

Ф - 90

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

8 - 9640

ФРИЧЕВСКИ Дьердь

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
КРИТИЧЕСКИХ ТОКОВ  
В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВТОРОГО РОДА  
С БОЛЬШИМИ КРИТИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

старший научный сотрудник

И.Н.Гончаров.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

старший научный сотрудник

В.В.Шмидт,

кандидат физико-математических наук

старший научный сотрудник

Н.Г.Васильев.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Московский государственный университет

(физический факультет, кафедра низких температур).

Автореферат разослан " " 1976 г.

Защита диссертации состоится " " 1976 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий

Объединенного института ядерных исследований,

г.Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ

Ученый секретарь Совета

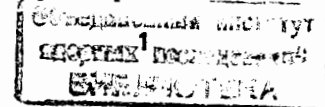
кандидат физико-математических наук

М.Ф.Лихачев

Тенденция все более широкого применения сверхпроводимости в технике требует решения новых проблем не только технического и конструкторского, но и физического характера. В области сильноточной техники одной из самых важных проблем является достижение больших критических токов сверхпроводников. При применениях сверхпроводящих материалов в больших магнитных полях рассматриваются только сверхпроводники второго рода, способные в магнитных полях нести транспортный ток без потерь.

Известно, что бездефектные сверхпроводники второго рода неустойчивы против влияния транспортного тока, потому что образующаяся в них, при наличии магнитного поля, вихревая решетка, в результате взаимодействия с током приходит в диссипативное движение. Зацепление решетки позволяет сверхпроводнику нести транспортный ток без потерь. Величина границы этого токонесущего состояния сверхпроводника зависит от эффективности зацепления вихрей к дефектам кристаллической решетки. Этим объясняется повышенный интерес к проблемам зацепления вихрей, или, иными словами, - к проблеме пиннинга.

С экспериментальной точки зрения измерение критического тока всегда предполагает движение вихрей, так как отклик (измеряемое напряжение) возбужденной системы получается вследствие движения вихрей. Во всех случаях в некоторой мере предполагается, что поведение движущейся с малой скоростью вихревой решетки при макроскопическом измерении еще в достаточной мере отражает свойства критического состояния (т.е. состояния при пороге движения). С другой стороны, при измерении динамического критического тока (экстраполированного от линейного участка



вольтамперной характеристики), для получения значения критического тока, используемого в технике, также приходится делать предположение аналогичного характера.

Макроскопическая сила, исходя из элементарной силы пиннинга, получается путем статистического суммирования элементарных сил между вихрями и пиннинг-центрами данного типа, при этом используются свойства сверхпроводника второго рода, имеющего обратимую кривую намагничивания, и сведения о распределении и геометрических размерах пиннинг-центров<sup>/1-3/</sup>. В строгом смысле полученные таким образом результаты справедливы только для сверхпроводника, в котором вследствие наличия пиннинг-центров сверхпроводимость мало отличается от сверхпроводимости бездефектного материала. На основе модели, предложенной Пиппардом<sup>/4/</sup> для объяснения пик-эффекта, широко предполагается, что пик-эффект вблизи верхнего критического поля является следствием одного из возможных отклонений от поведения бездефектного материала.

Целью настоящей работы является проведение экспериментальных исследований критического тока в зависимости от магнитного поля и температуры для материалов, в которых пиннинг-центры оказывают достаточно слабое влияние на вихри и можно предполагать, что структура вихревой решетки описывается с помощью выражений, полученных на основе теории Абрикосова<sup>/5/</sup>, поведение вихревой решетки мало отличается от случая отсутствия пиннинг-центров. Вследствие малой силы пиннинга таких материалов удается также экспериментально исследовать динамическое состояние вихрей и сравнить его основные черты поведения со стационарным состоянием. Наличие пик-эффекта в критическом токе представляет

возможность получить информацию о характере изменений при возникновении отклонений от теоретически описываемого идеального случая материала без пиннинг-центров.

Для выполнения данных требований в качестве исследуемых материалов были выбраны сплавы Nb-80 ат % Zr и Nb-75 ат % Zr. К этим материалам широко применимы уравнения Гинзбурга-Ландау<sup>/6/</sup> (значение  $\kappa$  большое). В ходе термообработки можно менять характер пиннинг-центров, с умеренным изменением основных характерных параметров сверхпроводимости ( $\kappa$ ,  $T_c$ ,  $H_c(0)$  и т.п.).

Диссертация посвящена экспериментальному изучению критических токов ленточных образцов вышеуказанных сплавов в перпендикулярном магнитном поле в широком интервале температур и магнитных полей. Она состоит из введения, четырех глав и выводов. В первой главе, в виде литературного обзора, излагается структура смешанного состояния, получение уравнения движения вихрей и его решение на основе работы Ларкина и Овчинникова<sup>/7/</sup>. В конце главы кратко изложены экспериментальные характеристики пик-эффекта вблизи верхнего критического поля. Во второй главе описаны методика эксперимента и создание магнитных полей. Глава заканчивается описанием материала образцов. Третья глава содержит экспериментальные результаты, которые затем подробно обсуждены в четвертой главе работы.

## I.

Обзор литературы начинается описанием смешанного состояния сверхпроводников второго рода. Используя то обстоятельство, что  $\kappa$  измеряемых материалов велико, состояние описывается

в широком интервале магнитных полей в виде периодически рас-  
пределенных вихрей. Особое внимание уделено условию периодич-  
ности и тому факту, что в случае материала без пиннинг-центров  
треугольная вихревая решетка оказывается устойчивой структу-  
рой, ведущей к абсолютному минимуму свободной энтальпии сверх-  
проводника в заданном внешнем магнитном поле.

Уравнение движения вихрей содержит движущую силу (силу  
Лоренца) и силу вязкого трения, в результате которой возникает  
диссипация при движении вихрей. Для описания взаимодействия  
между вихрями и пиннинг-центрами в уравнение вводится сила  
пиннинга, и, наконец, взаимодействие между отдельными вихрями  
описывается с помощью линейных по смещениям упругих сил.

Описание силы пиннинга можно сделать по следующим методам:

а) На основе взаимодействия между вихрем и пиннинг-  
центром заданного типа определить либо потенциальную энергию  
взаимодействия и на основании этого получить силу, либо непо-  
средственно получить элементарную силу пиннинга. Далее макро-  
скопическая сила пиннинга получается путем соответствующего  
усреднения и суммирования элементарных сил. При этом в боль-  
шинстве случаев используется свойство идеального сверхпровод-  
ника второго рода<sup>/1, 2/</sup>.

б) Можно исходить из закономерности макроскопической силы  
пиннинга, а именно из закона подобия, подтвержденного экспери-  
ментальными данными, полученными на ряде материалов со сравни-  
тельно большими критическими токами. Если внешнее магнитное  
поле и транспортный ток перпендикулярны друг другу, закон по-  
добия имеет следующий вид:

$$F_p = \frac{1}{c} H_j = A H_{c2}^m(T) g(h) \quad (1)$$

где функция  $g(h)$ , зависящая только от приведенного значе-  
ния магнитного поля,  $h = H/H_{c2}(T)$ , описывает универ-  
сальную при всех температурах зависимость силы пиннинга от  
магнитного поля.

В работе Кремера<sup>/8/</sup> построена теория для получения этого  
закона, основанная на предположении, что в больших магнитных  
полях - начиная от поля, значение которого определяется свой-  
ствами пиннинг-центров, сила пиннинга мало зависит от конкрет-  
ного типа пиннинг-центров и в основном определяется структур-  
ными дефектами решетки вихрей (пластичностью решетки), образу-  
ющимися под влиянием сильных пиннинг-центров.

Показано, что метод а) приводит к выражению (1), когда  
элементарную силу пиннинга можно записать как произведение  
двух функций:

$$f_p = f_{p0}(H, T) f_{p1}(x), \quad (2)$$

где  $f_{p1}(x)$  зависит только от расстояния между вихрем и  
пиннинг-центром<sup>/9/</sup>.

в) По методу, предложенному Ларкиным и Овчинниковым<sup>/10/</sup>,  
сила пиннинга определяется через потенциальную функцию, полу-  
ченную в виде интеграла конволюции<sup>/11/</sup>. Показано<sup>/7/</sup>, что в этом  
случае пиннинг-центрами являются неоднородности материала по  
сверхпроводящим параметрам. Таким образом предоставляется воз-  
можность связать характерные свойства пиннинг-центров с пара-  
метрами уравнения Гинзбурга-Ландау и показать<sup>/12/</sup>, что в мас-  
сивном образце следующие параметры играют определяющую роль:  
неоднородности эффективного взаимодействия электронов (выражен-  
ные локальными изменениями, например,  $T_c$ ) и неоднородности

длины свободного пробега электронов (связанные с локальными изменениями значения  $\kappa$  или  $H_{c2}(T)$ ).

В работе /7/ на основе решения уравнения движения вихрей в виде ряда по степени неоднородностей получено выражение для динамической силы пиннинга в зависимости от температуры и магнитного поля. Показано, что динамическая сила пиннинга имеет следующий общий вид:

$$F_d \sim H_{c2}^m(T) [g_{d1}(h) + (1-t)^2 g_{d2}(h)]^2, \quad (3)$$

где  $g_{d1}(h)$  описывает зависимость силы пиннинга, возникающей при наличии в материале неоднородности эффективного взаимодействия электронов, а  $g_{d2}(h)$  - в результате неоднородностей по длине свободного пробега электронов. В работе /12,13/ показано, что эффективность неоднородностей второго типа возрастает в полях, близких  $H_{c2}(T)$ .

В конце главы приведены некоторые экспериментальные результаты для пик-эффекта и вкратце обсуждается следствие предложения Пиппарда о причине пика в критическом токе вблизи  $H_{c2}(T)$ .

## П.

Во второй главе описаны методика эксперимента и свойства образцов.

Эксперименты проводились с помощью двойного криостата, позволяющего отделить огромную массу сверхпроводящего соленоида от измерительной части установки. Эти условия позволили произвести измерения на образцах в интервале температуры от 2К до 10К и в магнитных полях до 110 кЭ.

Для определения переходов образца в нормальное состояние использовался метод измерения сопротивления при постоянном измерительном токе. Для определения критической температуры были сняты кривые  $R(T)$  при разных полях, близких к нулю, а затем  $T_c$  была определена экстраполяцией семейства таких кривых к  $H=0$ . Измерение верхнего критического поля проводилось с помощью двухкоординатного самописца, на одну из осей подавался сигнал, пропорциональный магнитному полю, а на другую - напряжение на образце. За значение  $H_{c2}(T)$  принималось магнитное поле, при котором напряжение экстраполировалось к нулю. Таким образом полученное  $H_{c2}(T)$  хорошо совпало со значением, полученным экстраполяцией зависимости силы пиннинга от магнитного поля к нулю.

Критические токи измерялись на основе вольт-темперных характеристик (ВАХ). При заданной температуре и магнитном поле ВАХ снималась с помощью двухкоординатного самописца (ток изменялся с постоянной скоростью). Во избежание неопределенностей из-за различной предистории образца, при заданной температуре магнитное поле менялось от  $H_{c2}(T)$  с малыми шагами

$$(\Delta H \sim (0,01+0,03) H_{c2}(T)).$$

На основе ВАХ за значение статического критического тока принимался ток, при котором на измеряемом участке образца появлялось напряжение 10 мкВ. Динамический критический ток был определен с помощью экстраполяции линейного участка ВАХ к нулевому напряжению.

Температура образца поддерживалась при  $T < 4,2$ К откачкой через регулятор мембранного типа, а при  $T > 4,2$  - электронным регулятором температуры. Температура измерялась при  $T > 4,2$  посредством термометра сопротивления производства фирмы Аллен-Бредли.



Магнитное поле создавалось многосекционным сверхпроводящим соленоидом и ферромагнитными концентраторами поля. Максимальное магнитное поле в центре отверстия соленоида ( $\phi$  40 мм) и при зазоре между концентраторами 6 мм было равно  $\sim 110$  кЭ.

Питание соленоида осуществлялось посредством стабилизированного двойного источника тока, имеющего долговременную стабильность не хуже, чем  $10^{-4}$ . Встроенный в источник интегратор позволял достигать установленного значения выходного тока за  $(1 \pm 10^4)$  с.

Для эвакуации накопленной магнитной энергии при переходе соленоида была построена система наружных шунтов из тиристоров и диодов.

Магнитное поле измерялось с помощью датчика Холла, расположенного в центре соленоида вблизи образца.

Основные характеристики измерительной установки: погрешность измерения ВАХ  $\sim \pm 2\%$ , максимальные чувствительности 0,04 мкВ/см и 0,1 мА/см, скорость изменения тока через образец 200 мА/с  $\pm 1$  мкА/с, стабильность установленной температуры при  $T < 4,2 \pm 0,02$  К, а при  $T > 4,2 \pm 0,05$  К, погрешность измерения температуры  $\pm 0,01$  К, кратковременная стабильность ( $\sim 10$  мин) установленного магнитного поля  $\sim 0,1\%$ , а точность измерения поля не хуже чем  $\pm 5\%$ .

Измерения проводились на холодно деформированных и рекристаллизованных образцах сплава Nb-80 ат% Zr. В объеме первого типа образца была обнаружена ячеистая дислокационная структура, а во втором - при рекристаллизационном отжиге выпала  $\omega$  - фаза в виде мелкодисперсных зерен. С целью сравнения так же проводились измерения на холоднодеформированном образце с составом Nb-75 ат% Zr.

Третья глава посвящена описанию экспериментальных результатов.

В первой части главы изложены результаты измерений критической температуры и верхнего критического поля. Установлено, что они почти не менялись при термообработке материала, т.е. холоднодеформированный и рекристаллизованный образцы с одинаковыми составами имели такую же критическую температуру (7,87К и 7,97К, соответственно). С понижением содержания циркония критическая температура повышалась (9,1К). Изменение значения

$H_{c2}(0)$ , экстраполированного на основе экспериментально полученной зависимости  $H_{c2}(T)$ , показало аналогичную тенденцию: при образцах Nb-80 ат% Zr было  $H_{c2}(0) \sim 118$  кЭ (рекр) и  $\sim 120$  кЭ (х.д.), а у образца с 75 ат% - содержанием циркония  $H_{c2}(0) \sim 130$  кЭ.

При измерении  $dH_{c2}(T)/dT$  было обнаружено, что она плавно уменьшается с приближением к  $T_c$ , за исключением непосредственной близости  $T_c$ , где производная зависимость  $H_{c2}(T)$  сравнительно быстро менялась (от  $t = 0,975$  до  $t = 1$  на  $\sim 20\%$ ).

Для выбора конкретных образцов были измерены плотности критических токов на сериях образцов при  $T = 4,2$  К и  $H = 40$  кЭ. Из ориентировочных измерений получено, что у образцов Nb-80 ат% Zr, независимо от микроструктуры  $j_c = 120 \pm 150$  А/см<sup>2</sup>, а у холоднодеформированных образцов Nb-75 ат% Zr  $j_c = 800 \pm 1000$  А/см<sup>2</sup>.

На основе полученных результатов для критического тока была вычислена плотность силы пиннинга:

$$F_p = \frac{1}{c} \frac{H I_c}{Q}, \quad (3)$$

где  $Q$  - сечение образца, далее использовался тот факт, что  $H \perp j$  и  $V \propto H$ .

На основе зависимостей плотности статической силы пиннинга от магнитного поля при разных температурах были получены следующие:

1. При всех образцах был обнаружен пик-эффект, который лучше всего проявился с понижением температуры.
2. При низких температурах и магнитных полях  $h < 0,7$ , сила пиннинга растет с понижением магнитного поля по закону, близкому к экспоненциальной зависимости от поля.
3. В некоторых случаях зависимость силы пиннинга от магнитного поля при  $h < 0,25$  растет быстрее, чем экспоненциальная зависимость. Это явление больше всего проявляется с ростом температуры. Отсюда следует, что в таких случаях до самых низких значений  $h$  ( $\sim 0,1$ ) не было обнаружено стремления силы пиннинга к нулю, с понижением  $h$ .
4. При температурах, когда пик-эффект либо совсем не появился, либо он был смещен к низким полям, получена близкая к линейной от  $(1 - h)$  зависимость силы пиннинга от магнитного поля.

Была сделана попытка представить зависимость силы пиннинга от температуры при разных значениях приведенного магнитного поля в виде  $H_{c2}^m(T)$ . В результате было получено:

5. При низких магнитных полях ( $h \sim 0,15$ ) зависимость силы пиннинга приблизительно описывается степенной функцией от  $H_{c2}(T)$  и при этом значение  $m \sim 2+2,2$ .

6. С ростом  $h$  температурная зависимость силы пиннинга становится более сложной, в том смысле, что при температурах, близких критической, она стремится к такой же форме, как и при низких полях, но с понижением температуры степень пробной функции  $H_{c2}^m(T)$  быстро растет, причем тем быстрее, чем ближе  $h$  к единице. При  $h = 0,90$  наблюдалась та же тенденция с понижением температуры  $m \rightarrow 4,5+6$ .

Вышеописанное поведение силы пиннинга при изменении температуры было обнаружено во всех случаях, независимо от того, как явно был развит пик в зависимости от магнитного поля. Например, на образце Nb-75 ат. % Zr при  $t > 0,5$  не наблюдался пик в зависимости от магнитного поля, но быстрое уменьшение силы пиннинга в больших полях сохранилось до самой высокой температуры измерения.

На рекристаллизованном образце можно было определить динамическую силу пиннинга в зависимости от магнитного поля при  $t < 0,6$ . Вообще это удавалось до магнитных полей, близких к пику, но при  $T=2K$  - в целом интервале полей. За исключением области пика были обнаружены приблизительно такие же зависимости от магнитного поля и температуры, как и в случае статической силы пиннинга.

В ходе измерений было уделено большое внимание пик-эффекту. В зависимостях статической силы пиннинга от магнитного поля он

иногда проявлялся в виде двойного пика (холоднодеформированный образец Nb-80 ат% Zr), или же наблюдалась тенденция к удвоению. В результате получено следующее:

1. В динамической силе пиннинга пик-эффект проявляется в непосредственной близости  $H_{c2}(T)$  и отсутствует тенденция удвоения.

2. Полученные два пика в статической силе пиннинга имеют различные зависимости от температуры. Вообще, верхний по полю пик быстрее убывает с ростом температуры, чем нижний.

3. На холоднодеформированном образце Nb-80 ат% Zr наблюдалось смещение пика к нижним полям при росте температуры, но это поведение не оказывалось общим для всех случаев. На рекристаллизованном образце не наблюдалось смещения пика до температуры, выше которой пик уже исчезает.

4. Форма подъема силы пиннинга к пику (или, в случае двойного пика, форма нижнего по полю) зависит от условий измерений. При измерениях в нарастающих полях был обнаружен более резкий рост силы пиннинга при приближении к пику, чем в случае измерений в убывающих полях. При температурах  $t \sim 0,4+0,6$  в обоих случаях были получены скачкообразные изменения силы пиннинга. В убывающих магнитных полях данное поведение оказывалось обратным на ВАХ.

5. Было установлено, что наличие второго (нижнего по полю) пика в зависимости силы пиннинга от магнитного поля, тесно связано с искажениями начальной части ВАХ. При этом появление напряжения на образце задерживается с ростом тока, а затем растет с большим дифференциальным сопротивлением и, наконец, его зависи-

мость от тока плавно переходит в линейную, наклон которой соответствует значению  $\xi_f$  при данной температуре и магнитном поле.

#### IV.

В четвертой главе обсуждаются результаты измерений.

Вначале проведены результаты расчета для значений  $\alpha$ ,  $\xi$  и  $\lambda$ . В расчетах были использованы соответствующие формулы для случая "грязного" сверхпроводника ( $t \ll \xi_0$ ). В результате получены практически одинаковые для всех образцов значения:  $\alpha \approx 50+52$ ,  $\xi(0) \approx (45+55) \text{ \AA}$ ,  $\lambda(0) \approx (3000+3300) \text{ \AA}$ .

Основанием обсуждения результатов явилось следующее:

а) За исключением области магнитных полей, в которых имеет место пик-эффект, динамические и статические критические токи (а также силы пиннинга) имеют практически одинаковые зависимости от магнитного поля и температуры.

б) Так как силы пиннинга не подчиняются закону подобия в виде (I), но выполняются условия применимости теории Ларкина и Овчинникова<sup>/7/</sup>, результаты обсуждались на основе выводов этой теории, с добавлением к ним предположения<sup>/12,13/</sup> о нарастающей вблизи  $H_{c2}(T)$  роли неоднородностей  $H_{c2}$ .

в) Причиной пик-эффекта в зависимости статической силы пиннинга считалась, на основании работы<sup>/4/</sup>, неустойчивость вихревой решетки против влияния относительно нарастающей вблизи  $H_{c2}(T)$  силы пиннинга.

На основе вышесказанного, путем сравнения экспериментальных результатов с предсказаниями теории, было установлено:



1. С помощью предположения наличия обоих типов неоднородностей, получена температурная зависимость силы пиннинга, соответствующая выражению (3), при этом значение  $m \approx 2$ .

2. Вследствие того, что при сравнительно низких магнитных полях размер неоднородностей ( $p_c$ ) превышает размер элементарной ячейки решетки вихрей ( $a_0$ ), в зависимости силы пиннинга от магнитного поля появляется фактор  $\exp\{-\alpha p_c^2 H\}$ . Полученный результат для  $p_c$  рекристаллизованного образца совпадает с размером частиц  $\omega$ -фазы, определенным посредством электронно-микрофотографических снимков. В случае холоднодеформированных образцов полученные значения  $p_c$ , по-видимому, соответствуют толщине стен дислокационной ячейки.

3. По расчетам для вклада неоднородностей эффективного взаимодействия электронов в работе<sup>/7/</sup> получена зависимость от магнитного поля в виде  $h^{-2}$ . Из экспериментальных данных получено, что  $F_p \sim h^{-n}$ , где  $n \rightarrow 2$  при  $t \rightarrow 1$ .

4. Посредством сравнения сил пиннинга, полученных для холоднодеформированных образцов с различным составом, получено совпадение экспериментальных результатов с предсказанными теорией. (Сравнение с теорией было возможно при малых магнитных полях и высоких температурах, потому что в явном виде известны только функция  $g_{d1}$  (см. формулу (3)) при  $p_c < \xi$ ).

5. Исходя из предположения, что вблизи  $H_{c2}(T)$  при низких температурах вклад неоднородностей  $H_{c2}(T)$  к силе пиннинга намного превышает вклад неоднородностей другого типа, из эксперимента получена зависимость  $g_{d2}(h) \sim (1 - H/H_d)^{-1}$ , где  $H_d/H_{c2}$  несколько меньше единицы.

6. В приложении приведена примерная оценка роли подстройки решетки к пиннинг-центрам (синхронизации) в динамическом состоянии после возникновения неустойчивости против силы пиннинга в статическом состоянии. Показано, что с ростом скорости вихревой решетки влияние синхронизации уменьшается. Исходя из этого, можно объяснить полученную форму ВАХ, ведущую к появлению пика в статической силе пиннинга.

7. Предполагая, что градиент силы пиннинга, определяющий границу устойчивости вихревой решетки, имеет такую же зависимость от магнитного поля и температуры, как и сама сила, можно объяснить смещение положения пика в статической силе пиннинга при изменении температуры.

Основные результаты диссертации были доложены на I4 Международной конференции по физике низких температур, Отаниеми (Финляндия), 1975, на семинаре-дискуссии по резистивному состоянию и пиннингу в сверхпроводниках второго рода, Дубна, 1975, и опубликованы в следующих работах:

С. Борка, И. Н. Гончаров, Д. Фричевски, И. С. Хухарева, Препринт ОИЯИ Р8-9376, Дубна, 1975.

С. Борка, И. Н. Гончаров, Д. Фричевски, Препринт ОИЯИ I3-8963, Дубна, 1975.

G. Fricovszky, I. N. Goncharov, I. S. Khukhareva, Proceedings of the 14th Int. Conf. on Low Temp. Phys., Otaniemi, Finland, 1975 (North-Holland-Elsevier), vol 2, p. 353.

## Л и т е р а т у р а

- I. Campbell A.M., Evetts J.E., Adv. Phys. 21, 199 (1972).  
имеется перевод: Кемпбелл А., Иветс Дж., Критические токи в сверхпроводниках, "Мир", Москва, 1975.
2. Labusch R., Crystal Lattice Defects 1, 1 (1969).
3. Freyhardt H.C., Proceedings of the International Discussion Meeting on Flux Pinning in Superconductors, Andreasberg 1974, (Akademic d.Wissenschaften in Göttingen), p. 98.
4. Pippard A.B., Phil. Mag., 19, 217 (1969).
5. Абрикосов А.А., ЖЭТФ, 32, 1442 (1957).
6. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д., ЖЭТФ, 20, 1064 (1950).
7. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н., ЖЭТФ 65, 1704 (1973).
8. Крамер Е.У., J. Appl. Phys., 44, 1360 (1973).
9. Campbell A.M., Proceedings of Int. Discussion Meeting on Flux Pinning in Superconductors, Andreasberg, 1974, p. 47.
- Ю. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н., ЖЭТФ, 61, 1221 (1971).
- II. Fiory A.T., Phys. Rev. B7, 1881 (1973).
12. Brandt E.H., Phys.Stat. Sol., 71, 277 (1975).
13. Brandt E.H., Essmann U., Phys. Lett. 51A, 45 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 марта 1976 года.