

КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СВИНЦЕ

*И. Н. Хлюстикова**

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 11 апреля 2011 г.

На образцах монокристаллов свинца проведены измерения критического поля поверхностной сверхпроводимости H_{c3} . Показано, что вблизи критической температуры T_c температурная зависимость H_{c3}/H_c существенно нелинейна. Относительные изменения величины отношения H_{c3}/H_c достигают около 30 %, что не описывается в рамках теории Гинзбурга – Ландау. Полученные зависимости позволяют утверждать, что критическая температура поверхностной сверхпроводимости заметно превышает критическую температуру объемной сверхпроводимости. Сделаны оценки величин разности критических температур и величины параметра Гинзбурга – Ландау для свинца.

1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно считается, что между критическими магнитными полями сверхпроводников H_{c2} и H_{c3} существует универсальная связь $H_{c3} \approx 1.695 H_{c2}$. Вывод этого соотношения можно найти, например, в книге [1]. Соответственно, получается $H_{c3} \approx 1.695 \kappa \cdot \sqrt{2} H_c$ (κ — параметр Гинзбурга – Ландау). Таким образом, измерения величин полей H_{c3} и H_c , сделанные при температурах несколько ниже критической T_c , позволяют определить величину параметра κ .

Согласно теоретической работе [2] температурную поправку величины κ при 10-процентном отклонении от T_c следует ожидать на уровне примерно 0.5 %. Вместе с тем экспериментальные работы, например [3, 4], показывают, что даже в узком диапазоне температур вблизи T_c отношение величин H_{c3}/H_c изменяется в гораздо более широких пределах. Этот факт является основанием полагать, что критические поля H_{c3} и H_{c2} связаны между собой более сложными соотношениями, чем простая пропорциональность.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Критическое магнитное поле поверхностной сверхпроводимости H_{c3} с высокой степенью точности можно сравнительно просто измерить для

сверхпроводников первого рода. Как показано в работах [5–7], если $\kappa < \kappa_F = 0.405$, то появление поверхностной сверхпроводимости сразу вызывает неустойчивость переохлажденной нормальной фазы в объеме сверхпроводника, т. е. $H_{c3} = H_{sc}$ (H_{sc} — наблюдаемое поле предельного переохлаждения образца).

Наиболее подходящим веществом для проведения подобных исследований является свинец. Свинец — сверхпроводник первого рода. Соответственно, критическое поле $H_c(T)$ является хорошо экспериментально определяемой величиной. Во-вторых, для свинца $\kappa < \kappa_F$. И, наконец, из всех чистых сверхпроводников первого рода свинец обладает наибольшей величиной критической температуры T_c и, соответственно, наибольшим температурным интервалом (в абсолютных единицах) применимости теории Гинзбурга – Ландау для описания свойств сверхпроводников.

Исследованные образцы свинца были изготовлены из кристаллов, использованных ранее в работе [8]. От исходного кристалла на электроэрозионном станке отрезался кусочек с размерами порядка 1 мм, который затем подвергался глубокому травлению для удаления поврежденного поверхностного слоя. В результате образцы имели форму близкую к сфере диаметром около 0.6 мм. Сравнительно большие размеры образцов позволяют избежать проявления размерных эффектов при приближении к критической температуре T_c .

*E-mail: khly@kapitza.ras.ru

Измерения проводились на СКВИД-магнитометре [9] в варианте, позволяющем работать при температурах образцов выше температуры жидкого гелия [10], критическая температура для свинца равная 7.1999 К [11] была принята за реперную.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Образец экспериментальной записи зависимости магнитного момента образца от магнитного поля представлен на рис. 1. Горизонтальная часть записи соответствует нормальному состоянию образца (регистрируется при уменьшении поля), а наклонная — промежуточному (регистрируется при увеличении поля). Стрелками показаны критическое магнитное поле H_c и поле переохлаждения нормального состояния H_{sc} . В поле H_{sc} магнитный момент образца изменяется необратимым скачком. Для повторного наблюдения этого скачка необходимо предварительно приложить к образцу внешнее поле, превышающее H_c .

Поскольку из-за большой величины параметра Гинзбурга–Ландау κ переохлаждение нормальной фазы в свинце невелико, результаты измерений оказалось удобным представить, как это сделано на рис. 2, в виде разности между полями H_c и H_{sc} .

Проведенные измерения позволили разделить исследованные образцы на две группы: с широкой и уз-

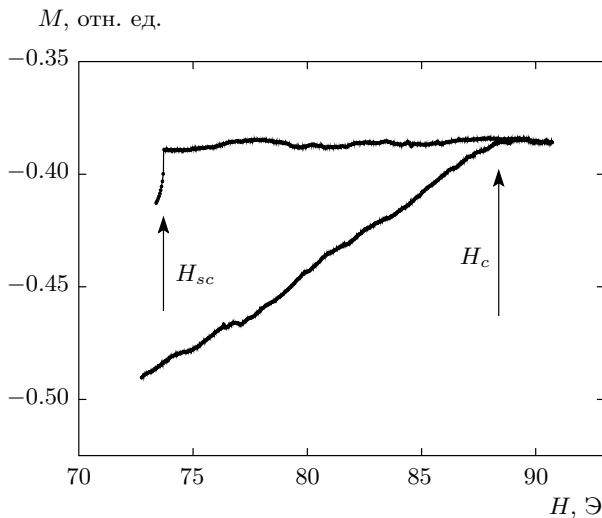


Рис. 1. Пример экспериментальной записи зависимости магнитного момента образца от магнитного поля; H_{sc} — поле переохлаждения нормальной фазы объема образца; H_c — критическое поле сверхпроводимости

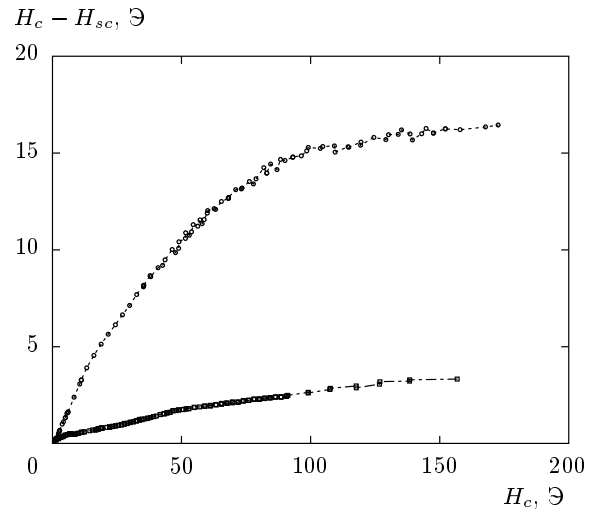


Рис. 2. Зависимости разности полей $H_c - H_{sc}$ от величины поля H_c . Верхняя кривая — монокристалл, нижняя кривая — образец, содержащий предположительно двойниковые границы

кой областями метастабильных состояний. В образцах второй группы ширина области переохлажденных состояний не превышала примерно 3% от H_c .

С аналогичной ситуацией мы сталкивались в предыдущих экспериментах [8]. Было выяснено, что узкой областью переохлажденных состояний обладают образцы, подвергавшиеся пластической деформации. Вероятно, что они содержали двойниковые границы. Границы двойников могли появиться при рекристаллизации пластически деформированных областей образцов, так как свинец отжигается уже при комнатной температуре. Таким образом, есть основания полагать, что образцы первой группы являются монокристаллическими и область переохлажденных состояний определяется поверхностной сверхпроводимостью.

На рис. 3 показана нормированная на T_c температурная зависимость отношения $H_{sc}/(1.695\sqrt{2}H_c)$ для монокристаллических образцов. Шкала температур восстановлена на основании зависимости $H_c(T)$ из работы [12]. Нормировочный коэффициент $1.695\sqrt{2}$ введен для представления результатов измерений в единицах, используемых для параметра Гинзбурга–Ландау.

Вся полученная кривая лежит ниже уровня 0.4. Таким образом, измеренные величины поля переохлаждения H_{sc} действительно можно отождествить с критическим полем поверхностной сверхпроводимости H_{c3} .

При увеличении температуры величина отношения $H_{c3}(T)/H_c(T)$ сначала уменьшается, а вблизи T_c

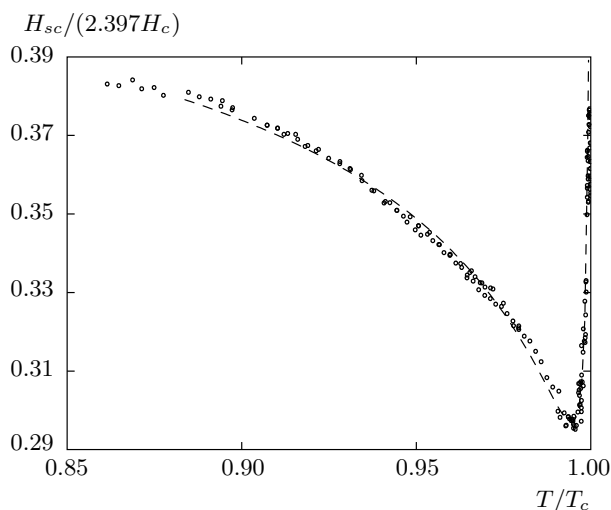


Рис. 3. Зависимость отношения $H_{sc}/(1.695\sqrt{2} H_c)$ от температуры для монокристалла. Штриховая кривая — аппроксимация [13]

наблюдается очень быстрый рост. Зарегистрированные изменения отношения $H_{c3}(T)/H_c(T)$ в исследованном интервале температур достигают примерно 30 %, что находится в противоречии с теорией Гинзбурга–Ландау.

Характер низкотемпературной части представленной зависимости показывает, что экстраполяция результатов измерений $H_{c3}(T)/H_c(T)$ никак не может дать правильной оценки величины параметра κ . Используя для экстраполяции только далекие от T_c результаты, получаем заведомо завышенные значения κ . При приближении к критической температуре наклон зависимости H_{c3}/H_c возрастает, соответственно, возрастает и погрешность определения параметра Гинзбурга–Ландау.

При дальнейшем приближении к T_c уменьшение отношения H_{c3}/H_c сменяется его быстрым ростом. Это говорит о том, что на фазовой (H, T) -плоскости линия критических полей поверхностной сверхпроводимости $H_{c3}(T)$, по-видимому, пересекает линию $H_c(T)$, т. е. поверхностная сверхпроводимость существует в полях, превышающих H_c . Соответственно, должна существовать отличная от T_c объемной сверхпроводимости критическая температура T_{cs} поверхностной сверхпроводимости, причем $T_{cs} > T_c$.

Анализ такой задачи с учетом поверхностной энергии сверхпроводящей фазы в рамках теории Гинзбурга–Ландау выполнен в работе [13]. Аппроксимация экспериментальных данных на основании результатов этой работы показана на рис. 3 штриховой кривой. Проведенная аппроксимация позволяет

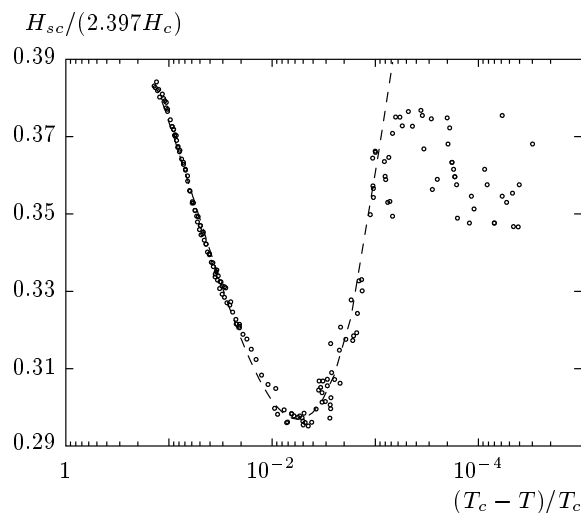


Рис. 4. Зависимость отношения $H_{sc}/(1.695\sqrt{2} H_c)$ от температуры в полулогарифмическом масштабе. Штриховая кривая — аппроксимация [13]

сделать оценки разности критических температур и параметра Гинзбурга–Ландау объемной сверхпроводимости свинца:

$$T_{cs} - T_c \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ К}, \quad \kappa = 0.2 \pm 0.02.$$

Полученная величина разности критических температур на несколько порядков превышает известные оценки, а значение параметра κ по крайней мере вдвое отличается от литературных данных.

На рис. 4 воспроизведены результаты рис. 3 в полулогарифмическом масштабе. Такой график позволяет увидеть еще одну характерную черту зарегистрированной зависимости, которая проявляется в непосредственной близости к критической температуре T_c . Точность измерений в этом диапазоне температур невелика, однако можно утверждать, что отношение полей $H_{sc}/(1.695\sqrt{2} H_c)$ перестает зависеть от температуры и остается на уровне примерно 0.36. Такое поведение поля переохлаждения качественно соответствует результатам работ [5–7], в которых показано, что в случае больших величин поля H_{c3} локализованная поверхностная сверхпроводимость может существовать и в полях меньших H_c , не вызывая перехода в сверхпроводящее состояние всего объема образца. Следует отметить, что в указанных работах поверхностная энергия не учитывалась. Вероятно, что это и является причиной расхождения в численных значениях параметров, когда рождение поверхностной сверхпроводимости перестает сразу вызывать переход всего объема образца в сверхпроводящее состояние.

Автор благодарен Е. Р. Подоляку и В. И. Марченко за многочисленные обсуждения и помощь при проведении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
2. Л. П. Горьков, ЖЭТФ **37**, 833 (1959).
3. J. Feder and D. McLachlan, Phys. Rev. **177**, 763 (1969).
4. И. Н. Хлюстикова, ЖЭТФ **129**, 294 (2006).
5. J. Feder, Sol. St. Comm. **5**, 299 (1967).
6. J. G. Park, Sol. St. Comm. **5**, 645 (1967).
7. В. И. Марченко, Е. Р. Подоляк, ЖЭТФ **124**, 172 (2003).
8. В. А. Березин, И. Н. Хлюстикова, ЖЭТФ **108**, 938 (2009).
9. И. Н. Хлюстикова, М. С. Хайкин, ПТЭ №2, 184 (1980).
10. И. Н. Хлюстикова, ПТЭ №6, 167 (1984).
11. *Таблицы физических величин*, Атомиздат, Москва (1976).
12. D. E. Marother, IBM Journal **6**, 77 (1962).
13. Е. Р. Подоляк, ЖЭТФ **140**, 1185 (2011).