Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 5, стр. 279 – 281 *10 сентября 1988 г.*

О МАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА ВО ФЛУКТУАЦИОННОЙ ОБЛАСТИ

Е.Б.Коломейский

Показано, что внутри флуктуационной области по мере приближения к точке фазового перехода сверхпроводимость второго рода сменяется сверхпроводимостью первого рода независимо от характера перехода.

Природа фазового перехода в нормальное состояние в сверхпроводниках второго рода до сих пор является предметом дискуссий. В широко известной реботе [1], исходя из $4-\epsilon$-разложения, был сделан вывод о скачкообразности перехода. К противоположному выводу пришли авторы работы [2], основываясь на численном анализе трехмерной решеточной модели, а также некоторых довольно убедительных аналитических аргументах. Причина противоречия в настоящее время неясна.

В предлагаемом сообщении обращается внимание на весьма нетривиальные магнитные свойства сверхпроводников второго рода, которые проявляются в достаточно узкой окрестности температуры перехода T_c независимо от характера перехода. Магнитные свойства сверхпроводников зависят от соотношения между лондоновской глубиной проникновения δ и корреляционной длиной ξ. При подходе к точке фазового перехода обе эти длины неограниченно возрастают. В рамках теории Гинзбурга – Ландау они увеличиваются по одному и тому же закону, так что их отношение $\kappa=\delta/\xi$ есть постоянная, порядка отношения этих величин при абсолютном нуле [3]. Следовательно, магнитные свойства сверхпроводников (принадлежность к первому или второму роду) не претерпевают качественных изменений при приближении к температуре перехода в пренебрежении критическими флуктуациями. Ниже будет показано, что во флуктуационной области δ растет гораздо медленнее, чем ξ. Поэтому достаточно близко к температуре перехода они сравниваются по порядку величины и сверхпроводник превращается в таковой – первого рода, даже если в области применимости теории Гинзбурга – Ландау он принадлежал ко второму.

Рассмотрим, например, сверхпроводник заведомо второго рода. В температурной области, где $\ln(\delta/\xi)\gg 1$, выражение для линейной энергии абрикосовского вихря имеет вид

$$\epsilon=\left(\frac{\Phi_0}{4\pi\delta}\right)^2\ln\left(\frac{\delta}{\xi}\right),$$

где $\Phi_0=\pi\hbar c/e$ – квант магнитного потока. Будем экстраполировать его во флуктуационную область, считая ϵ и δ, зависящими от ξ. Согласно гипотезе масштабной инвариантности [4], в этой области ϵ, как свободная энергия линейного объекта, должна обращаться в нуль как T_c/ξ. Отсюда

$$\delta^2\sim\xi\frac{\Phi_0^2}{T_c}\ln\left(\frac{\delta}{\xi}\right). \qquad (1)$$

Заметим, что использование выражения для энергии вихря является не единственно возможным способом получения зависимости $\delta(\xi)$ (см. ниже): нам просто удобнее исходить из формулы, в которой изначально содержится заряд электрона. Из последнего соотношения видно, что δ растет, в основном, как $\xi^{1/2}$. Следовательно, при достаточно большом ξ глубина проникновения сравняется по порядку величины с корреляционной длиной и сверхпроводник станет первого рода. Та корреляционная длина ξ^*, при которой это происходит, может быть оценена из соотношения

$$\xi^*\sim\Phi_0^2/T_c\,.$$

При получении формулы (1) мы предположим, что находимся внутри флуктуационной области. Поэтому найденная длина ξ^* должна превышать тот пространственный размер, за которым, согласно критерию Леванюка – Гинзбурга [4], будет нарушаться теория Ландау. Можно убедиться в том, что это условие совпадает с требованием принадлежности сверхпроводника ко второму роду по теории Гинзбурга – Ландау. Выражая ξ^* через значение κ (вне флуктуационной области) и число Гинзбурга Gi в теории БКШ [3], находим

$$\xi^* \sim \frac{\hbar}{p_F} \kappa^2 \, \mathrm{Gi}^{-3/4} , \tag{2}$$

где p_F – импульс Ферми.

При $\xi > \xi^*$ зависимость $\delta(\xi)$ отличается от (1) отсутствием логарифма. Воспользовавшись при этом определением δ [3] : $\delta^2 = mc^2/4\pi ne^2$ (m – масса электрона, n – плотность сверхпроводящих электронов), приходим к соотношению

$$n \sim m T_c \hbar^{-2} \xi^{-1} ,$$

которое не содержит заряда электрона. Последняя зависимость была найдена Джозефсоном [5] для плотности сверхтекучего гелия в окрестности λ-точки. Для заряженой сверхтекучей жидкости она автоматически приводит к выводу о принадлежности всех сверхпроводников достаточно близко к точке перехода к первому роду.

Найдем температурную область ΔT существования сверхпроводимости первого рода. Во флуктуационной области

$$\xi \sim \frac{\hbar}{p_F} | (T - T_c)/T_c |^{-\nu} \, \mathrm{Gi}^{-1/4} .$$

Для ν, пренебрегая малым индексом теплоемкости, с очень хорошей точностью имеем [5, 3] $\nu = 2/3$. Подставляя в формулу (2), находим

$$\Delta T \sim T_c \kappa^{-3} \, \mathrm{Gi}^{3/4} . \tag{3}$$

"Размер" области перехода первого рода ΔT_{I}, согласно [1]

$$\Delta T_{\mathrm{I}} \sim T_c \kappa^{-3} \, \mathrm{Gi} . \tag{4}$$

На первый взгляд может показаться, что переход к сверхпроводимости первого рода – всего лишь другая интерпретация результатов [1], а различие между 3/4 и единицей – следствие какой-то неучтенной температурной зависимости. Действительно, зависимость (3) получена из соотношения Джозефсона, учитывающего флуктуации параметра порядка, а формула (4) – в результате дополнительного учета флуктуаций векторного потенциала. Однако последнее давало бы температурную зависимость Φ_0, что очевидно невозможно [6]. Таким образом природа соотношений (3) и (4) различна. Условие принадлежности интервала ΔT флуктуационной области требует выполнения неравенства: $\kappa \gg \mathrm{Gi}^{-1/12}$.

Итак, независимо от характера перехода в нормальное состояние на фазовой диаграмме "магнитное поле-температура" должна существовать точка, где сливаются кривые верхнего и нижнего критического поля. Из факта существования длины ξ^*, где сверхпроводимость меняет характер, следует еще один интересный вывод: критическое поведение гранулированного сверхпроводника с размерами гранул, не превышающими ξ^*, должно отличаться от поведения массивного монокристалла того же вещества (характерная величина ξ^* – от микрон до сантиметров).

Можно надеяться, что предсказываемые эффекты легче будет обнаружить в новых высокотемпературных сверхпроводниках, где по оценкам работ [7, 8] число Гинзбурга не слишком мало: $\mathrm{Gi} \sim 10^{-5} - 10^{-2}$.

В силу известной аналогии между сверхпроводниками и смектиками-A [9] все выводы настоящей работы применимы и к последним.

Автор выражает глубокую благодарность А.П.Леванюку, Е.И.Кацу, Д.Е.Хмельницкому и С.А.Пикину за полезные дискуссии.

Литература

1. *Halperin B.I., Lubensky T.C., Ma S.-k.* Phys. Rev. Lett., 1974, **32**, 292.
2. *Dasgupta C., Halperin B.I.* Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 1556.
3. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика. ч. 2, М.: Наука, 1978.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. ч. 1, М.: Наука, 1976.
5. *Josephson B.D.* Phys. Lett., 1966, **21**, 608.
6. *Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д.* ЖЭТФ, 1950, **20**, 1064.
7. *Горьков Л.П., Копнин Н.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **41**, 351.
8. *Покровский В.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 539.
9. *De Gennes P.G.* Sol. St. Comm., 1972, **10**, 753.

Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 июля 1988 г.