

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 451–456

20 апреля 1969 г.

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА
В СПЛАВАХ С ЖЕСТКО ЗАКРЕПЛЕННОЙ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКОЙ**

**Ю.Ф.Бычков, В.Г.Верещагин, М.Т.Зуев, В.Р.Карасик, Г.Б.Курганов
В.А.Малышев**

Для объяснения сверхпроводящих свойств сплавов, содержащих мелкодисперсные несверхпроводящие частицы, в [1] предложена модель жестко закрепленной вихревой решетки. В настоящей работе показа-

но, что непосредственным следствием модели работы [1] является необычайно сильный, не укладывающийся в рамки существующих теорий [2,3] рост плотности критического тока i_c с понижением температуры. Указанный вывод подтвержден экспериментально.

При жестком закреплении вихрей [1] зависимость i_c от внешнего магнитного поля описывается выражением

$$i_c = \frac{H_c}{4\pi\lambda} \left(1 - \frac{H}{H_{c2}}\right)^2, \quad (1)$$

где H_c , H_{c2} , H – термодинамическое, второе критическое и внешнее магнитные поля, λ – эффективная глубина проникновения. Выведем из уравнения (1) связь между i_c и с температурой для двух случаев:

$$1) h = H/H_{c2} = \text{const}; \quad 2) H = \text{const}.$$

В случае 1)

$$i_c(t) = A^2(H_c(t)/4\pi\lambda(t)), \quad (2)$$

где $A = 1 - h$ не зависит от температуры, а $t = T/T_c$. Как известно [4, 5],

$$H_c(t) = H_c(0)(1 - t^2) \quad (3)$$

$$\lambda(t) = \lambda_0(1 - t^4)^{-1/2}. \quad (4)$$

Наличие в сплаве мелкодисперсных несверхпроводящих частиц требует учета эффекта близости – диффузии сверхпроводящих пар в нормальный металл на расстояние порядка длины когерентности $\xi(t)$. Из соотношения

$$\pi\xi^2(t) = \phi_0 / H_{c2}(t), \quad (5)$$

где ϕ_0 – квант магнитного потока, и экспериментально установленный для исследованных в данной работе сплавов зависимости

$$H_{c2}(t) = H_{c2}(0)(1 - t^2), \quad (6)$$

характерной для подавляющего большинства сверхпроводящих сплавов, получаем:

$$\xi(t) = \xi(0)(1 - t^2)^{-1/2}. \quad (7)$$

В связи с тем, что размеры частиц и расстояния между ними имеют порядок $\xi(t)$, в первом приближении сверхпроводящий объем пропорционален $\xi^3(t)$. Следовательно, концентрация сверхпроводящих пар, входящая в λ_0 , равна

$$n_{s0} = n_{s0}(0)(1-t^2)^{3/2}. \quad (8)$$

С учетом (8) зависимость (4) принимает вид

$$\lambda(t) = \lambda_0(0)(1-t^2)^{-5/4}(1+t^2)^{-1/2}. \quad (9)$$

Тогда

$$i_c(t) = \frac{H_c(0)}{4\pi\lambda_0(0)} A^2 (1-t^2)^{9/4} (1+t^2)^{1/2}. \quad (10)$$

Сравнение формулы (10) с экспериментальными данными значительно упрощается, если зависящий от температуры член аппроксимировать с помощью функции $(1-t^2)^2$. Вводимая при этом погрешность (см. формулы (11), (12)) не превышает 3% в области температур $0 < t < 0,9$. Имеем

$$[i_c(t)]^{1/2} = \left[\frac{H_c(0)}{4\pi\lambda_0(0)} \right]^{1/2} A (1-t^2). \quad (11)$$

Таким образом, если модель жесткого закрепления вихревой решетки верна, то при $h = \text{const}$ зависимость $[i_c(t)]^{1/2}$ от t^2 (или T^2) должна быть линейной.

Случай 2). Аналогичный характер температурной зависимости имеет место, если измерения проводить при $H = \text{const}$. Учитывая формулы (3), (6) и (9) и пользуясь прежней аппроксимацией, получаем

$$[i_c(t)]^{1/2} = \left[\frac{H_c(0)}{4\pi\lambda_0(0)} \right]^{1/2} \frac{H_{c2}(0)(1-t^2) - H}{H_{c2}(0)}. \quad (12)$$

Экспериментальная проверка соотношений (11) и (12) проводилась на образцах, приготовленных из сплавов Ti 22 ат.% Nb, Zr 20 ат.% Nb. Методика измерений описана в [1], а параметры образцов и режим термообработки приведены в таблице.

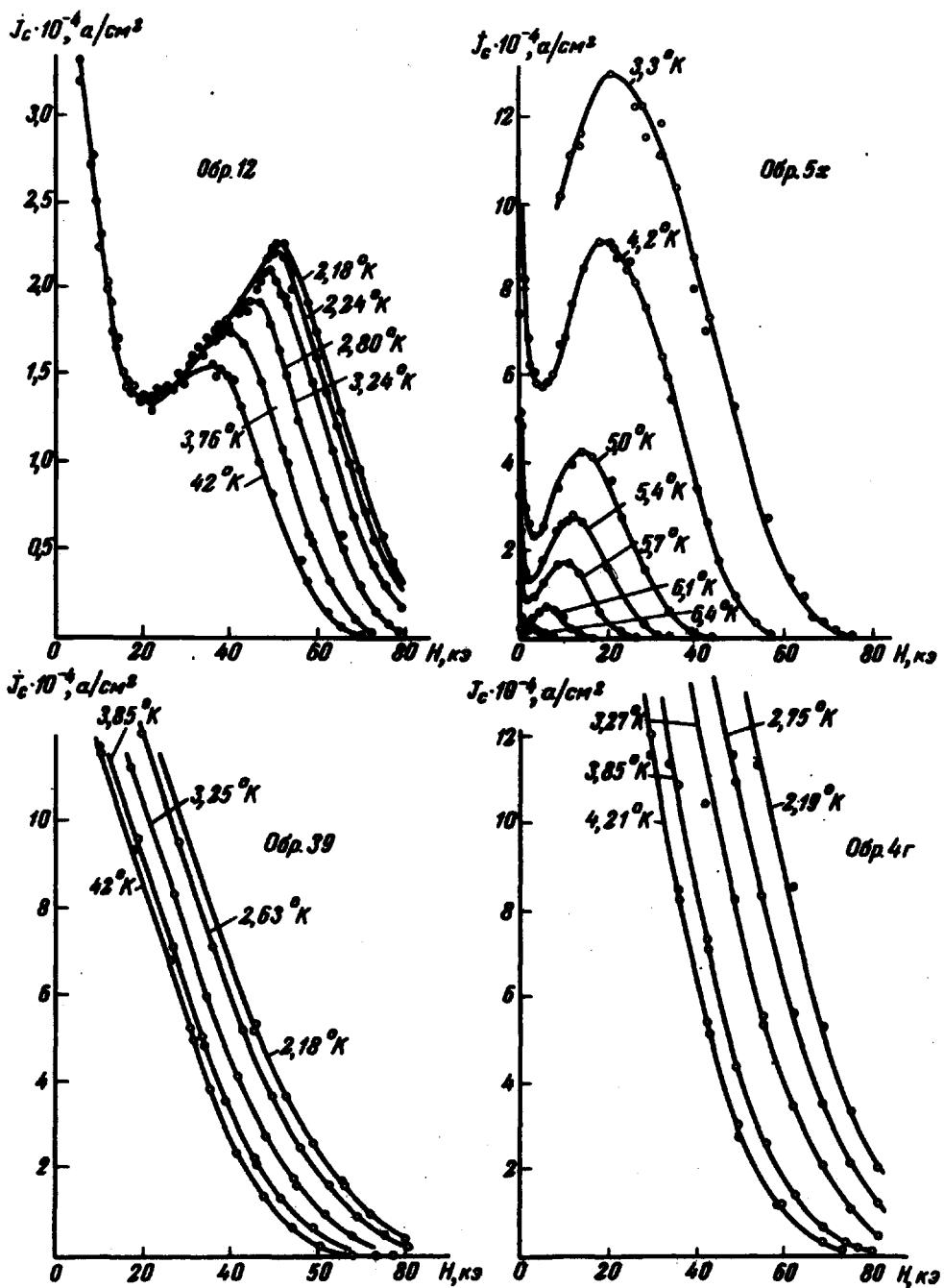


Рис.1. Зависимость плотности критического тока от внешнего поперечного магнитного поля при различных температурах; данные об образцах приведены в таблице.

Состав сплава	$\#$ образца	Диаметр образца, мм	Режим термообработки
Ti 22 ат.% Nb	5х	0,24	Закалка от 800° ($t = 1$ ч) + отпуск 390° 1 час
Ti 22 ат.% Nb	4г	0,24	Закалка от 800° ($t = 1$ ч) + отпуск 390° 3 час
Zr 20 ат.% Nb	12	0,22	Закалка от 800° ($t = 1$ ч) + отпуск 350° 3 час
Zr 20 ат.% Nb	39	0,25	Закалка от 800° ($t = 1$ ч) + отпуск 450° 3 час

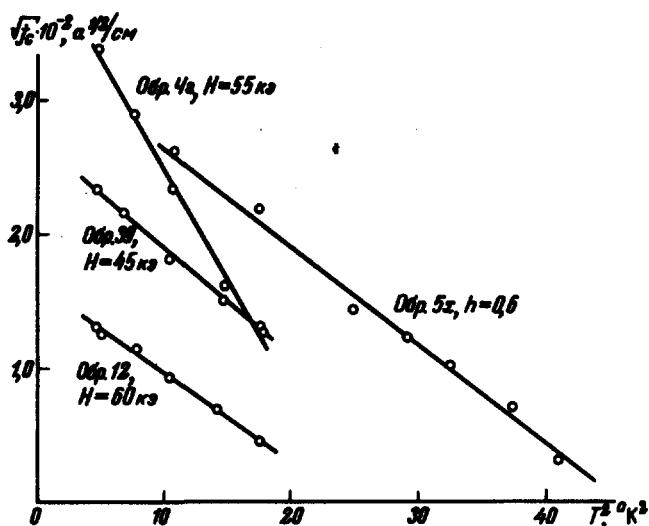


Рис.2 Сравнение экспериментальных результатов, представленных на рис.1, с формулами (11) и (12)

Для исследования температурной зависимости λ_c (см. рис.1) были выбраны два типа образцов – с пиками и без пиков на кривых $i_c(H, T)$. "Пик-эффект" наблюдается при малых временах старения, когда выделившиеся в матрице частицы ω -фазы [1] обладают сверхпроводящими свойствами. Максимумы на кривых соответствуют магнитному полю "пробоя", разрушающему сверхпроводимость включений. В полях за максимумом вихревая решетка жестко закрепляется. Кривые без пик-эффекта получены на образцах, подвергнутых более длительному или бо-

лее высокотемпературному старению, в результате которого ω -частицы значительно обогащаются титаном (или цирконием) и не переходят в сверхпроводящее состояние, обеспечивая жесткое закрепление вихрей во всей исследованной области значений H и T .

На рис.1 ясно виден сильный рост критических токов при понижении температуры. Сравнение экспериментальных результатов с формулами (11) и (12) приводится на рис.2. Для образцов 4г, 12, 39 зависимость $[i_c(T)]^{1/2}$ от T^2 построена при постоянных значениях напряженности внешнего магнитного поля. Для образца 5х та же зависимость построена при постоянном $b \approx H/H_{c2}$. Видно, что зависимость в обоих случаях линейная.

В заключение авторы благодарят Б.М.Вула за внимание к работе и ценные советы. Авторы благодарны также А.А.Тищенко, Г.Т.Никитиной, И.П.Радченко за помощь при проведении измерений.

Физический институт

им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
4 марта 1969 г.

Литература

- [1] Ю.Ф.Бычков, В.В.Верещагин, В.Р.Карасик, Г.Б.Курганов, В.А. Мальцев. ЖЭТФ, 56, 505, 1969.
 - [2] P.W.Anderson, V.B.Kim. Rev. Mod. Phys., 36, 39, 1964.
 - [3] В.В.Шмидт. ЖЭТФ, 45, 19992, 1963; 47, 387, 1964.
 - [4] П.Дежен. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М., Изд. Мир, 1968.
 - [5] Д.Шенберг. Сверхпроводимость. М., ИИЛ., 1955.
-