

с
т

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5123/2-81

19/x-81

7-81-478

В.Д.Дмитриев,¹ Х.Зодан,² А.М.Калинин,
С.М.Лукьянов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич,
Т.С.Саламатина

МАССОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР
ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
 α -ЧАСТИЦАМИ

Направлено в ЯФ

¹ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград.

² ЦИЯИ, Россендорф, ГДР.

1981

Регулярная структура флюксоидов с нормальной фазой в сердцевине, возникающая в смешанном состоянии сверхпроводников второго рода, является дополнительным объектом рассеяния для электронов и фононов. Механизмы теплопереноса в этом случае определяются соотношением между характерными параметрами электронного и фононного взаимодействий, такими, как длина свободного пробега электронов (l_e) и фононов (l_p), длина волны фононов (λ_{ph}), и характеристиками смешанного состояния: ξ - длиной когерентности и d - расстоянием между флюксоидами. Поэтому поведение теплопроводности в смешанном состоянии сильно зависит от области измеряемых магнитных полей и температур, а также от степени чистоты образцов. Зависимость теплопроводности от магнитного поля вблизи H_{c2} теоретически рассмотрена для предельных случаев чистых ($l_e \gg \xi$) и грязных ($l_e \ll \xi$) сверхпроводников в ряде работ [1-3].

Экспериментальные исследования теплопроводности в смешанном состоянии в основном сделаны на сверхпроводниках второго рода с относительно низкими значениями критического поля $H_{c2} < 0,5$ Тл/. Это измерения на образцах чистого и сверхчистого ниобия и тантала [4-6], сплавов индий-свинец [7-9] и индий-висмут [10,11], а также сплавов переходных металлов системы ниобий-тантал и ниобий-молибден [12,13].

Для жестких сверхпроводников с высокими критическими параметрами $H_{c2} > 10$ Тл/ до настоящего времени не проводилось измерений теплопроводности в широком интервале магнитных полей, что объясняется экспериментальными трудностями измерения тепловых свойств при наличии сильных магнитных полей.

Дубек и Зетти [14] в холоднодеформированном $Nb_{33}Ti_{67}$ при температуре $T/T_c = t < 0,4$ и Коди и Коен [15] в Nb_3Sn при $t \geq 0,4$ в магнитном поле до 0,6 Тл не обнаружили зависимости теплопроводности от магнитного поля.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию поведения теплопроводности жестких сверхпроводников с высокими критическими параметрами /сплавы системы ниобий-титан/ при наличии высоких магнитных полей и определению механизмов рассеяния электронной и фононной систем в смешанном состоянии.

ОБРАЗЦЫ И ТЕХНИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Исследование магнитного поведения теплопроводности проведено на образцах с 45 ат. % Nb в холоднодеформированном и рекристаллизованном /отжиг 1000 °С - 1ч./ состояниях и с 80 ат. % Nb в рекристаллизованном состоянии. Сплав $Nb_{45}Ti_{55}$ обладает максимальным в этой системе критическим полем $B_{c2} \approx 11$ Тл при $t \approx 0,5$. Изготовление образцов, результаты измерения электрических свойств и критических параметров, а также низкотемпературное поведение теплопроводности этих сплавов описаны ранее¹⁶. Характерные параметры /измеренные и расчетные/ данных образцов приведены в табл. 1.

Измерение теплопроводности проводилось в приборе, изображенном на рис. 1. Магнитное поле до 7 Тл создавалось сверхпроводящим соленоидом и было направлено параллельно тепловому потоку. Интервал температур измерения $t = 0,45 \div 0,65$.

Датчиками температуры служили сопротивления фирмы Allen-Bradley, калиброванные в магнитном поле. Для стабилизации температуры использовали автоматический мост CSC-400 фирмы Intermagnetics с емкостным датчиком температуры. Ошибка в определении теплопроводности не превышала 3%.

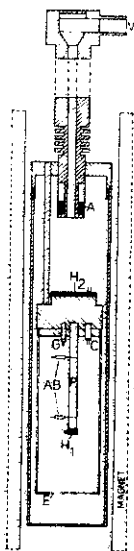


Рис. 1. Установка для измерения теплопроводности в магнитном поле. V - вакуумный насос; A - тепловой мост для подводящих проводов; P - образец; H₁ - нагреватель образца; H₂ - нагреватель, задающий температуру образца; C - германиевый термометр; S - емкостной датчик для регулирования температуры; AB - термометры сопротивления Allen-Bradley, E - тепловой экран.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Образец $Nb_{80}Ti_{20}$

На рис. 2 приведены зависимости теплопроводности от магнитного поля этого образца для разных температур. Из-за слишком малого значения нижнего критического поля $B_{c1} \approx 10^{-2}$ Тл/ невозможно четко зафиксировать изменение теплопроводности вблизи B_{c1} . В смешанном состоянии с увеличением магнитного поля теплопроводность резко падает на 45-60% до характерного минимума, после чего $k^{(m)}$ растет до значений, соответствующих

Таблица 1

Характерные параметры исследуемых сплавов в рекристаллизованном (А) и холоднореформированном (В) состояниях.

Образцы	T_c, K	ρ_0 10^{-6} Ом см	$(dV_{c2}/dT)_{T_c}$ Тл/К	$\kappa \ell$	$\ell_e, \text{ нм}$	$\ell_p, \text{ нм}$	$\xi, \text{ нм}$
						$(t=0,5)$	$(t=0,5)$
$\text{Nb}_{80}\text{Ti}_{20}(\text{A})$	9,35	21,0	1,25	16	2,4	1800	8,5
$\text{Nb}_{45}\text{Ti}_{55}(\text{A})$	10,30	58,3	1,80	45	0,9	300	5,0
$\text{Nb}_{45}\text{Ti}_{55}(\text{B})$	9,84	63,0	2,20	49	0,8	210	4,8

Таблица 2

Наклоны линейных участков в зависимости теплопроводности от магнитного поля.

Образец	$\text{Nb}_{80}\text{Ti}_{20}(\text{A})$		$\text{Nb}_{45}\text{Ti}_{55}(\text{A})$		$\text{Nb}_{45}\text{Ti}_{55}(\text{B})$	
	$t=0,50$	$t=0,58$	$t=0,45$	$t=0,58$	$t=0,45$	$t=0,50$
$(dk^{(m)}/dH)^{\text{exp}}$	0,347	0,229	0,0236	0,0218	0,0450	0,0323
$(dk_e^{(m)}/dH)_{c2}^{\text{teor}}$	0,766	0,641	0,106	0,0810	0,0894	0,0817

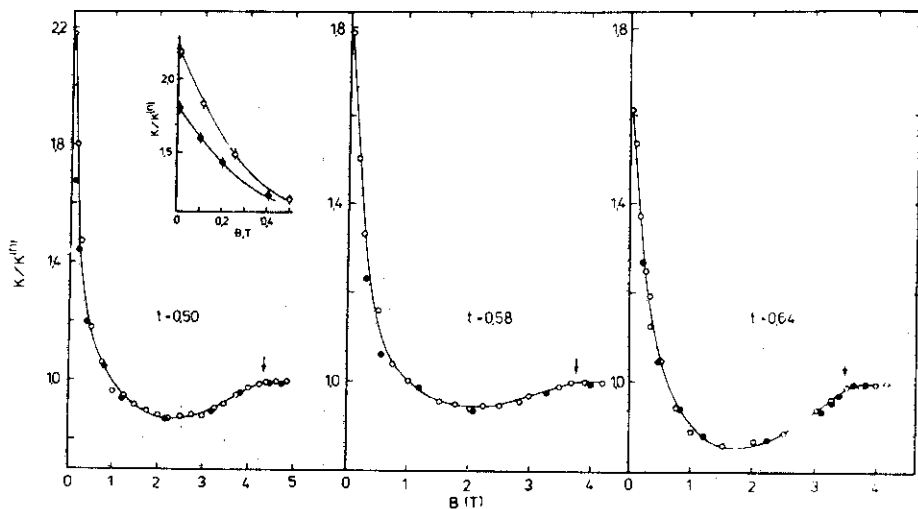


Рис. 2. Зависимость теплопроводности от магнитного поля рекристаллизованного образца $Nb_{80}Ti_{20}$. \circ \bullet - соответствуют вводу и выводу магнитного поля, \downarrow - верхние критические поля.

нормальному состоянию $k^{(n)}$. В полях, меньших 0,5 Тл, наблюдается гистерезис теплопроводности /можно видеть в левом верхнем углу рис. 2/.

Образец $Nb_{45}Ti_{55}$

На рис. 3 представлены зависимости теплопроводности от магнитного поля образца с 45 ат. % Nb в рекристаллизованном (А) и холоднотемпературнодеформированном (В) состояниях при нескольких температурах.

Поведение теплопроводности рекристаллизованного образца в смешанном состоянии аналогично образцу $Nb_{80}Ti_{20}$. однако глубина минимума значительно меньше - всего 6-10%. Кроме того, для выбранных температур измерений в данном приборе не могли достигнуть верхнего критического поля /8,5-11,5 Тл/, так что значение $k^{(n)}$ получали путем экстраполяции. У холоднотемпературнодеформированного образца минимум в зависимости $k^{(m)}(B)$ отсутствует, и во всем интервале магнитных полей наблюдается линейный рост теплопроводности с увеличением магнитного поля. Гистерезиса теплопроводности на образце $Nb_{45}Ti_{55}$ не наблюдалось.

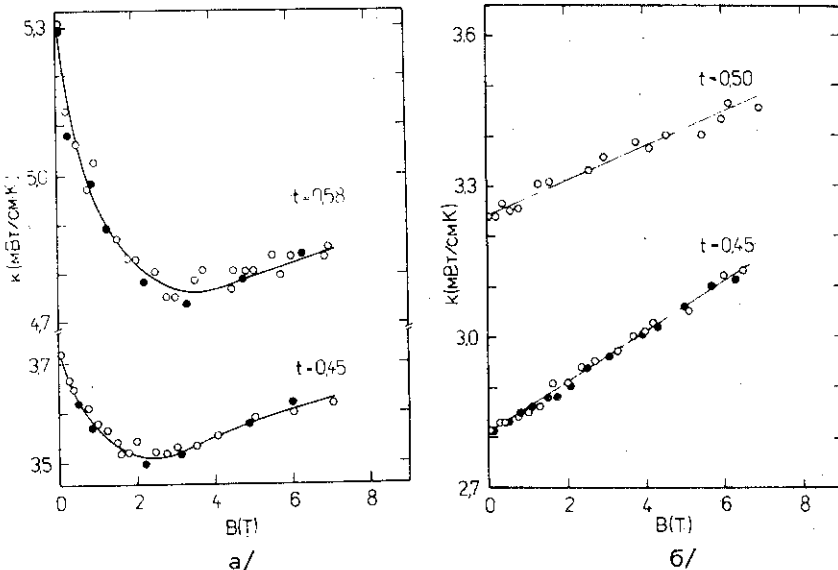


Рис.3. Зависимость теплопроводности от магнитного поля образца $Nb_{45}Ti_{55}$. а/ После рекристаллизационного отжига. б/ Холоднодеформированный образец. \circ \bullet - обозначают соответственно ввод и вывод магнитного поля.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследуемые образцы ниобий-титана имеют крайне низкие значения длины свободного пробега электронов, так что при всех температурах и магнитных полях выполняются условия $\ell_e \ll d$, $\ell_e \ll \xi$, и, следовательно, появление флюксоидов в смешанном состоянии не добавляет эффективных центров рассеяния для электронов. Иначе обстоит дело с фононами. Ввиду того, что расстояние между флюксоидами быстро уменьшается с ростом магнитного поля: $d \sim B^{-1/2}$ /например, при $B = 10^{-2}$ Тл $d = 470$ нм, при $B = 10^{-1}$ Тл - 150 нм, а при $B = 1$ Тл - 47 нм/, для данных сплавов уже при $B > 0,05$ Тл выполняется соотношение $\ell_p > d$. Так что наблюдаемый в смешанном состоянии провал теплопроводности можно объяснить только резким уменьшением фоновой компоненты, которая составляет в нашем случае значительную долю полной теплопроводности¹⁷. Необходимо отметить, что в отличие от сплава Pb-In, на котором также наблюдали характерный минимум теплопроводности⁸, для наших образцов выполняется условие $\lambda_{ph} > 2\xi$, так что флюксоиды не являются эффективными геометрическими центрами рассеяния фононов. Более вероятной причиной уменьшения фоновой компоненты теплопроводности является уси-

ление фонон-электронного взаимодействия за счет роста числа электронных возбуждений с увеличением поля. В случае холоднодеформированного образца $Nb_{45}Ti_{55}$ подобного провала в зависимости $k^{(m)}(B)$ не наблюдается, по-видимому, из-за большого рассеяния фононов на дислокациях, возникающих в процессе изготовления образца.

Наряду с уменьшением фононной теплопроводности увеличение числа электронных возбуждений с ростом магнитного поля приводит в то же время к возрастанию электронной компоненты теплопроводности в смешанном состоянии. Комбинация этих двух конкурирующих процессов приводит к наблюдаемому минимуму теплопроводности.

Поведение теплопроводности "грязных" сверхпроводников второго рода в непосредственной близости к H_{c2} было описано теоретически Кароли и Сиро¹. Авторы при этом исходили из нескольких упрощающих предположений. Во-первых, рассматривалась только электронная компонента теплопроводности; во-вторых, учитывалось рассеяние электронов только на примесях. Теория в этом случае дала линейную зависимость теплопроводности от магнитного поля вблизи

H_{c2} :

$$\frac{dk_e^{(m)}}{dH} \Big|_{H_{c2}} = \frac{ck_B \phi(t)}{2e \cdot 1,16 (2\kappa^2(t)-1)}, \quad /1/$$

где $\phi(t) = x \left[1 + x \frac{\psi^{(1)}(1/2 + x)}{\psi^{(2)}(1/2 + x)} \right]$ является универсальной функцией температуры, а x можно определить из уравнения: $\ln(T/T_c) = -\psi(1/2) - \psi(1/2 + x)$. Для наших образцов ни одно из упрощающих условий не выполняется, однако, как следует из рис. 4 /экспериментальные результаты представлены в относительных единицах/, линейная зависимость теплопроводности от поля наблюдается во всех случаях и занимает довольно значительный интервал магнитных полей. Для холоднодеформированного образца линейная зависимость сохраняется вплоть до $H=0$.

В табл. 2 приведены значения $dk_e^{(m)}/dH$, полученные на линейном участке экспериментальных кривых, а также $dk_e^{(m)}/dH \Big|_{H_{c2}}$, рассчитанные по формуле /1/. В расчетах принимали, что $\kappa_2(t) = \kappa(1)$, и использовали значения, приведенные в табл. 1. Видно, что теоретические наклоны в 2-4 раза выше экспериментальных. Такое положение можно объяснить следующим образом. Определенная в эксперименте теплопроводность состоит из двух компонент - электронной и фононной, вклады которых по абсолютной величине - одного порядка. Поэтому можно написать:

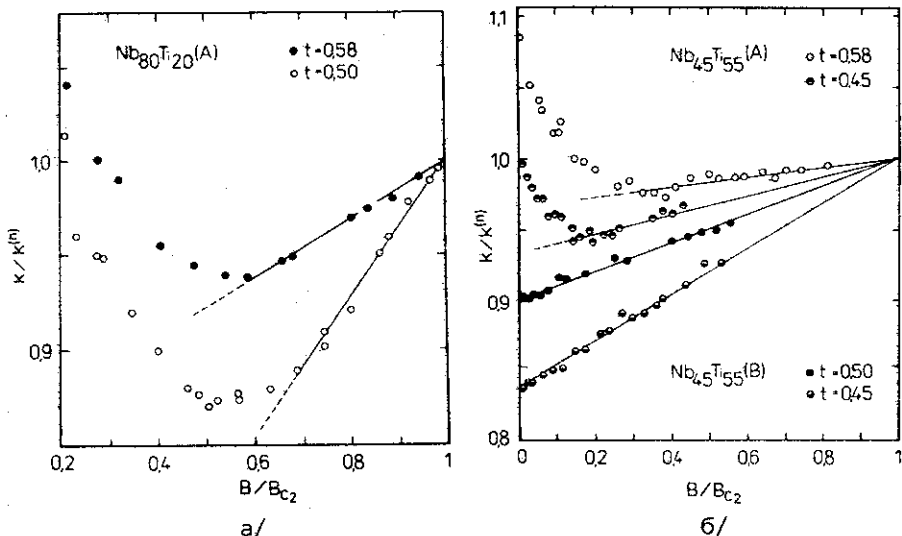


Рис. 4. Зависимость теплопроводности от магнитного поля в относительных единицах. а/ $Nb_{80}Ti_{20}$; б/ $Nb_{45}Ti_{55}$.

$$\left. \frac{dk^{(m)}}{dH} \right|_{H_{c2}} = \frac{d}{dH} (k_e^{(m)} + k_p^{(m)})_{H_{c2}}$$

Тогда из рис. 4 и табл. 2 следует, что, во-первых, фоновая теплопроводность вблизи B_{c2} также линейно зависит от поля, и, во-вторых, знак производной $dk^{(m)}/dH$ должен быть отрицательным. Наличие минимума на кривой $k^{(m)}(B)$ тоже говорит о противоположном знаке изменения электронной и фоновой компонент с магнитным полем. К подобному выводу приходят в работе ¹².

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. На зависимости теплопроводности от магнитного поля рекристаллизованных образцов в смешанном состоянии наблюдается характерный минимум. У образца $Nb_{80}Ti_{20}$ глубина минимума составляет $45 \div 60\%$ от $k^{(s)}$ и он расположен вблизи $B/B_{c2} \approx 0,5$. В случае $Nb_{45}Ti_{55}$ минимум сдвинут с $B/B_{c2} = 0,2-0,3$ и его глубина не превосходит $6 \div 10\%$ от $k^{(s)}$.

2. Предсказанная теорией ¹ для электронной теплопроводности линейная зависимость от магнитного поля вблизи B_{c2} обнаружена у всех образцов. Однако в измеряемой теплопроводности большую часть составляет фоновая компонента. Кроме того, в экспери-

менте линейная зависимость $k^{(m)}(B)$ наблюдается в широком интервале магнитных полей. Так, для образца $Nb_{80}Ti_{20}$ до $B/V_{c2} = 0,6 \pm 0,7$, для рекристаллизованного образца $Nb_{45}Ti_{55}$ до $B/V_{c2} = 0,2 \pm 0,3$, а у холоднотемпературного образца $Nb_{45}Ti_{55}$ она сохраняется вплоть до $B/V_{c2} = 0$.

3. Сравнение с теорией ¹ дает основание предположить, что фоновая компонента теплопроводности у исследованных образцов линейно изменяется с магнитным полем вблизи V_{c2} . Но производная по полю фоновой теплопроводности имеет отрицательный знак.

Авторы искренне благодарны Е.И.Дьячкову за постоянный интерес к работе и Г.П.Цвиневой за помощь в обработке экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Caroli C., Cyrot M. Phys.Kondens.Materie, 1965, 4, p. 285.
2. Ambegaokar V., Griffin A. Phys.Rev., 1965, 137A, p. 1151.
3. Maki K. Phys.Rev., 1967, 158, p. 397.
4. Schmidbauer E. et al. Z.Physik, 1970, 240, p. 30.
5. Noto K. J.Phys.Soc.Japan, 1969, 26, p. 710.
6. Lowell J., Sousa J. Phys.Lett., 1964, A25, p. 469.
7. Gupta A.K., Wolf S. Phys.Rev., 1972, 86, p. 2595.
8. Van der Veecken J.P.M. et al. In: Proc. LT-15, Grenoble, 1978, p. 673.
9. Lindenfeld P. et al. In: Proc. LT-10, Moscow, 1967, p. 396.
10. Del Vecchio L.V., Lindenfeld P. Phys.Rev., 1970, B1, p.1097.
11. Dubeck L. et al. Rev.Mod.Phys., 1964, 36, p. 110.
12. Kobayashi N. et al. J.Low Temp.Phys., 1974, 17, p. 575.
13. Lowell J., Sousa J.B. J.Low Temp.Phys., 1970, 3, p. 65.
14. Dubeck L., Setty K.S.L. Phys.Lett., 1968, 27A, p. 334.
15. Cody G.D., Cohen R.W. Rev.Mod.Phys., 1964, 36, p. 121.
16. Дьячков Е.И., Херцог Р., Хухарева И.С. ОИЯИ, Р8-12945, Дубна, 1979.
17. Дьячков Е.И., Херцог Р., Хухарева И.С. В кн.: Труды XXI Всесоюзного совещания по физике низких температур, Харьков, 1980, с. 80.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1981 года.