

Б-827

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4993/2-76



13/xii-76

P8 - 10005

С.Борка, И.Н.Гончаров, Д.Фричевски, И.С.Хухарева

ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛ ЗАЦЕПЛЕНИЯ ВИХРЕЙ
В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ
НИОБИЙ-ЦИРКОНИЕВЫХ СПЛАВАХ
С НЕВЫСОКИМИ j_c

1976

P8 - 10005

С.Борка, И.Н.Гончаров, Д.Фричевски, И.С.Хухарева

ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛ ЗАЦЕПЛЕНИЯ ВИХРЕЙ
В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ
НИОБИЙ-ЦИРКОНИЕВЫХ СПЛАВАХ
С НЕВЫСОКИМИ j_c

Направлено в журнал "Физика низких температур"

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени построено большое количество моделей критических токов в сверхпроводниках второго рода /СП-2/ /см. напр., ^{1/}/. Однако, как правило, они основаны на каком-либо конкретном механизме зацепления вихрей /пиннинга/ и предсказывают существование закона подобия, который состоит в том, что макроскопическая объемная плотность силы пиннинга (F_c) должна иметь одну и ту же форму зависимости от приведенного магнитного поля $h = H/H_{c2}(T)$, независимо от температуры. Следовательно, в случае, если закон подобия не выполняется, простые модельные представления использовать для сравнения с экспериментом невозможно.

Гораздо более общий подход предложен в работах Ларкина и Овчинникова ^{2-4/} /в дальнейшем ЛО/, которые получили выражения для критического тока через корреляционные функции, описывающие неоднородности некоторых параметров материала /подробнее результаты этой теории будут изложены ниже/.

Целью настоящей работы было исследовать критические токи в сверхпроводящих сплавах с различной микроструктурой, но с относительно слабым пиннингом, чтобы иметь возможность сравнить результаты с теорией ЛО.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Техника измерения и характеристики образцов были изложены в предыдущей статье ^{/5/}, в которой описаны измерения пик-эффекта в зависимости от магнитного поля и температуры.

Проведенные эксперименты показали, что разница между статическим и динамическим /т.е. определенным путем экстраполяции линейной части ВАХ к нулю/ критическими токами мала, за исключением области пик-эффекта. Таким образом, если не будет оговорено, все изложенное ниже относится к обоим критическим токам, причем статический критический ток определен по пороговому напряжению 10 мкВ.

С целью сравнения экспериментальных результатов с теоретическими выводами плотность объемной силы пиннинга рассчитывалась по следующей формуле:

$$F_c = \frac{1}{c} j_c B \approx \frac{1}{c} j_c H. \quad /1/$$

Если учесть, что в случае исследованных нами образцов $H_{c1}/H_{c2} < 0,003$, то такое приближение во всем диапазоне измерений ($h > 0,05$) не меняет точности определения силы пиннинга.

2. На *рис. 1* показаны зависимости логарифма плотности силы пиннинга от приведенного значения магнитного поля при разных температурах для рекристаллизованного и холоднодеформированного образцов Nb - 80 ат% Zr. Видно, что в случае рекристаллизованного образца /*рис. 1а*/ пик-эффект при всех температурах измерения ограничивается областью $h \geq 0,8$. Вне этого интервала сила пиннинга монотонно возрастает с уменьшением магнитного поля, но форма кривых видоизменяется с изменением температуры. При самой низкой температуре измерения /2 К/ зависимость логарифма силы пиннинга линейна от самого пика почти до $h \sim 0,05$. В средних магнитных полях линейность сохраняется до температур, близких к T_c , причем наклон немного увеличивается с возрастанием температуры измерения.

В низких магнитных полях видоизменение с повышением температуры особенно заметно и проявляется в том, что $\lg F_c$ растет сильнее с уменьшением h , отклоняясь от линейной зависимости при все более высоких h .

В принципе такое же поведение было обнаружено на холоднодеформированном образце /рис. 1б/, но в этом случае интервал магнитных полей, в которых проявляется пик-эффект, значительно шире даже при низких температурах, а с ростом температуры сам пик смещается к низким полям. Кроме того, в этом случае удалось достичь максимума F_c при $h \sim 0,1$ /если температура измерений не была слишком близкой к T_c /.

На основе экспериментально полученных результатов можно видеть, что в данном случае зависимость силы пиннинга от приведенного магнитного поля не подчиняется закону подобия /т.е. форма $F_c(h)$ меняется с температурой/.

3. В большинстве случаев в теоретических расчетах температурная зависимость силы пиннинга выражается через зависимость от верхнего критического магнитного поля в виде

$$F_c(h = \text{const}) \sim H_{c2}^m(T). \quad /2/$$

Для определения показателя степени m на рис. 2 приведены зависимости логарифма плотности силы пиннинга от логарифма верхнего критического поля при разных постоянных значениях приведенного магнитного поля. На рис. 2а показаны данные зависимости для рекристаллизованного образца. Видно, что в низких магнитных полях ($h \sim 0,15$) при всех температурах измерения хорошо выполняется закон изменения в виде /2/, причем $m = 2,1$. Однако в полях, близких к $H_{c2}(T)$, изменение силы пиннинга с температурой отклоняется от такой простой зависимости. Например, для $h = 0,95$ при понижении температуры такие отклонения начинаются одновременно с заметным появлением пик-эффекта, так что при достаточно низких температурах, когда он уже вполне развит, вновь можно описывать температурную зависимость силы

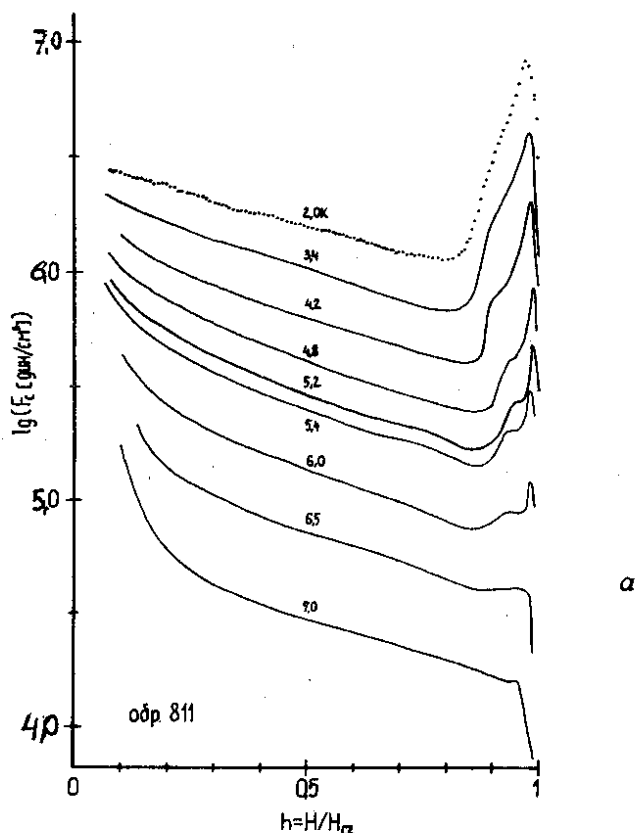
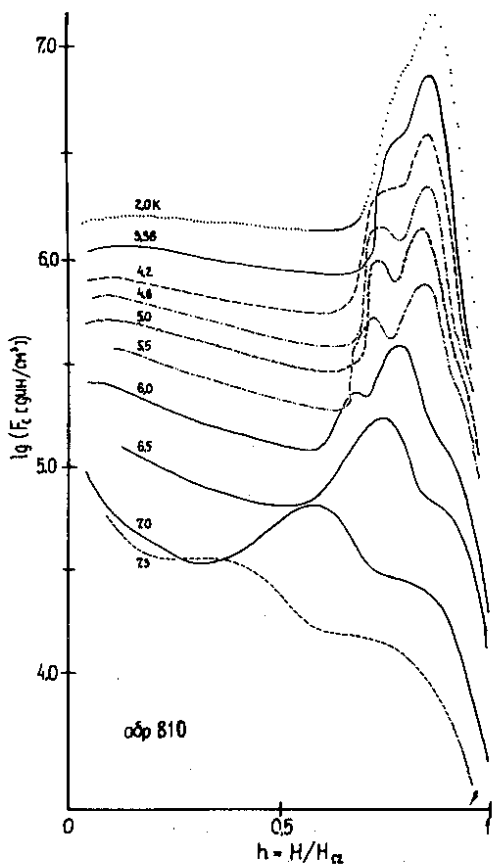


Рис. 1. Зависимость логарифма объемной плотности пиннинга от приведенного магнитного поля при разных температурах. а/ Рекристаллизованный /811/, б/ холоднотемпературный /810/ образцы Nb - 80% Zr .

пиннинга с помощью /2/, но при этом $m = 5,2$. В средних магнитных полях получается промежуточный случай.

У холоднотемпературного образца /рис. 2б/, в принципе, обнаружено такое же поведение, как у рекристаллизованного образца, только из-за сильного смещения пика в сторону малых h при $t \rightarrow 1$ наблюдались соответствующие отклонения.



б

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. В работах Ларкина и Овчинникова ^{/2-4/} на основе микротeorии подробно рассмотрено влияние на некоторые свойства сверхпроводников пространственных неоднородностей эффективной безразмерной константы межэлектронного взаимодействия (g) и длины свободного пробега электронов (ℓ). Последние считаются случайными функциями координат и описываются с помощью корре-

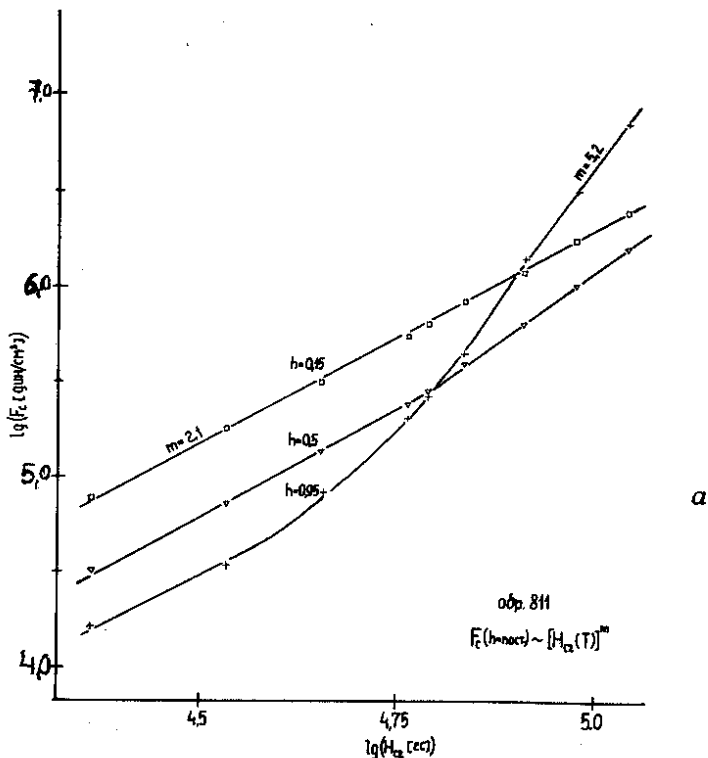


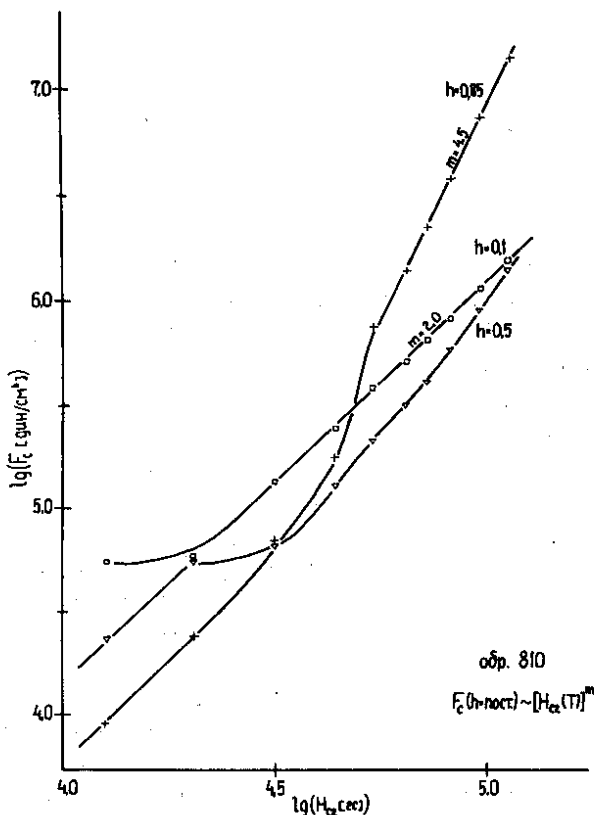
Рис. 2. Зависимость логарифма плотности силы пиннинга от температуры при разных значениях приведенного магнитного поля. а/ - рекристаллизованный /811/, б/ - холоднореформированный /810/ образцы Nb - 80% Zr .

ляционных функций $\chi_g(r) = \langle g_1(0) g_1(r) \rangle$ и $\chi_l(r) = \frac{\langle l(0) l(r) \rangle}{\langle l \rangle^2} - 1$,

где $g_1(r) = g^{-1}(r) - \langle g^{-1} \rangle$. Расстояния, на которых убывают корреляционные функции, определяются размерами неоднородностей $2r_p$.

В работе ^{4/} получено общее выражение для макроскопической объемной плотности силы пиннинга F_c в массивном образце.

$$F_c \sim \left\{ \frac{N^2(0)}{25 c_{66} \sqrt{c_{44}}} \sum_N \chi_N K_N^{7/2} \left\{ |\Delta_N|^2 \right\}^2 \right\}^{1/2} \quad /3/$$



6

где $N = \{i, k\}$, K_N - модуль вектора обратной решетки, $|\Delta|_N$ - фурье-компонента модуля параметра порядка в образце без неоднородностей, $\chi_N = \int d^3r \chi(r) \exp(-iK_N \vec{r})$ - фурье-компонента усредненной корреляционной функции, описывающей неоднородности, $N(0)$ - плотность электронных состояний на поверхности Ферми, c_{66} , c_{44} - соответствующие упругие модули решетки вихревых нитей, вычисленные в работах Лабуша /6/. Для некоторых предельных случаев удалось найти явные выражения, показывающие зависимость силы пиннинга от магнитного поля и температуры.

Так, если размеры неоднородностей малы по сравнению с размером куперовской пары $\xi(T)$, то

$$F_c \sim B^2 \left[\frac{\pi N^2(0) \chi_0 \langle |\Delta|^2 \rangle^2}{70 \phi_0 c_{66} \sqrt{c_{44}} \xi^{3/2}} \right]^2, \quad /4/$$

где ϕ_0 - квант магнитного потока, $\chi_0 = \int d^3 r \chi(r)$, $\chi(r) = \chi_g(r) + C_\ell(H, T)(1-t)^2 \chi_\ell(r)$ и $C_\ell(H, T)$ - безразмерный коэффициент. Для полей $H_{c1} \ll B \ll H_{c2}$, где $c_{66} = BH_{c2}(T)/32\pi\kappa^2$, подстановка соответствующих выражений приводит к

$$F_c \sim 1/h^2. \quad /5/$$

В этом случае /если можно пренебречь вкладом неоднородностей ℓ , например, при $(1-t) \ll 1$ /, неоднородности характеризуются одним параметром $\chi_{0g} = g_l^2 r_p^3$.

Если же размеры неоднородностей больше $\xi(T)$, то выражения зависят от соотношения между линейным размером элементарной ячейки вихревой решетки /т.е. расстоянием между центрами вихревых нитей a_ϕ и r_p . При $a_\phi(B) \gg 2r_p \gg \xi(T)$ выражение /4/ должно быть домножено на $\ln^4(r_p/\xi) \cdot (\xi/r_p)^{11}$. При $a_\phi(B) \ll 2r_p$ существенным является характер неоднородностей: если границы резкие, то критический ток уменьшается с увеличением магнитного поля по степенному закону, а если плавные, то экспоненциально.

Приведенные выражения справедливы лишь при условии слабого пиннинга, т.е. когда силы взаимодействия вихря с пиннинг-центром меньше упругих сил его взаимодействия с остальными вихрями в решетке. Это условие дается в виде /4/

$$F_c \ll \eta(r_p/\xi) \cdot c_{66} \xi/a_\phi^2, \quad /6/$$

где $\eta = 1$ для $2r_p \ll \xi$ и $\eta = \xi^{-1} \min\{r_p, a_\phi\}$ для $2r_p > \xi$. После подстановки выражения для c_{66} в полях $(H-H_{c2}) \ll H_{c2}$ это можно записать иначе:

$$j_c / j_{c0} \ll \eta h(1-h)^2, \quad /7/$$

где $j_{c0}(T) = \phi_0 / 205 \lambda^2(T) \xi(T)$ - критический ток распаривания в нулевом магнитном поле, $\lambda(T)$ - глубина проникновения слабого магнитного поля. Применимость приведенных выше выражений для силы пиннинга может быть ограничена дополнительным требованием, чтобы индукция мало менялась на расстояниях, на которых неоднородности еще заметно деформируют решетку вихревых нитей:

$$j_c / j_{c0} \ll 10 h^2 \kappa^4 / (1-h)^2. \quad /8/$$

В работе /4/ отмечено, что существенный характер неоднородностей, которые определяют критический ток, легче всего определить по температурной зависимости, т.к. неоднородности g приводят к $F_{pg} \sim (1-t)^2$, а неоднородности l - к $F_{pl} \sim (1-t)^6$.

Таким образом, измерив температурные и полевые зависимости силы пиннинга в образцах с невысокими критическими токами, можно попытаться сравнить их с предсказаниями теории ЛО.

2. Из результатов электронно-микроскопических исследований наших образцов следует, что в рекристаллизованном образце 811 выпали частицы омега-фазы, размеры которых лежат в интервале 100-250 Å, а в холоднодеформированном образце 810 имеется сеть дислокационных ячеек, стенки которых имеют толщину ~200 Å. Так как для исследованных образцов $\xi(0) \approx 50 \text{ Å}$, то размер куперовской пары $\xi(T) = \xi(0)(1-t)^{-1/2}$ становится больше размеров неоднородностей только вблизи T_c . При этом полевая зависимость должна описываться степенной функцией /см. формулу /5// вида $F_c \sim 1/h^2$. Как видно из рис. 1, качественно именно такой сильный рост F_c с уменьшением h наблюдается в эксперименте. На рис. 3 показано, что в рекристаллизованном образце при $T \rightarrow T_c$ сила пиннинга меняется по закону $F_c \sim 1/h^{3/2}$, что довольно близко к предсказанному теорией ЛО /отличие показателя степени от 2 может объясняться

тем, что при этих температурах $\xi(T)$ еще не намного превышает размер неоднородностей/.

3. Как следует из теории ЛО, вблизи T_c неоднородности межэлектронного взаимодействия вносят определяющий вклад почти во всем диапазоне h , а при понижении температуры - только в полях, существенно меньших $H_{c2}(T)$. При этом в самых низких h зависимость $F_p(h)$ степенная, а по мере уменьшения a_ϕ с ростом H появляется экспоненциальный множитель вида $\exp(-\alpha r_p^2/a_\phi^2) = \exp\{-\alpha' r_p^2 h H_{c2}(T)\}$. Таким образом,

$F_{pg} \sim h^{-n} \exp\{-\alpha' r_p^2 h H_{c2}(T)\} \cdot H_{c2}^2(T)$. После логарифмирования и дифференцирования по h получим

$$D_c(T) = d \lg F_p / dh \sim -[n \ln h + \alpha' r_p^2 H_{c2}(T)]. \quad /8/$$

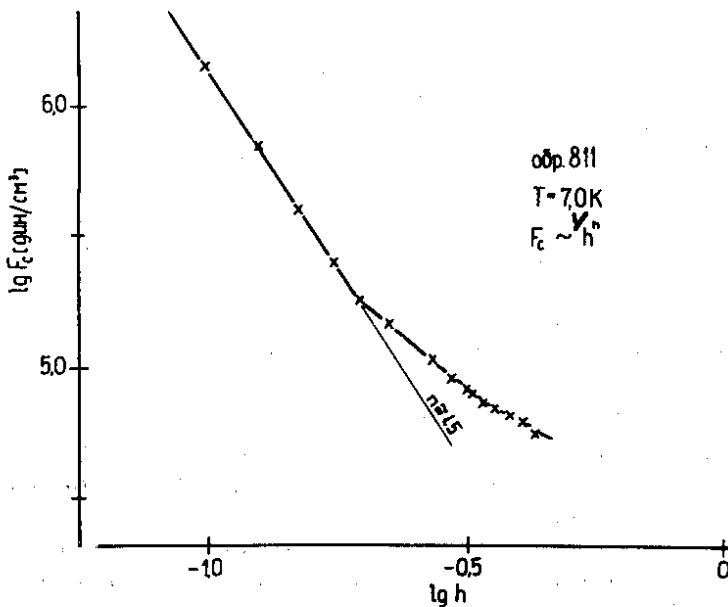


Рис. 3. Зависимость $\lg F_c$ от $\lg h$ при $T=70K$ для рекристаллизованного образца 811.

На рис. 4 отложены эти производные при $h = 0,2$ в функции $H_{c2}(T)$. Видно, что $\alpha' \gamma_p^2$ не зависит от температуры. Из подобных графиков можно оценить размер неоднородностей: для рекристаллизованного образца получили $2\gamma_p \approx 200 \text{ \AA}$, а для холоднодеформированного $\sim 130 \text{ \AA}$ /причем показатели степени n соответственно ~ 1 и $\sim 0,6$ /.

4. До сих пор обсуждался вклад неоднородностей g . Можно ожидать, что вклад неоднородностей длины свободного пробега электронов /который в случае больших κ определяет H_{c2} / станет заметным, во-первых, при достаточно низких температурах /из-за сильной температурной зависимости/, а, во-вторых, в полях, близких к $H_{c2}(T)$ /как это следует, в частности, из работ Брандта и др. /7,8/ /. Чтобы выделить температурную зависимость вклада неоднородностей l , мы использовали следующую процедуру. По уже известной температурной и полевой зависимостям F_{pg} вычислили ее вклад в больших h и вычли из полной силы пиннинга. Результат приведен на рис. 5. Из него следует, что $F_{pl} \sim H_{c2}^6(T)$ в полном соответствии с предсказанием теории ЛО.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты измерения критических токов в образцах с очень слабым объемным пиннингом подтвердили основные предсказания теории Ларкина и Овчинникова для массивных образцов в значительной области существования смешанного состояния. Тем не менее, по-видимому, требуется дальнейшая модификация этой теории, которая не предсказывает наличия максимума $F_p(h)$ в самых низких полях, а также пик-эффекта при $h \rightarrow 1$ и зануления $F_p(h)$ при $h=1$. Кроме того, применение теории затрудняется сложностью вычисления корреляционных функций и необходимостью использовать общие выражения для $F_p(h, t)$ в виде ряда.

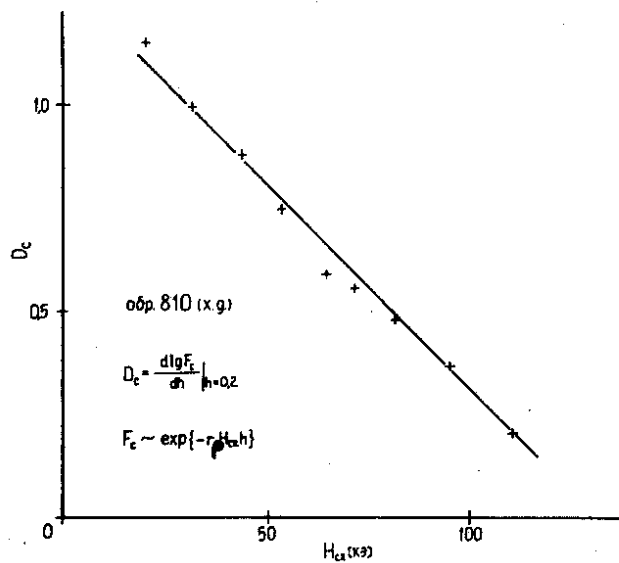
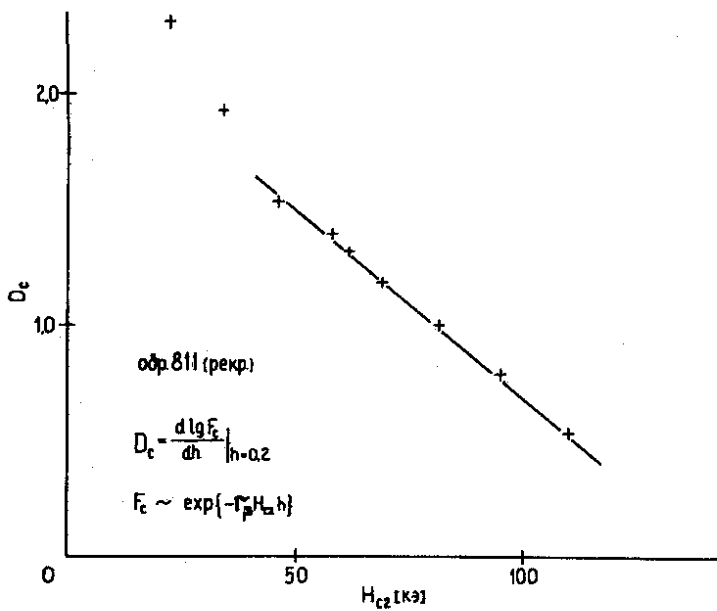


Рис. 4. Зависимость $\partial \lg F_c / \partial h |_{h=0.2}$ от температуры. а/ - рекристаллизованный /811/, б/ - холоднотдеформированный /810/ образцы.

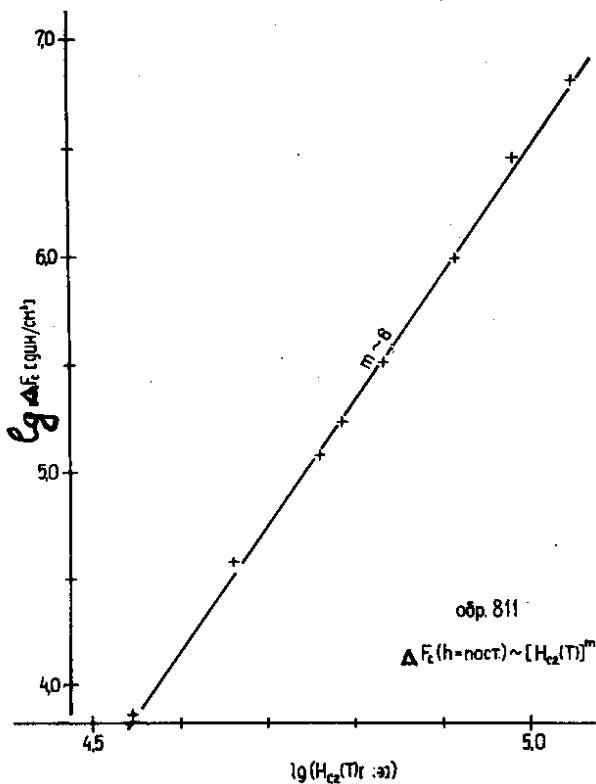


Рис. 5. Температурная зависимость $\lg(F_c - F_{cg})$ при $h=0,95$ для рекристаллизованного образца 811.

В заключение мы хотим поблагодарить А.И.Ларкина, Ю.Н.Овчинникова, В.В.Шмидта за весьма полезные обсуждения, а В.М.Дробина и А.П.Коростелева за помощь при подготовке и проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Сампбелл, J.E.Evetts. Adv. Phys., 21, 199 (1972). /см. перевод А.Кемпбелл, Дж.Иветс. "Критические токи в сверхпроводниках". Изд. Мир, М., 1975/.
2. А.И.Ларкин. ЖЭТФ, 58, 1466 /1970/.

3. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 61, 1221 /1971/.
4. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 65, 1704/1973/.
5. С.Борка, И.Н.Гончаров, Д.Фричевски, И.С.Хухарева. Препринт ОИЯИ, Р8-9376, Дубна, 1975.
6. R.Labusch. Phys. Stat. Sol., 19, 715 (1967); 32, 439 (1969); Crystal Lattice Defects, 1, 1 (1969).
7. E.H.Brandt, U.Essmann. Phys. Lett., 51A, 45 (1975).
8. E.H.Brandt. Phys.Stat.Sol., 71, 277 (1975).

*Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1976 года.*