

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 297 – 302

20 сентября 1970 г.

**О НЕСТАБИЛЬНОСТЯХ, ВОЗНИКАЮЩИХ
ПРИ БЕССИЛОВОМ ТЕЧЕНИИ ТОКА
В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СПЛАВЕ Ti – 22 ат.% Nb**

B.P.Карасик, B.G.Верещагин, Г.T.Никитина, A.M.Русинов

При исследовании критических токов проволочек, приготовленных из сплава Ti – 22 ат.% Nb мы наблюдали интересное явление – резкий провал на кривой зависимости критического тока от внешнего магнитного поля, параллельного оси проволочки.

Типичные результаты приведены на рис. 1, a. Видно, что при $I \parallel H_0$ ток сначала растет, затем при $H_0 \approx 2$ кэ падает в 1,5 раза, проходит через минимум и при $H_0 \approx 5$ кэ увеличивается вдвое.

При $H_0 > 10$ кэ экспериментальные данные с хорошей точностью описываются выражением:

$$I_k(H_0) = I_0 \exp(-H_0/H_{kp}). \quad (1)$$

Здесь $I_k = I_k / \pi R^2$ где R – радиус проволочки, H_{kp} и I_0 – параметры, зависящие от структуры образца (размеров и концентрации частиц ω -фазы) [1].

Для сравнения на рис. 1, а дана зависимость j_k от магнитного поля, направленного перпендикулярно оси образца. Кривая $j_{k\perp}$ провала не имеет.

Поведение критического тока в районе провала характеризуется двумя особенностями: а) значение j_k при первом разрушении сверхпроводимости всегда выше, чем при втором, и всех последующих; б) величина j_k стабилизируется и становится воспроизводимой только после двух-трех переводов образца в нормальное состояние.

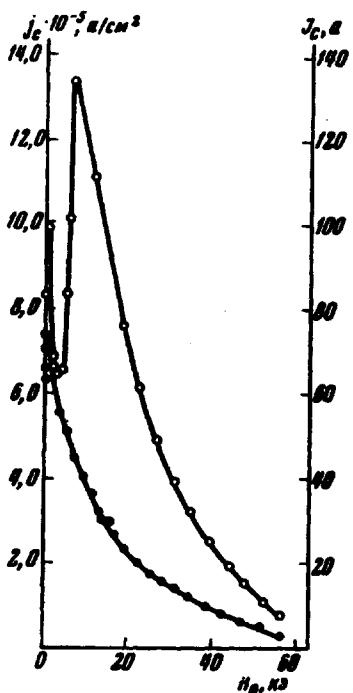


Рис. 1, а. Образец №1. Зависимость критического тока от напряженности внешнего магнитного поля: $T = 4,2^\circ\text{K}$, $R = 55,5 \mu\text{к}$. Обработка: рекристаллизация при $t = 800^\circ\text{C}$ 1 час, старение при $t = 425^\circ\text{C}$ 3 часа; $O - I \parallel H_0$, $\bullet - I \perp H_0$. $j_k = I_k / \pi R^2$.

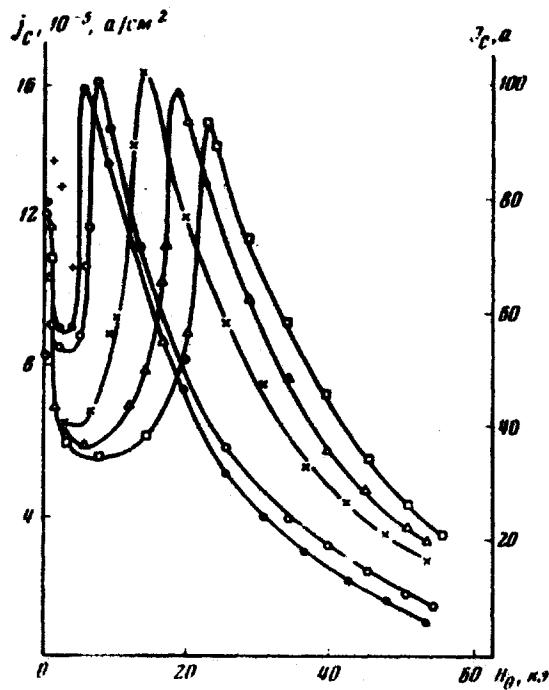
На рис. 1 приведены установившиеся значения j_k . На рис. 1, б, где демонстрируется температурная зависимость $j_k(H)$, для температуры $4,2^\circ\text{K}$ дополнительно нанесены точки, полученные при первом переходе образца в нормальное состояние.

Провал на кривых $j_{k\parallel}(H)$ наблюдается у образцов, подвергнутых старению после предварительной рекристаллизации. В таких образцах ω -частицы, образующиеся при распаде твердого раствора и стабилизирующие вихревую решетку Абрикосова, распределены равномерно и изотропно.

В образцах, подвергнутых старению после холодной деформации, дефекты распределены анизотропно, так как при волочении проволоки образуется текстура, ориентированная вдоль направления протяжки. Анизотропное распределение центров закрепления вихрей подавляет нестабильности критического тока и провал исчезает (рис. 2).

Для объяснения полученных результатов воспользуемся идеей Бержеона, предположившего, что в сверхпроводящих сплавах в случае $I \parallel H_0$ реализуются бесследовые токовые конфигурации [2].

Предположим, что образец находится в критическом состоянии^[3], и решим задачу о бессиловом течении тока в ленте, имеющей толщину $2c$ ¹⁾



Фиг. 1.5. Образец № 2. Зависимость критического тока от напряженности внешнего магнитного поля:
 + — 4,2°К (первый переход образца в нормальное состояние)
 ● — 4,2°К (второй и последующий переходы), ○ — 4,0°К, × — 2,99°К, Δ — 2,29°К,
 □ — 1,71°К, $B = 44,5 \text{ мк}, i_k = I_k / \pi B^2$.
 Обработка: рекристаллизация при $t = 800^\circ\text{C}$
 1 час, старение при $t = 425^\circ\text{C}$ 3 часа

Учитывая (1), имеем

$$\text{где } H = aH, \quad a = \frac{4\pi}{c} i_0 \frac{\exp(-H/H_{kp})}{H}, \quad (2)$$

где H — полное поле.

¹⁾Из дальнейшего следует, что решение плоской задачи имеет удивительно простой вид и содержит объяснение наших экспериментальных результатов. В случае же цилиндра требуется решение нелинейного дифференциального уравнения с применением ЭВМ.

Пусть координата z меняется от $-d$ до d , а внешнее поле H_0 и ток I направлены вдоль оси y . Тогда

$$\begin{aligned} -\frac{dH_x}{dz} &= aH_x, & H_y &= H \cos az, \\ -\frac{dH_y}{dz} &= aH_y, & H_x &= H \sin az. \end{aligned} \quad (3)$$

В решении (3) постоянная интегрирования выбрана равной нулю. Из (2) и (3) следует, что $H_x^2 + H_y^2 = H^2 = \text{const}$; $a = \text{const}$ (при данном H).

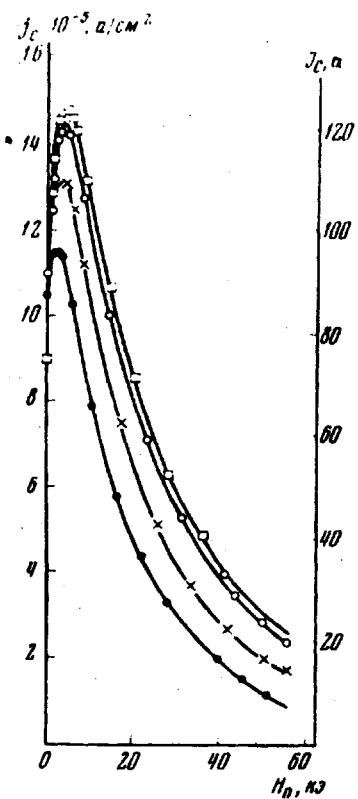


Рис. 2. Образец №2. Зависимость критического тока от напряженности внешнего магнитного поля: $I \parallel F$, $F = 51,5 \text{ мк}$,
 ● — 4,2°К, × — 3,22°К, ○ — 2,06°К,
 □ — 1,27°К. Стабилизация: холодная десорбция и последующее старение при $t = 425^\circ\text{C}$
 1 час

Границочное условие при $z = \pm d$ дает

$$H_0 = H \cos ad. \quad (4)$$

Полный ток

$$I = a \int_{-d}^{+d} H dz = 2H_I \quad (5)$$

Уравнения (4) и (5) содержат полное решение задачи.

При $H_o \gg H_{kp}$ получаем

$$I_k = 2d i_o \frac{4\pi}{c} \exp(-H_o/H_{kp}). \quad (6)$$

В нулевом внешнем поле критический ток определяется из условия $\cos \alpha^o = 0$, или

$$\frac{\pi}{2} (2n + 1) = \frac{4\pi}{c} i_o d \frac{\exp(-H^*/H_{kp})}{H^*}; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

Когда $H_o = H^*$, полный ток I обращается в нуль.
 H^* находится из уравнения:

$$\frac{4\pi}{c} i_o d \frac{\exp(-H^*/H_{kp})}{H^*} = \pi n. \quad (8)$$

Для $n = 0$ поле $H^* = \infty$. Для $n \neq 0$ H^* – конечная величина. Поэтому решения с $n = 1, 2, 3, \dots$ существуют в интервале полей $0 < H_o < H^*$.

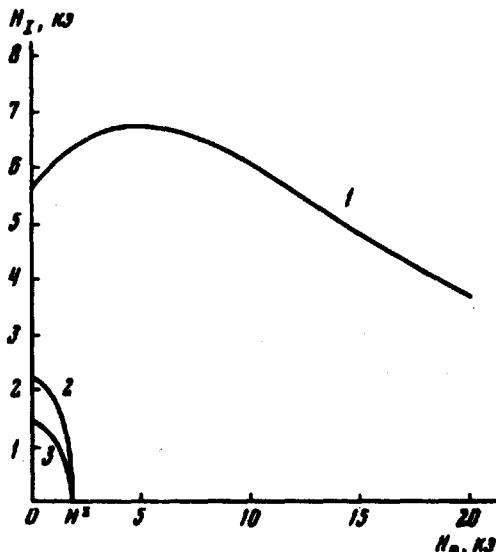


Рис. 3. Расчетные кривые зависимости магнитного поля тока H_t от напряженности внешнего магнитного поля H_o : $d = 45 \text{ мк}$, $i_o = 2,2 \cdot 10^6 \text{ а/см}^2$, $H_{kp} = 17,62 \text{ кз}$; $1 - n = 0$, $2 - n = 1$, $3 - n = 2$

Результаты графического решения уравнения (4) представлены на рис. 3, где по оси ординат отложено магнитное поле тока H_t , а по оси абсцисс – внешнее поле H_o . Верхняя кривая соответствует $n = 0$, средняя $n = 1$, а нижняя $n = 2$.

Каждому значению n соответствует своя бессиловая конфигурация.

Можно предположить, что наблюдаемая в наших экспериментах нестабиль-

ность тока связана с переходом от течения с $n = 0$, к течению с $n \neq 0$. При $H_o > H^*$ восстанавливается первоначальная конфигурация.

При наличии анизотропных дефектов перестроение затруднено и провал на кривой $i_{k\parallel}$ (H_o) отсутствует (см. рис. 2).

Заметим, что подстановка взятых из экспериментальных кривых значений i_o , H_{kp} и $d = R$, где R – радиус проволочки, в формулу (4) дает хорошее согласие между расчетными и экспериментальными кривыми.

В заключение вычислим намагниченность, связанную с током.

Магнитный момент направлен вдоль H_o и I и равен (на единицу объема)

$$M = \frac{1}{4\pi} (H_y - H_o) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{H}{ad} \sin ad - H_o \right). \quad (9)$$

При $H_o \rightarrow \infty$

$$M \sim I \sim \exp(-H_o / H_{kp}).$$

При $H_o = 0$

$$M = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{I_o \sin a_o d}{a_o d} \right). \quad (10)$$

Но $a_o d = \frac{\pi}{2} (2n + 1)$, следовательно,

$$M_o = \frac{1}{4\pi} \frac{2I_o}{\pi(2n + 1)} ; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

Для ветвей с $n \neq 0$, магнитный момент обращается в нуль при $H = H^*$.

Авторы благодарны Е.М. Вулу за внимание к работе и ценные советы. Авторы благодарят Ю.Ф. Бычкова за предоставление образцов, В.Г. Ершова за обсуждение результатов, Д.Б. Пронкина за помощь при проведении измерений.

Физический институт
им. П.И.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 августа 1970 г.

Литература

- [1] В.Р.Карасик, В.Г.Верешагин. Краткие сообщения по физике ФИАН, №4 1970.
- [2] C.J.Bergeron. Appl. Phys. Lett., 3, 63, 1963.
- [4] C.P.Bean. Phys. Rev. Lett., 9, 250, 1962.