

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

537.312.62

ПОВЕДЕНИЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В УМЕНЬШАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Большинство чистых металлов-сверхпроводников относится к так называемым сверхпроводникам первой группы. Если в таком металле, находящемся во внешнем магнитном поле, одновременно существуют нормальная и сверхпроводящая фазы (промежуточное состояние), то, согласно теории Гинзбурга — Ландау¹, у таких металлов толщина переходного слоя между нормальной и сверхпроводящей фазами $\xi(T) \geq \sqrt{2}\delta_0(T)$, где δ_0 — глубина проникновения слабого магнитного поля ($10^{-5} \div 10^{-6}$ см). Таким образом, у сверхпроводников первой группы основной параметр теории Гинзбурга — Ландау, величина $\kappa \equiv \delta_0(T) / \xi(T) \leq 1/\sqrt{2}$. Легко показать, что это соответствует положительной поверхностной энергии для границы раздела между нормальной и сверхпроводящей фазами.

Если длинный цилиндрический сверхпроводник первой группы поместить в продольное магнитное поле и исследовать процесс намагничивания такого образца, то зависимость намагничивания M (магнитный момент единицы объема) от внешнего магнитного поля H будет такой, как показано на рис. 1. Переход из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно для образца, находящегося в магнитном поле, будет фазовым переходом первого рода. Поэтому при уменьшении внешнего поля H от значений поля $H > H_c$ переход из нормального состояния в сверхпроводящее может задержаться до полей, меньших H_c , что произойдет, если будет затруднено образование зародышей сверхпроводящей фазы. Это и есть явление переохлаждения. Здесь H_c — критическое термодинамическое поле, т. е. такое поле, при котором нормальная и сверхпроводящая фазы находятся в равновесии. Однако, как показано в работе¹, существует такое поле $H_{c2} = \sqrt{2}\kappa H_c$, при котором существование нормальной фазы становится уже абсолютно неустойчивым. При температурах, близких к T_c , образование зародышей затруднено, так как $\xi(T)$ при таких температурах достаточно велико. Поэтому есть надежда, что в опытах по переохлаждению будет достигнуто поле H_{c2} и таким путем может быть определен параметр κ . Линтон² считает, что значения κ , вычисленные из данных по переохлаждению, являются, по всей вероятности, наиболее надежными.

Однако появившаяся недавно работа Сен-Джеймса и де-Жана³ заставит, по-видимому, пересмотреть многие значения κ , полученные из экспериментов по переохлаждению.

Авторы обратили внимание на то, что граница идеально однородного бездефектного сверхпроводника уже является своего рода дефектом, и, используя теорию Гинзбурга —

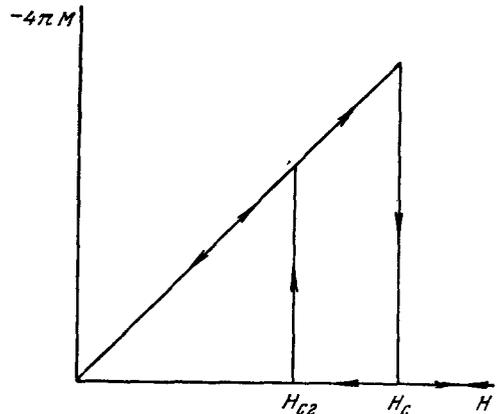


Рис. 1. Кривая намагничивания сверхпроводника первой группы.

В ослабляющемся поле нормальная фаза может быть метастабильной и переохлаждаться до поля H_{c2} , при котором она становится абсолютно неустойчивой.

Ландау, показали, что условие абсолютной неустойчивости нормальной фазы возникает поэтому при переохлаждении сначала в поверхностном слое толщины $\sim \xi(T)$.

Это произойдет в поле $H_{c3} = 1,691H_{c2}$, и, таким образом, в интервале полей $H_{c2} \leq H \leq H_{c3}$ поверхностный слой будет находиться в сверхпроводящем состоянии, в то время как внутренняя часть все еще будет заполнена нормальной фазой, находящейся в метастабильном переохлажденном состоянии, которое станет абсолютно неустойчивым, когда поле опустится до значения H_{c2} .

По-иному ведут себя так называемые сверхпроводники второй группы, к которым относятся большинство сплавов и интерметаллических соединений, а из чистых металлов — ниобий. Теория поведения сверхпроводников второй группы во внешнем магнитном поле разработана Абрикосовым⁴. У них $\kappa \geq 1/\sqrt{2}$, а это, как

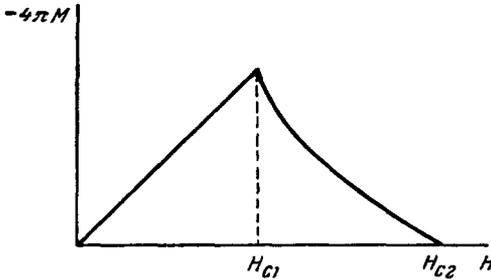


Рис. 2. Кривая намагничивания сверхпроводника второй группы. Переход в поле H_{c2} — фазовый переход второго рода.

нетрудно показать, приводит к отрицательной поверхностной энергии границы между нормальной и сверхпроводящей фазами. Это обстоятельство является ключевым для понимания всего процесса намагничивания сверхпроводников второй группы.

Абрикосов показал, что в увеличивающемся магнитном поле сначала сверхпроводник второй группы должен вести себя так же, как и сверхпроводник первой группы, т. е. должен наблюдаться полный эффект Мейснера: магнитное поле полностью выталкивается из объема сверхпроводника (кроме тонкого поверхностного слоя — глубины проникновения). Однако при достижении полей величины $H_{c1} < H_c$ (H_{c1} — нижнее критическое поле) начнется проникновение в сверхпроводник отдельных квантованных нитей магнитного потока. Каждая нить несет квант магнитного потока $\Phi_0 = hc/2e = 2 \cdot 10^{-7} \text{ гс} \cdot \text{см}^2$. Возникает смешанное состояние. По мере увеличения внешнего поля H расстояние между нитями будет сокращаться, а среднее поле внутри сверхпроводника B приближаться к H (поле на оси каждой нити равно H , и металлы на оси нити находятся в нормальном состоянии). Наконец, когда внешнее поле достигнет величины $H_{c2} = \sqrt{2}\kappa H_c$ (верхнее критическое поле), среднее внутреннее

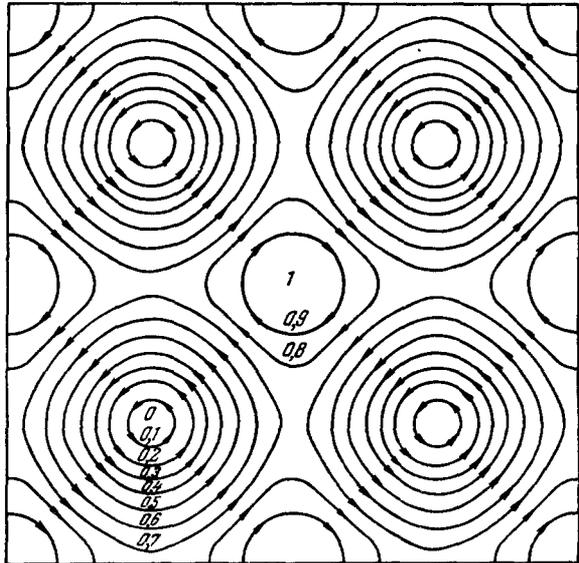


Рис. 3. Распределение магнитного поля в сверхпроводнике второй группы, когда внешнее поле H близко к H_{c2} ($H \lesssim H_{c2}$).

Линии намагничивающих сверхпроводящих токов (отмечены стрелками) совпадают с линиями равного значения внутреннего магнитного поля. Числа соответствуют относительной плотности n_s сверхпроводящих электронов. В точках $n_s = 0$ магнитное поле максимально и равно внешнему. Период полученной квадратной решетки — порядка $\xi(T)$.

поле B сравняется с H и сверхпроводник второй группы перейдет в нормальное состояние. При этом должен наблюдаться фазовый переход второго рода. Это означает полную обратимость перехода и, соответственно, отсутствие процессов перегрева и переохлаждения. Кривая намагничивания сверхпроводников второй группы дана на рис. 2. Появлению смешанного состояния легко дать физическое объяснение. Действительно, в силу того что энергия границы между нормальной и сверхпроводящей фазами в сверхпроводнике второй группы отрицательна, для образца, помещенного

во внешнее магнитное поле, оказывается энергетически выгодным разбиение всего объема металла на области нормальные и сверхпроводящие, так, чтобы граница между ними (толщина $\sim \xi(T)$) заняла наибольший объем. Это и приводит к появлению смешанного состояния, так как вдоль осей нитей металл находится в нормальном состоянии, а в промежутках между ними — в сверхпроводящем. Картина распределения внутреннего поля H_i в смешанном состоянии дана на рис. 3.

Результаты работы Сен-Джеймса и де-Жана заставят по-новому взглянуть и на поведение сверхпроводников второй группы в ослабляющемся поле. Для них самым верхним критическим полем оказывается теперь не поле H_{c2} , а поле $H_{c3} = 1,691H_{c2}$, при котором в тонком поверхностном слое образца ($\sim \xi(T)$) появляется сверхпроводящее состояние. Эта поверхностная сверхпроводимость будет существовать в интервале полей $H_{c2} < H < H_{c3}$, и когда внешнее поле H опустится до значения H_{c2} , весь объем сверхпроводника перейдет в смешанное состояние.

В нескольких экспериментальных работах, появившихся совсем недавно, сообщается об обнаружении третьего критического поля H_{c3} в сверхпроводниках второй группы. Так, в работе Бюргера и др.⁵ исследовались пленки сплава Sn — In толщиной 6000 Å. Толщина поверхностного сверхпроводящего слоя оценивается в 1000 Å. Таким образом, в такой пленке осуществились условия, благоприятные для появления поверхностной сверхпроводимости. И действительно, она была обнаружена авторами, и верхнее критическое поле H_{c3} оказалось равным $1,6 H_{c2}$.

Кардона и Розенблюм⁶ с помощью микроволновой техники обнаружили для сплава 50% Pb — 50% Tl поле $H_{c3} = (1,4 \div 1,9) H_{c2}$ в зависимости от условий на поверхности, причем отношение H_{c3}/H_{c2} оказалось не зависящим от температуры.

Наконец, четыре критических поля сплава In — 6% Pb (H_c , H_{c1} , H_{c2} и H_R — поле, при котором появляется сопротивление) исследовались в работе⁷. H_R совпало с теоретическим значением $H_{c3} = 1,691H_{c2}$ в пределах 10%.

В. В. Шмидт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Г и н з б у р г, Л. Д. Л а н д а у, ЖЭТФ 20, 1064 (1950).
2. Э. А. Л и н т о н, Сверхпроводимость, М., Изд-во «Мир», 1964, стр. 82.
3. D. Saint-James, P. G. de Gennes, Phys. Letts. 7, 306 (1963).
4. А. А. А б р и к о с о в, ЖЭТФ 32, 1442 (1957).
5. J. P. Burger, Sol. State Comm. 2, 101 (1964).
6. M. Cardona, B. Rosenblum, Phys. Letts. 8, 308 (1964).
7. S. Gyga, J. L. Olsen, R. H. Kroppschot, Phys. Letts. 8, 228 (1964).