

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Г-657

8 - 7718

1830/2-74

И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА
ВЯЗКОГО ТРЕНИЯ ВИХРЕЙ
ВБЛИЗИ T_c СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СПЛАВА
№ - 80% Zr

1974

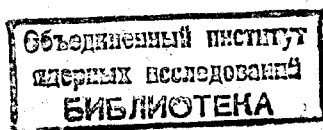
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

8 - 7718

И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА
ВЯЗКОГО ТРЕНИЯ ВИХРЕЙ
ВБЛИЗИ T_c СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СПЛАВА
№ - 80% Zr

Направлено в physica status solidi



За последнее время опубликован ряд работ /1-6/, в которых на основании микроскопической теории сверхпроводимости получены уравнения для определения электромагнитной диссипации, обусловленной движением вихрей под действием транспортного тока в сверхпроводниках второго рода /СП 2/ с $\kappa \gg 1$. Решение этих уравнений позволило в некоторых случаях получить в явном виде зависимость эффективной проводимости $\sigma_{\text{eff}} = \rho_f^{-1} = (dE/dj)^{-1}$ от температуры T и среднего магнитного поля в образце H . В частности, для $H/H_{c2}(t) \ll 1$ в области непосредственной близости к T_c $\sigma_{\text{eff}} = \beta(t) \rho_n^{-1} H_{c2}^{\text{ГЛАГ}}(t)/H$, где $t = T/T_c$; ρ_n - удельное электросопротивление в нормальном состоянии, причем множитель $\beta(t)$ в разных работах различен /2,3,5/.

По определению /7/ коэффициент вязкости $\eta(t) = \rho_f^{-1} \phi_0 H c^{-2} = \beta(t) \rho_n^{-1} c^{-2} \phi_0 H_{c2}^{\text{ГЛАГ}}(t)$,

где ϕ_0 - квант магнитного потока. На эксперименте в области малых полей, как правило, наблюдается линейная зависимость $\rho_f(H)$, которую обычно представляют в виде:

$$\rho_f / \rho_n = b(t) H / H_{c2}^{\text{ГЛАГ}}(t) \quad \text{или} \quad \rho_f / \rho_n = b_0(t) H / H_{c2}^{\text{ГЛАГ}}(0) \quad (0).$$

Считая $H_{c2}^{\text{ГЛАГ}}(t) = H_{c2}^{\text{ГЛАГ}}(0) f(t)$, получим

$\beta(t) = b^{-1}(t) = [b_0(t) f(t)]^{-1}$. При рассмотрении температурной зависимости η представляется целесообразным скорее учитывать $b_0^{-1}(t)$, чем $b^{-1}(t)$, как это часто делается /см., например, /8/ /. Такой подход оправды-

вается следующим: во-первых, при пересчете экспериментальной кривой $\rho_f(H)$ в функцию от $H/H_{c2}(t)$ вносится дополнительная ошибка, связанная с разбросом

$H_{c2}^{\text{эксп}}(t)$; во-вторых, для экстремальных СП2 $H_{c2}^{\text{эксп}}(t)$ существенно ниже $H_{c2}^{\text{ГЛАГ}}(t) / 9,10 /$ / исключая область непосредственной близости к T_c /; в-третьих, при учете только температурной зависимости $b^{-1}(t) = \beta(t)$ ускользает из рассмотрения важная особенность: при $t \rightarrow 1$, несмотря на рост $\beta(t)$, коэффициент вязкости уменьшается, вследствие чего при той же действующей на вихрь силе его скорость возрастает.

Цель настоящей работы состояла в определении $\eta^{\text{эксп}}(t)$ в области температур, близких к T_c /вплоть до $t = 0,995/$, и сравнении с результатами микротеорий. Использовались образцы в виде рекристаллизованных ленточек из Nb-80% Zr, подробно описанные в работе /10/. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца и току. Величина $\rho_f(H)$ при фиксированных T и H находилась графически по наклону линейного участка вольт-амперной характеристики. При всех температурах на кривых $\rho_f(H)$ в полях $H/H_{c2}(t) = 0,02 \div 0,25$ отчетливо выделялись линейные участки, по наклону которых определялись $b_0(t)$ и $b(t)$.

Зависимость b_0^{-1} от приведенной температуры представлена на рис. 1. Там же даны теоретические кривые. 1а соответствует $\beta(t) = 1,1(1-t)^{-1/2}$ из работы /3/, в которой рассмотрена главная часть так называемого аномального члена в σ_{eff} , отражающего только релаксационный механизм диссипации энергии при движении вихря в СП2. Кривая 3в соответствует

$$\beta(t) = 1,1(1-t)^{-1/2} + 0,81 [1 + \alpha_3 (1-t)^{-1/10} + \alpha_4 (1-t)^{-1/5}]$$

из работы /5/, в которой учтены дополнительные поправки к главной части. Наконец, кривая 2 соответствует $\beta(t) = 1,47^{1/2}$ и определяет нижнюю границу $\eta(t)$, т.к. получена в предположении отсутствия аномальных членов в σ_{eff} .

При расчете теоретических значений $b_0(t)$ принимали

$$f(t) = (1-t)/0,693, \text{ а для экспериментальных - } H_{c2}^{\text{ГЛАГ}}(0) = 0,693 T_c \frac{dH_{c2}^{\text{эксп}}}{dT} \Big|_{T=T_c} /9,10/. \text{ Для наших образцов } T_c = T(0,5 R_n) = 7,85 \text{ }^\circ\text{K}; \Delta T = T(0,9 R_n) - T(0,1 R_n) = 0,03 \text{ }^\circ\text{K} = 0,0038 T_c \text{ и}$$

$H_{c2}^{\text{эксп}}(t)$ - линейная функция во всем исследованном интервале температур.

Как следует из рис. 1, теоретические кривые 1а и 1в проходят выше экспериментальных точек: при $t = 0,80 \div 0,93$ на 20% и 150% соответственно. Что ка-

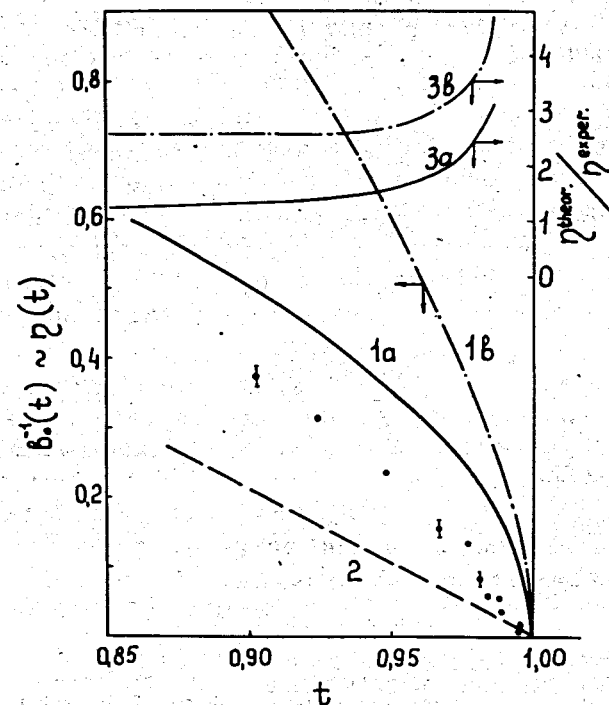


Рис. 1. Зависимость коэффициента вязкости от температуры. ● - экспериментальные значения, 1, 2 - теоретические кривые /пояснения в тексте/, 3а, 3в - отношение соответствующих теоретических значений η /кривые 1а, 1в/ к экспериментальным.

сается температурного хода η , то при $t < 0,93$ теория ^{/5/} дает совпадающую с нашими результатами функциональную зависимость /см. кривую 3в/, но при $t > 0,95$ резко расходится с экспериментом. На кривой $b^{-1}(t) \sim \eta(t) / H_{c2}(t)$ это расхождение проявляется таким образом, что теоретические кривые, соответствующие 1а и 1в на рис. 1, при $t \rightarrow 1$ круто поднимаются вверх, а экспериментальная, пройдя через максимум вблизи $t = 0,98$, снижается практически до значений, определяемых кривой 2.

Таким образом, наши результаты указывают на то, что в работах ^{/3,5/} численные коэффициенты в $\beta(t)$ завышены и, самое главное, что при $T \rightarrow T_c$ аномальные члены в σ_{eff} сильно подавляются. Возможно, это связано с размазыванием особенности в спектре возбуждений, вследствие чего $\eta(t)$ в обычном СП2 начинает вести себя так же, как в СП2 с парамагнитными примесями.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность В.В.Данилову, Н.Б.Копнину, М.Ю.Куприянову, К.К.Лихареву, Ю.Н.Овчинникову за плодотворные дискуссии и Г.Л.Дорофееву, А.Никитку, Л.В.Петровой, Д.Фричевски за помощь при измерениях.

Литература

1. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин. ЖЭТФ, 60, 2331 /1971/.
2. М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев. Письма ЖЭТФ, 15, 349 /1972/.
3. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин. ЖЭТФ, 64, 360 /1973/.
4. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 64, 1096 /1973/.
5. Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 65, 290 /1973/.
6. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин. ЖЭТФ, 65, 396 /1973/.
7. Y.B.Kim, C.F.Heamstead, A.R.Strnad. Phys.Rev., 139, A1163 (1965).
8. Н.Я.Фогель. ЖЭТФ, 63, 1371 /1972/.
9. E.Helfand, N.R.Werthamer. Phys.Rev., 147, 288 (1966);
R.R.Hake. Phys.Rev., 158, 356 (1967).
10. И.Н.Гончаров, И.С.Хухарева. ЖЭТФ, 62, 627 /1972/.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 февраля 1974 года.