

АНИЗОТРОПИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ СВИНЦА

И. Я. Краснополн, Радж Руп¹⁾, М. С. Хайкин

Наблюдение явления поверхностной сверхпроводимости в сверхпроводниках первого рода возможно лишь при условии $\kappa \geq 0,418$ [1]. Единственным чистым металлом, удовлетворяющим этому требованию, является свинец. Возникновение сверхпроводящего поверхностного слоя в свинце было подтверждено, например, в [2 – 4]. Однако, все эксперименты до сих пор проводились на поликристаллических образцах с большим содержанием примесей или на пленках. Упоминание об измерениях на монокристалле содержится в [4], однако, в этой работе нет никаких данных об анизотропии эффекта, не указана даже кристаллографическая ориентация образца.

В данной работе проведены измерения поверхностного сопротивления монокристаллов свинца при разрушении сверхпроводимости образца магнитным полем. Длина свободного пробега электронов ℓ , оцененная из ширины линий циклотронного резонанса [5], составляет 0,1 – 0,3 мкм при $T = 1,5^\circ\text{K}$ и 0,05 – 0,1 мкм при $T = 4,2^\circ\text{K}$. Таким образом, в этих экспериментах осуществляется случай предельно чистого сверхпроводника первого рода ($\ell \gg \xi_0$) и следует ожидать большого влияния нелокальных эффектов.

Образцы в форме дисков диаметром 17,8 мкм и толщиной 1 и 0,2 мкм, выращенные в разборной полированной кварцевой форме [6], помещались в волосковый резонатор, настроенный на частоту 9,2 – 9,6 ГГц. Поверхность образцов дополнительной обработке не подвергалась.

Изменение поверхностного сопротивления образца в магнитном поле (рис. 1) регистрировалось по изменению сигнала от клистрона, прошедшего через резонатор, слабо связанный с внешними линиями. Применение большой амплитуды частотной модуляции клистрона в сочетании с пиковым детектированием сигнала позволяло регистрировать только изменение коэффициента прохождения через резонатор, обус-

¹⁾ Сотрудник Делийского университета, Индия, стажер ЮНЕСКО.

ловленное изменением добротности, но не зависящее от сдвига частоты резонатора.

Магнитное поле создавалось электромагнитом и устанавливалось параллельно поверхности образца с точностью $5 - 10^\circ$. Точность измерения магнитного поля $\sim 0,1\%$ обеспечивалась магнитометром ЯМР на проточной воде. При измерениях критического поля поверхностной сверхпроводимости H_{c3} применялась модуляция магнитного поля с частотой 12 кГц , амплитудой $\sim 2 - 6 \text{ э}$, так что регистрируемый сигнал (рис. 1, нижняя кривая) представлял собой величину $\sim dR/dH$. На рис. 1 показана графическая процедура определения поля H_{c3} . Воспроизводимость этой величины для разных образцов со слабоокисленной поверхностью при одной T и одинаковых ориентациях поля относительно кристаллографических осей составляла $0,3 - 0,5\%$.

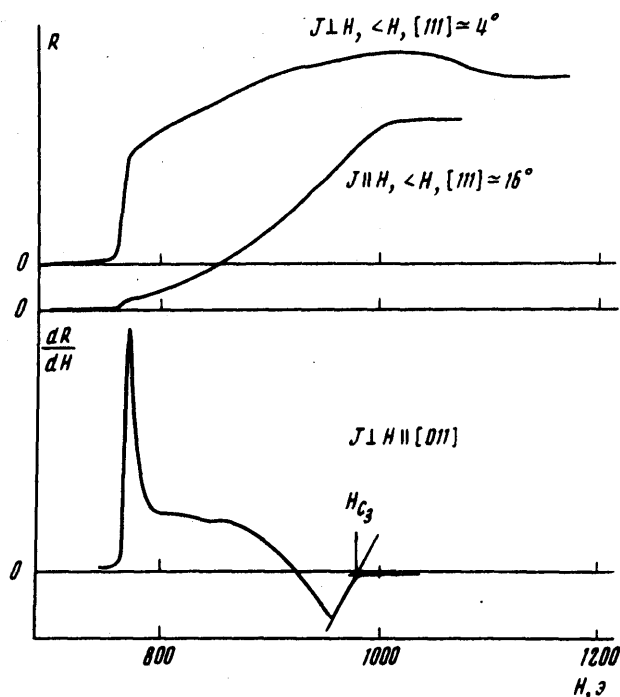


Рис. 1. Изменение поверхностного сопротивления монокристалла свинца в магнитном поле для трех направлений в плоскости (011) при двух поляризациях СВЧ тока $J \perp H$ и $J \parallel H$. Температура $T = 1,5 \text{ }^\circ\text{К}$, толщина образца $0,2 \text{ мм}$

Анизотропия поля H_{c3} подробно изучалась в плоскости (011), результаты представлены на рис. 2. Поскольку $H_{c3} = C_k \sqrt{2} H_c = C H_{c2}$ анизотропию H_{c3} естественно связать с анизотропией H_{c2} , которая, как показано в [7], для металлов кубической симметрии связана с нелокальностью взаимодействия, определяющего параметр сверхпроводящего упорядочения, и анизотропией поверхности Ферми. Разложением в ряд по кубическим гармоникам с сохранением трех членов, за-

висящих от углов [7] была получена угловая зависимость, показанная на рис. 2 сплошной линией, точки – экспериментальная зависимость. Коэффициенты разложения при первой и второй кубических гармониках зависят от приведенной температуры $t = T/T_c$ как $1 - t$ и $(1 - t)^2$, соответственно, в качественном согласии с теорией [7]. Следует отметить, что анизотропия H_{c3} в свинце, обнаруженная в данной работе, более чем в два раза превышает анизотропию H_{c2} в чистом ниобии [7]. Для полного описания наблюдаемой анизотропии, как видно на рис. 2, потребуется учесть в разложении по кубическим гармоникам члены более высокого порядка.

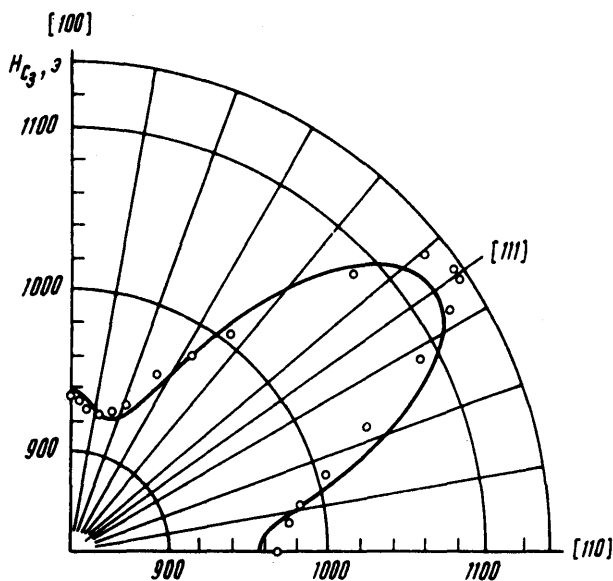


Рис. 2. Анизотропия критического поля поверхностной сверхпроводимости H_{c3} в плоскости (011) при $T = 1,5^\circ\text{K}$. Точки – экспериментальные значения, кривая – приближение рядом: $H_{c3}(\alpha, \beta, \gamma) = 975[1 + 0,23K_4(\alpha, \beta, \gamma) + 6,49^3K_6(\alpha, \beta, \gamma) + 1,78K_8(\alpha, \beta, \gamma)]$, где K_{2n} – кубические гармоники [7], $\alpha = \cos \phi$, $\beta = \gamma = (\sqrt{2}/2)\sin \phi$, $\phi = \angle H, [100]$.

На рис. 3 представлена для трех рациональных направлений в плоскости (011) зависимость от температуры величины $H_{c3}(t)/\sqrt{2}H_c(t) = C(t)\kappa(t)$, нормированной на ее значение при $t = 1$. Значение $C(1)\kappa(1)$ принято равным 0,52, что соответствует $\kappa(1) \approx 0,306 \pm 0,01$ при $C = 1,695$ [1]. Для пленок свинца в [3] было получено $\kappa(1) = 0,328$, $H_{c3}(t)$ в этой работе так же на 7 – 10% превышает наши значения среднего по всем направлениям в плоскости (011) критического поля $\overline{H_{c3}(t)}$ ($\overline{H_{c3}(t)}$ – нулевой член разложения по кубическим гармоникам $H_{c3}(t)$).

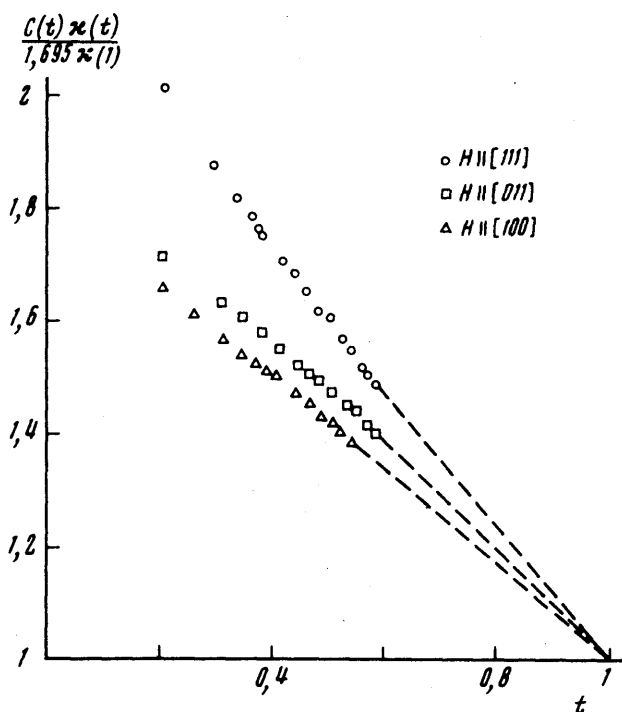


Рис. 3. Зависимость от температуры параметра $C(t)\kappa(t)/C(1)\kappa(1)$ для трех рациональных направлений в плоскости (011). Точки – экспериментальные значения, пунктир – экстраполяция по закону $1-t$. ($C(1) = 1,695$, $\kappa(1) \approx 0,306 \pm 0,01$)

Характерной особенностью, демонстрируемой на рис. 1, является существенно различное поведение $R(H)$ в зависимости от поляризации СВЧ токов. При $J \perp H$ на зависимости $R(H)$ наблюдается максимум, причем $(R_{max} - R_n)/R_n \approx 0,1 - 0,3$, R_n – поверхностное сопротивление в нормальном состоянии. Согласно теории [8] для грязных сверхпроводников второго рода увеличение поверхностного сопротивления при $J \perp H$ по сравнению с $J \parallel H$ связано с коллективными флуктуациями параметра порядка в сверхпроводящем слое, которые в случае вихревого состояния суть не что иное, как колебания вихрей. В [9] показано, что даже при малом угле наклона магнитного поля к поверхности металла однородный сверхпроводящий поверхностный слой может перейти в вихревое состояние. Ясно, что когда СВЧ токи текут поперек вихревой структуры, колебания вихрей приведут к дополнительному поглощению по сравнению со случаем $J \parallel H$. Однако, вопрос о расчете этого поглощения для чистого свинца остается открытым. В [10] для пленки свинца также наблюдалась зависимость $R(H)$ с максимумом, однако, судя по рисунку этой работы, максимум не воспроизводился при понижении температуры. Следует подчеркнуть, что в наших опытах максимум поглощения наблюдался для всех семи исследовавшихся монокристаллов при $1,5^\circ K \leq T \leq 4,2^\circ K$,

если только $H_c(T) > H_c(T)$ и при изменении уровня мощности СВЧ на 40 дБ (максимальная мощность ~ 1 мвт).

Авторы благодарны П.Л.Капице – за внимание, В.С.Эдельману, С.М.Черемисину, В.М.Пудалову – за полезные обсуждения и Г.С.Чернышеву – за техническую помощь.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 марта 1972 г.

Литература

- [1] П. Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М., Изд. Мир, 1968, стр. 197.
 - [2] В. Rosenblum, М. Cardona. Phys. Lett., 13, 33, 1964.
 - [3] G. Fisher. Phys. Rev. Lett., 20, 268, 1968.
 - [4] J. Kirshenbaum, Yi-Han Kao. Phys. Rev. Lett., 22, 1177, 1969.
 - [5] И.Я. Краснополин, М.С. Хайкин. Письма в ЖЭТФ, 12, 76, 1970.
 - [6] М.С. Хайкин, В.С. Эдельман, С.М. Черемисин. ПТЭ, 4, 225, 1970.
 - [7] W.A. Reed, E. Fawcett, P.P.M. Meincke, P.C. Hohenberg, N.R. Werthamer. Труды X Междунар. конф. по физике низких температур, т. IIА, стр. 368, М., ВИНТИ, 1967; P.C. Hohenberg, N.R. Werthamer. Phys. Rev., 153, 493, 1967.
 - [8] K. Maki, G. Fisher. Phys. Rev., 184, 472, 1969.
 - [9] И.О. Кулик. ЖЭТФ, 55, 889, 1968.
 - [10] G. Fisher, R. Klein. Phys. Rev., 165, 578, 1968.
-