое целое лишь до тех пор, пока радиус ларморовской прецессии превышает характерный размер куперовской пары ξ . Это условие и определяет поле $H_{c2} \approx \kappa H_c$.

При протекании тока в сверхпроводнике 2-го рода на вихри действует сила Ампера, что должно приводить к их движению в перпендикулярном току направлении. Однако при наличии в сверхпроводнике неоднородностей структуры последние могут удерживать решётку вихрей Абрикосова в равновесии до тех пор, пока ток не слишком велик (меньше критического). Это явление наз. пиннинг и гом. В условиях пиннинга при достаточно слабом токе движение вихрей (перенос магн. потока) может осуществляться только посредством тепловой активации — флуктуац. перескоков отд. вихрей либо целых областей решётки из одних положений локального равновесия в другие (что приводит к локальным деформациям решётки). Явление ползучести решётки вихрей Абрикосова наз. крипом магнитного потока. Напряжение U , возникающее на образце, обусловлено движением вихрей и определяется соотношением

$$U \propto \exp(-\mathcal{E}_{ак}/kT),$$

где энергия активации $\mathcal{E}_{ак}$ убывает с возрастанием тока и может зависеть от внеш. магн. поля.

При определ. условиях своеобразное неоднородное сверхпроводящее состояние может реализоваться и в полях выше H_{c2} . Так, если сверхпроводник 2-го рода