

е
ф

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5170/2-81

19/x-81

P8-81-490

В.М.Дробин, Е.И.Дьячков, В.Г.Луппов,
А.Никитиу, И.С.Хухарева

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ
ПОПЕРЕЧНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ
КОМПОЗИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Направлено в "Cryogenics"
и на XX Международную конференцию стран-членов СЭВ
по физике низких температур /Вроцлав, 1981/

1981

ВВЕДЕНИЕ

Существенный вклад в энергетические потери в композитных сверхпроводниках в переменном магнитном поле вносят наведенные токи, текущие между сверхпроводящими жилами через резистивную матрицу. В связи с этим важным параметром композитного сверхпроводника является его удельное поперечное сопротивление ρ_{\perp} ^{1,2/}. В литературе описано несколько способов косвенного определения ρ_{\perp} , например, по постоянной времени затухания токов намагничивания^{3/} или по эффекту собственного поля^{4/}. В этих работах, в частности, было установлено наличие некоторого резистивного барьера между сверхпроводящими жилами и медной матрицей, показано, что этот барьер уменьшается с увеличением диаметра сверхпроводящих жил в композите.

В настоящей работе приведены результаты прямого измерения поперечного сопротивления мелкодисперсных композитных сверхпроводников с медной матрицей. Полученные значения ρ_{\perp} используются для расчета по континуальной модели Карра^{5/} вихревых потерь, которые сравниваются с результатами измерений, проведенных калориметрическим способом^{6/} на тех же образцах.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Разработанная методика позволяет измерять поперечное сопротивление композитного сверхпроводника простым четырехконтактным способом. Исходный провод мелкодисперсного сверхпроводника в медной матрице, предварительно облученный припоем $\text{Sn}_{0,95}\text{Ag}_{0,05}$, для которого известна зависимость удельного сопротивления от температуры и магнитного поля^{7/}, разрезался на N равных частей длиной A каждая. Нарезанные куски укладывались в стопку с помощью специального шаблона, состоящего из двух половин, и пропаивались при небольшом обжатии шаблона. Крайние проволоки стопки были более длинными и использовались в качестве токовых вводов. Потенциальные концы /медные проводочки диаметром 0,1 мм/ вставлялись перед пайкой между токовыми вводами и остальными проволоками. Схематическое изображение образца представлено на рис. 1. Как правило, стопка состояла из $15 + 20$ проволок; первоначальная ширина ее A была около 15 мм. На одном образце обычно проводилось до десяти измерений сопротивления стопки при различных значениях A . Умень-

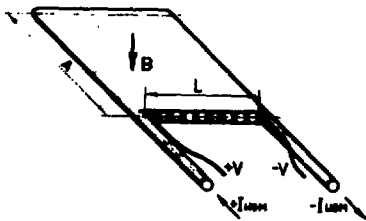


Рис. 1. Схематическое изображение образца для измерения поперечного сопротивления композитного сверхпроводника.

шение A производилось путем стачивания торцевой части стопки, предварительно зажатой в шаблоне. Минимальная ширина стопки достигала ~ 1 мм.

Сопротивление образца измеряли по обычной четырехконтактной схеме с помощью потенциометра типа Р - 348 при измерительном токе до 200 мА. Для измерений при низких температурах образец располагали в калориметре, который помещался в апертуру сверхпроводящего соленоида таким образом, чтобы магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости стопки. Измерения проводились при температурах 4,2 К и 12 К в поле от 0 до 6 Тл.

В процессе измерений был обнаружен ряд особенностей, характерных для каждой температуры. При $T=12$ К для получения истинного значения сопротивления необходимо, чтобы ширина стопки A была меньше длины захода тока в образец - A_0 . Длина захода для данного образца определялась по зависимости $R^{-1}=f(A)$, где R - сопротивление стопки. Выполнение условия $A < A_0$ соответствует прямолинейному участку этой кривой. В качестве примера на рис. 2 для одного из образцов представлены такие зависимости при двух значениях магнитного поля. Длина захода для этого образца в нулевом поле составляет примерно 2 мм и плавно уменьшается с увеличением поля.

При 4,2 К сверхпроводящие жилы токоподводящих проводов являются эквипотенциальными вдоль своей длины. Следовательно, при любом A ток равномерно заходит по всей ширине образца. Это подтверждается прямолинейным характером экспериментальных зависимостей $R^{-1}=f(A)$. Однако при A , большем половины шага твиста проволоки - $\ell_p/2$, измерительный ток, проходя по стопке, частично протекает по сверхпроводящим жилам, и суммарное сопротивление оказывается заниженным. Если же $A \ll \frac{\ell_p}{2}$, жилы расположены практически перпендикулярно направлению тока, и продольное протекание по ним исключено. В этом случае сопротивление стопки определяется припоем и истинным поперечным сопротивлением композита.

МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА УДЕЛЬНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Принимая модель, предложенную Карром^{2/}, будем рассматривать композитный сверхпроводник как континуум с анизотропными

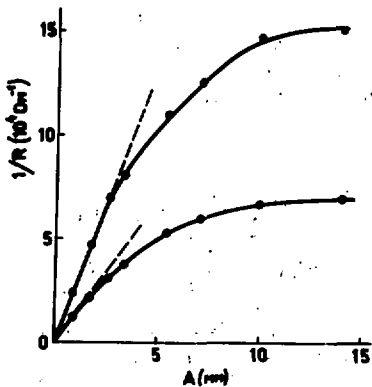


Рис.2. Зависимость величины обратного сопротивления стопки от ее ширины для обр. №4 /см. табл./ T=12 К. ●- V=0 T; ○- V=5 T.

свойствами, усредненными по объему с большим числом сверхпроводящих жил. Измерив сопротивление стопки по методике, изложенной выше, мы рассчитываем эффективное поперечное удельное сопротивление композита ρ_{\perp} , введя несколько упрощающих предположений. Во-первых, пренебрегаем краевыми эффектами на торцах стопки, мы ограничиваемся рассмотрением двумерной задачи. Во-вторых, круглое сечение композитного проводника заменяем на квадратное таким образом, что сторона квадрата "а" определяется из равенства площадей поперечных сечений:

$$a = \frac{D}{2} \cdot \sqrt{\pi}, \quad //$$

где D - диаметр композитного проводника.

Как видно из рис. 3, области R_k соответствуют композитному сверхпроводнику с эффективным удельным сопротивлением ρ_{\perp} , остальные - приполю $R_{p,0.05}, R_{p,0.05}$ с известным удельным сопротивлением ρ_{pp} . Общее сопротивление стопки можно определить двумя различными способами в зависимости от системы разбиения ее на составляющие элементы. В первом случае используется поперечное разбиение, когда сечение стопки представляется в виде соединенных последовательно чередующихся элементов чистого приполю с сопротивлением R_p^A и смешанных элементов, сопротивление которых определялось по формуле:

$$\frac{1}{R_i} = \frac{2}{r_p^A} + \frac{1}{R_k}, \quad i=1,2,\dots,N \quad \text{/модель A на рис.3/}$$

Тогда общее сопротивление стопки определяется следующим образом:

$$R = R_p^A(N+1) + \frac{r_p^A R_k N}{2R_k + r_p^A}. \quad //$$

Во втором случае сечение стопки разбивается на продольные элементы /модель B на рис. 3/, сопротивления которых складываются по правилу параллельного соединения. Общее сопротивление стопки при этом определяется по формуле:

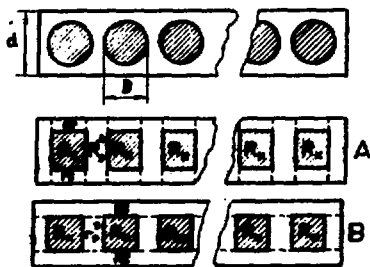


Рис. 3. Поперечное сечение модельной стопки для расчета удельного поперечного сопротивления композита.

$$R^{-1} = \frac{2N(R_k + \frac{N+1}{N} \cdot r_p^B) + R_p^B}{R_p^B(R_k + \frac{N+1}{N} \cdot r_p^B) \cdot N} \quad /3/$$

Таким образом, измерив сопротивление стопки, зная ее геометрию и удельное сопротивление припола, можем посчитать эффективное поперечное удельное сопротивление композита. В первом случае оно равно:

$$\rho_1^I = \left[\frac{1}{k_1 R - \rho_{\text{пр}} \cdot k_2} \cdot k_3^I \right]^{-1} \cdot \rho_{\text{пр}} \quad /4/$$

во втором:

$$\rho_1^{\text{II}} = \rho_{\text{пр}} \left[1 + \left(\frac{\rho_{\text{пр}}}{k_1 R} - k_2^{\text{II}} \right)^{-1} - k_3^{\text{II}} \right] \quad /5/$$

где

$$k_1 = \frac{A}{N}; \quad k_2^I = \frac{L - 0.5\sqrt{\pi}DN}{ND}; \quad k_3^I = \frac{d}{0.5\sqrt{\pi}D} - 1;$$

$$k_2^{\text{II}} = \frac{N}{L} (d - 0.5\sqrt{\pi}D); \quad k_3^{\text{II}} = \frac{L}{N \cdot 0.5\sqrt{\pi}D}.$$

Для всех исследованных образцов вычисленные значения ρ_1^I и ρ_1^{II} различаются между собой не более, чем на 15%. В качестве "истинного" поперечного сопротивления принимали среднее арифметическое значение:

$$\rho_1 = 0.5(\rho_1^I + \rho_1^{\text{II}}). \quad /6/$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Все измерения были проведены на мелкодисперсных композитных проводниках диаметром ~ 0,5 мм, которые состоят из 1045 Nb_{0.5}Ti_{0.5} жил толщиной 10 мкм каждая и медной матрицы. Коэффициент заполнения проводников $\lambda = 0,38 \pm 0,45$. Образцы отличались друг от друга шагом твиста и продольным сопро-

Таблица

№ обр.	l_p мм	$\rho_n (T=12K)$ 10^{-10} Ом м	$\frac{\rho_n (300K)}{\rho_n (12K)}$	$\rho_{\perp} (c-p.c.)$ 10^{-10} Ом м	$\rho_{\perp} (и.с.)$ 10^{-10} Ом м	$\rho_n = \rho_{\perp} (и.с.)$ 10^{-10} Ом м	$\frac{\rho_{\perp} (300K)}{\rho_{\perp} (c-p.c.)}$
1	4,5*5	1,51	91,3	9,8	-	-	-
2	4,5*5	3,50	52,6	9,4	-	-	-
3	6	2,61	77,8	8,1	97,0	25,6	104
4	8	2,35	69,1	10,3	30,0	12,3	95,5
5	12	3,15	-	11,2	-	-	-
6	24	3,04	57,7	9,1	37,1	15,2	68,2

* $\rho_{\perp} / c-p.c.$ - измерение при $T=4,2$ К, т.е. ниже T_c ,
 $\rho_{\perp} / и.с.$ - измерение при $T=12$ К, т.е. выше T_c .

тивлением медной матрицы ρ_n , которое измерялось при $T=12$ К. Характеристики образцов вместе с результатами измерений и расчетов представлены в таблице.

Как видно из таблицы, абсолютные значения ρ_{\perp} различных образцов при $T=4,2$ К близки между собой. На рис. 4 представлены в качестве примера поперечные сопротивления двух образцов как функции $\frac{\Delta}{l_p}$. Как уже отмечалось выше, при больших значениях $\frac{\Delta}{l_p}$ получают заниженные значения ρ_{\perp} из-за частично-го перетекания тока по сверхпроводящим жилам.

На рис. 5 приведены зависимости поперечного сопротивления одного из образцов от магнитного поля при $T=4,2$ К для разных значений ширины стопки Δ ; там же для сравнения представлена зависимость $\Delta \rho_{\perp} / \rho_n$, полученная при $T=12$ К. Видно, что для широких образцов изменение ρ_{\perp} в магнитном поле практически совпадает с соответствующей зависимостью ρ_n . Для самых узких образцов, т.е. когда реализуется случай истинного поперечного сопротивления $\Delta / l_p \ll 0,5$, наблюдается сильное увеличение магнитосопротивления.

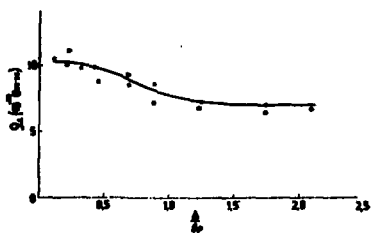


Рис.4. Зависимость удельного поперечного сопротивления композитных сверхпроводников от отношения ширины стопки к шагу твиста. $T=4,2$ К. о - обр. #1, ● - обр. #4.

Измеренные зависимости истинного поперечного сопротивления $\Delta\rho_{\perp}/\rho_{\perp} \ll 0,5$ от магнитного поля при $T=4,2$ К для разных образцов представлены на рис.6. Там же для сравнения приводятся зависимости $\Delta\rho_{\perp}/\rho_{\perp} = f(B)$ и $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_{\parallel} = f(B)$ / $T=12$ К/ для одного из образцов.

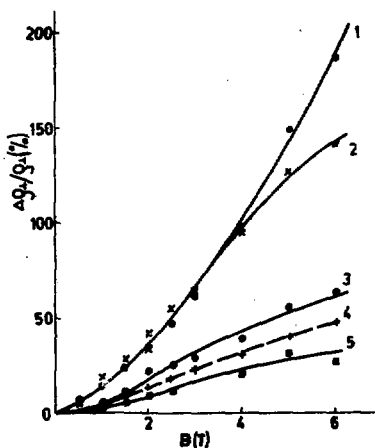


Рис.5. Зависимость удельного поперечного сопротивления обр. #4 от магнитного поля при различных значениях ширины стопки / $T=4,2$ К/. Пунктирная кривая /4/ - зависимость продольного сопротивления, измеренная при $T=12$ К. 1 - $A/\ell_p = 0,11$; 2 - $A/\ell_p = 0,42$; 3 - $A/\ell_p = 0,69$; 5 - $A/\ell_p = 1,75$.

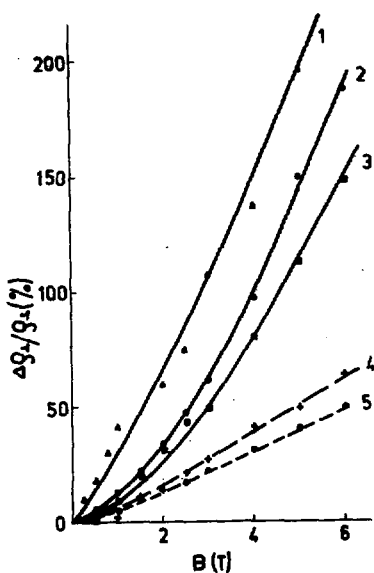


Рис.6. Зависимость удельного поперечного сопротивления от магнитного поля

- | | |
|---|-------------|
| 1 - обр. #2 | } $T=4,2$ К |
| 2 - обр. #4 | |
| 3 - обр. #6 | |
| 4 - $\frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho_{\parallel}}$ - обр. #4 | $T=12$ К |
| 5 - $\frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}$ - обр. #4 | $T=12$ К |

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Абсолютные значения ρ_{\perp}

Согласно континуальной модели Карра^{18/}, поперечное сопротивление композитного проводника в двух предельных случаях определяется следующим образом: если барьер между сверхпроводящими жилами и матрицей бесконечный, то

$$\rho_{\perp \infty} = \rho_m \frac{1+\lambda}{1-\lambda}, \quad /7/$$

для нулевого барьера:

$$\rho_{\perp 0} = \rho_m \frac{1-\lambda}{1+\lambda}, \quad /8/$$

где ρ_m - удельное поперечное сопротивление матрицы, λ - коэффициент заполнения композита.

Поперечное сопротивление, измеряемое при 12 К, соответствует случаю бесконечного барьера, т.к. при этой температуре сверхпроводящие жилы находятся в нормальном состоянии ($T > T_c$), а остаточное сопротивление ниобий-титана на три порядка выше меди^{19/}. Используя формулу /7/ и экспериментальное значение ρ_{\perp} в нормальном состоянии / $T \approx 12$ К/, можно оценить поперечное сопротивление меди в композите ρ_m . Результаты этих расчетов представлены в таблице. Полученные значения ρ_m очень высоки, так что отношение поперечного сопротивления медной матрицы к продольному оказалось равным $5 \div 10$. В работе^{7/} на монокристаллической меди, подвергнутой деформации изгиба, получили для направления, перпендикулярного линиям дислокаций, значение удельного сопротивления всего лишь в 1,4-1,5 раза выше продольного сопротивления. На основании этих результатов на более несовершенном поликристаллическом образце можно было бы ожидать только еще более низкого значения отношения этих сопротивлений. Возможной причиной большой величины этого отношения в нашем случае может быть существенное влияние размерных эффектов, т.к. длина свободного пробега электронов в медной матрице исследуемых образцов при $T \approx 10$ К; по нашим оценкам, сравнима с расстояниями между сверхпроводящими жилами в композите. Косвенным подтверждением правильности полученных значений ρ_{\perp} /н.с./ является тот факт, что абсолютные величины ρ_{\perp} /с-п.с./ наших образцов, рассчитанные по той же модели, что ρ_{\perp} /н.с./, хорошо совпадают с данными других авторов^{18/}.

Как следует из таблицы, ρ_{\perp} /с-п.с./ не зависит от остаточного сопротивления матрицы. Так, например, значения ρ_{\perp} /с-п.с./ образцов №1 и №2 практически совпадают, тогда как удельные продольные сопротивления различаются более, чем в 2 раза.

Такой результат, вероятно, объясняется тем, что определяющий

вклад в ρ /с.п.с./ вносит так называемый резистивный барьер между ниобий-титановыми жилами и медной матрицей. Вопрос о природе этого барьера, т.е. играет ли особую роль соединение Cu-Ti , возникающее на границе ниобий-титана с медью^{3/}, или существенно наличие границ сверхпроводник - нормальный металл при поперечном протекании тока, требует дополнительных экспериментов, которые мы планируем провести в дальнейшем.

II. Зависимость ρ_{\perp} от магнитного поля

Как видно из рис. 6, поперечное магнитосопротивление композита в сверхпроводящем состоянии $\Delta\rho_{\perp}/\rho_{\perp}$ при $T=4,2\text{ K}$ существенно превосходит соответствующее значение для меди. Так, например, при $B=5\text{ T}$ это превышение для разных образцов составляет величину от 2 до 4 раз. Сильная зависимость ρ_{\perp} /с.п.с./ от магнитного поля проявляется только на образцах с минимальной шириной A /см. рис.5/, т.е. когда реализуется истинное значение ρ_{\perp} /с.п.с./. При достаточно больших значениях A/l_p , когда ток частично протекает по сверхпроводящим нитям, магнитосопротивление гораздо меньше. Изменение в магнитном поле ρ_{\perp} /н.с./ при $T=12\text{ K}$ /ток идет только по медной матрице/, как и следовало ожидать, очень близко к соответствующей зависимости ρ_{\perp} /см. рис. 6/. Все эти факты с очевидностью говорят о том, что сильная магнитная зависимость ρ_{\perp} /с-п.с./ обусловлена наличием в композите границ между сверхпроводящими жилами и медной матрицей.

III. Расчет вихревых потерь и сравнение с экспериментом

В рамках континуальной модели Карра в работе^{9/} было показано, что для периодического сигнала треугольной формы с фронтом нарастания и убывания τ вихревые потери за цикл определяются выражением:

$$W_0 = A^* \frac{B_m^2}{\mu_0} \cdot 2v' (1 - 2v' \text{th}(\frac{1}{2v'})), \quad /9/$$

где $A^* = 2[(\frac{r_0}{r_p})^2 + 1]$, r_0 - радиус композита, B_m - амплитуда магнитного поля, $v' = \frac{r_0}{r}$, $r_0 = \mu_0 \frac{r_p^2}{8\pi^2 \rho_{\perp}}$.

Для скорости изменения магнитного поля порядка нескольких тесла в секунду /в случае наших образцов/ выполняется условие $v' \ll 1$. Тогда выражение /9/ можно записать:

$$W_0 = \frac{2B_m^2 \dot{B}}{\rho_{\perp}} [(\frac{r_p}{2\pi})^2 + \frac{r_0^2}{4}]. \quad /10/$$

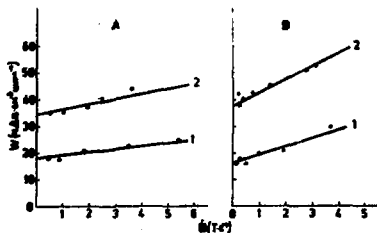


Рис.7. Зависимость энергетических потерь от скорости изменения магнитного поля. А - обр. №2; В - обр. №4; 1 - $B_M = 1,0$ Т 2 - $B_M = 1,8$ Т.

Выбирая для данной амплитуды магнитного поля B_M соответствующее значение измеренного поперечного сопротивления ρ_{\perp} ,

по формуле /10/ рассчитываем вихревые потери в композите. В качестве примера на рис. 7 сплошными линиями представлены результаты подобного расчета для двух образцов. На этих же рисунках в виде точек изображены потери, полученные экспериментально калориметрическим методом. Видно, что получено вполне удовлетворительное согласие эксперимента с расчетом.

ВЫВОДЫ:

- 1/ Разработана методика прямого измерения поперечного сопротивления композитных сверхпроводников.
- 2/ Проведены измерения поперечного сопротивления мелкодисперсных сверхпроводников в медной матрице, отличающихся шагом твиста и сопротивлением меди. Характерная полученная величина $\rho_{\perp} = 10^{-9}$ Ом.м.
- 3/ Измерено поперечное сопротивление композитов в случае бесконечного барьера между сверхпроводящими жилами и матрицей / $T = 12$ К/.
- 4/ Обнаружена сильная зависимость поперечного сопротивления от магнитного поля.
- 5/ Проведено сравнение расчетных вихревых потерь с потерями, измеренными калориметрическим методом. Получено хорошее совпадение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Superconducting Appl. Group, RHEL Preprint RPPA, 1969, 73.
2. Carr W.J. Jr. J. Appl. Phys., 1974, v. 45, No. 2, p. 929.
3. Davoust M.E., Renard J.C. Proc. 6th ICEC, Grenoble, 1976, p. 458.
4. Turck B. et al. Proc. 6th ICEC, Grenoble, 1976, p. 497.
5. Дробин В.М. и др. ПТЗ, 1980, №3, с. 203.
6. Дробин В.М. и др. ОИЯИ, Р8-80-594, Дубна, 1980.
7. Артеменко С.Н. и др. ЖЭТФ, 1977, 72, 2, с. 1018.
8. Turck B. et al. Cryogenics, 1977, v. 17, No. 4, p. 217.
9. Zenkevitch V.B., Romaniuk A.S. Proc. of IEE Transactions on Magnetics, 1977, vol. MAG-13, No. 1, p. 567.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1981 года.