

# ПОВЕРХНОСТНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В СВИНЦЕ

*И. Н. Хлюстикова\**

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

Поступила в редакцию 18 сентября 2015 г.

В монокристаллах свинца обнаружен переход в поверхностное сверхпроводящее состояние при температуре примерно на 0.25 мК выше критической температуры объемного перехода. Исследована фазовая  $(H, T)$ -диаграмма этого состояния.

DOI: 10.7868/S0044451016020140

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] было обнаружено, что экспериментально наблюдаемые температурные зависимости критического поля поверхностной сверхпроводимости  $H_{cs}(T)$  существенно отличаются от зависимостей  $H_{c3}(T)$  [3]. В результате анализа данных, полученных при измерениях магнитного момента образцов свинца вблизи критической температуры  $T_c$  (перехода в сверхпроводящее состояние), в работах [2, 4] было высказано предположение, что критическая температура поверхностной сверхпроводимости  $T_{cs}$  может заметно превышать  $T_c$  объема образца.

## 2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследовавшиеся в настоящей работе образцы монокристаллов свинца имели форму близкую к шару с диаметром около 0.3 мм. Поверхность образцов химически полировалась в смеси перекиси водорода и уксусной кислоты [5]. Ориентация образцов относительно прикладываемого внешнего магнитного поля в проведенных экспериментах не контролировалась.

Зависимости магнитного момента образцов от магнитного поля  $M(H)$  регистрировались при помощи СКВИД-магнитометра [6]. Записи зависимостей  $M(H)$  позволяют определить критические поля как точки переходов между линейными участками с пренебрежимо малой восприимчивостью, соответствующей нормальному состоянию образца, и участ-

ками с большой, зависящей от внешнего магнитного поля, восприимчивостью.

Регистрируемой характеристикой, соответствующей температуре образца, служило напряжение, подаваемое на нагреватель образца от 16-битного цифро-аналогового преобразователя. Характерная мощность, необходимая для нагрева образца до температуры сверхпроводящего перехода, была около 50 мкВт.

Применимость такого способа измерения температуры образца обеспечивалась проведением калибровки в каждой серии измерений. Для линеаризации вкладов в дрейф температуры от изменения в криостате уровней гелия и азота, а также других влияющих факторов, записи зависимостей  $M(H)$  проводились через равные интервалы времени и в одном и том же направлении изменения температуры. Две последовательные записи, сделанные на одном температурном уровне в течение примерно 3–4 мин, в пределах точности экспериментов совпадали друг с другом. Пример результатов калибровки показан на рис. 1. На графике показана измеренная зависимость критического поля  $H_c$  от напряжения нагревателя в битах (только младшие разряды подаваемого на ЦАП кода) в области температур, когда  $H_c$  заведомо превышает критическое поле поверхностной сверхпроводимости  $H_{cs}$  и линейно зависит от температуры. На вставке пример экспериментальной записи, направление развертки магнитного поля слева направо (так же и на других примерах экспериментальных записей).

Линейность полученных результатов дает основания для использования такого метода измерения температуры в пределах немного более широких, чем интервал калибровки. Используя таблич-

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

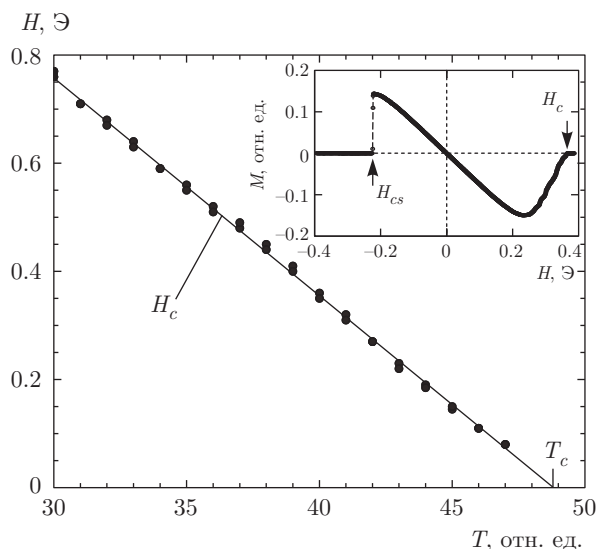


Рис. 1. Используемые для калибровки температурной шкалы результаты измерений  $H_c(T)$ . На вставке — пример использовавшейся записи зависимости  $M(H)$

ные данные  $H_c(0) = 803.4$  Э и  $T_c = 7.1999$  К [7], а также поправки к параболической зависимости  $H_c(T)$  [8], получаем

$$dH_c(T_c)/dT = 237.9 \text{ Э/К.}$$

Это позволяет определить цену деления построенной температурной шкалы. Величина цены деления шкалы для разных серий измерений оказалась в пределах 0.15–0.2 мК.

Данные калибровки также содержат информацию о положении в построенной шкале температур реперной точки —  $T_c$ . Как видно на рис. 1, точность определения  $T_c$  заметно лучше, чем цена деления шкалы.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

В проделанных экспериментах были зарегистрированы четыре типа зависимостей  $M(H)$ , качественно отличающихся друг от друга.

1. При высоких температурах на зависимостях  $M(H)$  никаких нелинейностей не наблюдается. Таким образом, образец находится в нормальном состоянии.

2. Пример экспериментальной записи для более низких температур показан на рис. 2. Зависимость  $M(H)$  центрально-симметрична и обратима. Появление у образца диамагнитного момента происходит без каких-либо признаков переохлаждения. Подобное поведение характерно для фазовых переходов

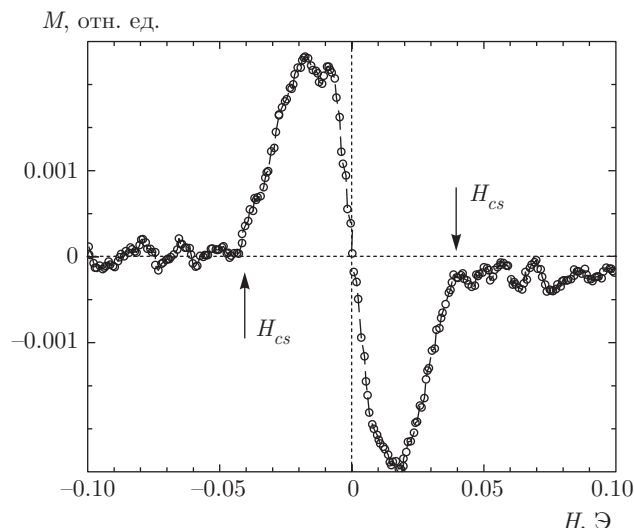


Рис. 2. Пример записей зависимостей  $M(H)$ , характерных для фазовых переходов второго рода, без признаков переохлаждения

второго рода. Диамагнетизм обусловлен тем, что поверхностная сверхпроводимость занимает хотя и небольшой, но конечный объем, из которого вытолкнуто магнитное поле. Таким образом, поле возникновения диамагнитного момента, обозначенное через  $H_{cs}$ , является критическим полем поверхностной сверхпроводимости.

Кроме того, вид зависимости  $M(H)$  позволяет утверждать, что в рассматриваемом интервале температур нет сверхпроводящего контура, способного захватить магнитный поток. Таким образом, можно дать оценку критического тока поверхностной сверхпроводимости:  $I_{cs} < \Phi_0/L \approx 1.7$  мА ( $\Phi_0$  — квант потока, а  $L$  — индуктивность кольца диаметром 0.3 мм). Конечно, нельзя полностью исключить возможность того, что на поверхности образца имеется какой-нибудь дефект, препятствующий возникновению замкнутого контура, способного нести незатухающий ток.

3. При еще более низких температурах незатухающий контурный ток уже может захватить магнитный поток. Захват потока проявляется в следующем (рис. 3).

При уменьшении модуля внешнего поля от больших значений парамагнитный вклад контурного тока компенсирует диамагнитный момент поверхностной сверхпроводимости и магнитный момент образца остается нулевым (контурный ток при этом всегда критический) вплоть до поля абсолютной неустойчивости нормального состояния объема об-

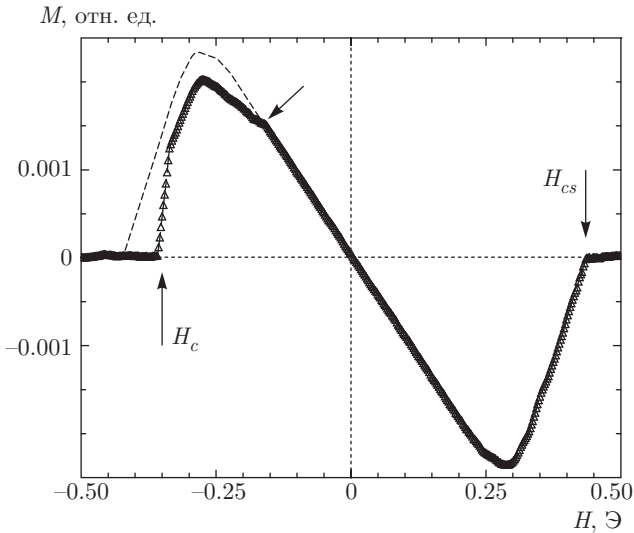


Рис. 3. Пример записей зависимостей  $M(H)$ . Гистерезис обусловлен захватывающими магнитный поток поверхностными токами и переохлаждением объема образца

разца. В этом поле, на рис. 3 обозначенном как  $H_c$ , наблюдается скачок магнитного момента. Использовано обозначение  $H_c$ , поскольку в проведенных экспериментах термодинамическое поле и поле перехода в присутствии поверхностной сверхпроводимости неразличимы. В возникшем промежуточном состоянии диамагнитный момент образца оказывается меньше, чем момент, наблюдаемый при увеличении внешнего поля. Штриховой линией для сравнения показана зависимость  $M(H)$  при увеличении модуля внешнего поля, т. е. промежуточное состояние переобогато нормальной фазой, что также надо связать с влиянием контурного тока по поверхности образца. О захвате магнитного потока поверхностным контуром говорит и наличие излома (показан на рисунке стрелкой) на зависимости  $M(H)$ .

4. Идентификация особых точек зависимостей  $M(H)$  в области низких для настоящей работы температур уже обсуждалась (см., например, [1]). Пример экспериментальной записи показан на вставке рис. 1.

Используя данные калибровок, удается согласовать между собой результаты измерений критических магнитных полей, сделанные в различных сериях. На фазовой  $(H, T)$ -диаграмме рис. 4 сведены вместе результаты четырех серий измерений.

При температурах выше  $T_{cs}$  наблюдается первый тип зависимостей  $M(H)$ .

Второй тип зависимостей  $M(H)$  характерен для интервала температур между  $T_c$  и  $T_{cs}$ .

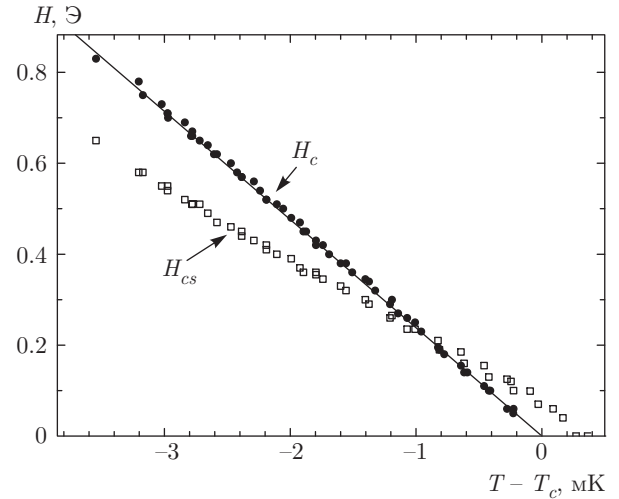


Рис. 4. Фазовые  $(H, T)$ -диаграммы сверхпроводимости поверхности и объема вблизи их критических температур

Третий вариант  $M(H)$  соответствует температурам между температурой точки пересечения  $H_c(T)$  и  $H_{cs}(T)$  и  $T_c$ . Совпадение температуры появления незатухающего контурного тока с  $T_c$  в данном случае следует считать случайным, так как захват магнитного потока сверхпроводящим контуром прямо связан с размерами образцов.

Четвертый тип зависимостей  $M(H)$  наблюдается при низких для настоящих экспериментов температурах.

Полученная величина превышения  $T_{cs}$  над  $T_c$  оказалась меньше оптимистической оценки работ [1, 2] и составила около 0.25 мК.

Измерения, проведенные с другим образцом, дали такие же результаты за исключением того, что точка пересечения  $H_c(T)$  и  $H_{cs}(T)$  оказалась в два раза ближе к  $T_c$ . Этот результат вполне может быть связан с известной по низкотемпературным измерениям [9] анизотропией  $H_{cs}(T)$ .

Результаты проведенных экспериментов: регистрация отличной от  $T_c$  критической температуры поверхностной сверхпроводимости  $T_{cs}$  и необычные нелинейные зависимости  $H_{cs}(T)$  показывают, что поверхностная сверхпроводимость, хотя и находится во взаимодействии с объемной сверхпроводимостью, является самостоятельным явлением со своей собственной термодинамикой и электродинамикой. Общепринятая, предложенная де Женом [8] модель не в состоянии объяснить обнаруженные черты поведения поверхностной сверхпроводимости. Экспериментальные результаты показывают,

что для теоретического описания рассматриваемого явления требуются разработки особых, как феноменологического, так и микроскопического подходов.

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

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Feder and D. McLachlan, Phys. Rev. **177**, 763 (1969).
2. И. Н. Хлюстикова, ЖЭТФ **140**, 1181 (2011).
3. П. де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
4. Е. Р. Подоляк, ЖЭТФ **140**, 1185 (2011).
5. В. Тегарт, *Электролитическое и химическое полирование металлов*, Изд-во иностр. лит., Москва (1957).
6. И. Н. Хлюстикова, ПТЭ №6, 167 (1984).
7. *Таблицы физических величин*, Атомиздат, Москва (1976).
8. D. E. Marother, IBM J. **6**, 77 (1962).
9. И. Я. Краснополин, Радж Руп, М. С. Хайкин, Письма в ЖЭТФ **15**, 516 (1972).