

3170/2-79



Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

13/8-79

Г-657

P8 - 12323

И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, В.В.Пасюк,  
И.С.Хухарева

О ЗАВИСИМОСТИ  
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ  
ОТ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА  
С УЧЕТОМ ПЕРЕГРЕВА ОБРАЗЦОВ

1979

P8 - 12323

И.Н.Гончаров, Г.Л.Дорофеев, В.В.Пасюк,  
И.С.Хухарева

О ЗАВИСИМОСТИ  
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ  
ОТ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА  
С УЧЕТОМ ПЕРЕГРЕВА ОБРАЗЦОВ

*Направлено в журнал "Физика низких температур"*

Гончаров И.Н. и др.

P8 - 12323

О зависимости дифференциального сопротивления от критического тока с учетом перегрева образцов

На ленточных холоднодеформированных образцах из сверхпроводящих сплавов Nb-(76-80%)Zr измерялись вольтамперные характеристики для различных значений температуры, магнитного поля и угла между направлением поля и плоскостью образца. Критический ток изменялся более чем на порядок. Проведен расчет вольтамперных характеристик для разных углов с учетом интегрального перегрева образцов и гипотезы о независимости дифференциального сопротивления от величины критического тока. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных ВАХ свидетельствует о правильности гипотезы /при этом максимальное значение силы пиннинга  $5 \cdot 10^7$  дин/см<sup>3</sup> при  $T = 1,85$  К/. Рассмотрена проблема устойчивости резистивного состояния, связанная с теплопередачей к жидкому гелию.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Goncharov I.N. et al.

P8 - 12323

On the Dependence of Flux-Flow Resistance on the Critical Current Taking into Account Overheating of Samples

Voltage-current characteristics of the superconducting Nb-(76-80%)Zr cold-worked strip samples have been measured for different values of the temperature, of the magnetic field and of the angle between the field direction and the sample plane. The critical current was changed by more than the order of magnitude. The voltage-current characteristics were calculated for different angles taking into account the integration overheating of samples and the hypothesis on the independence of flux-flow resistance of critical current. A good agreement of the experimental and calculated voltage-current characteristics shows evidence for the validity of the hypothesis (in this case the maximum pinning force is  $5 \cdot 10^7$  dyn/cm<sup>3</sup> at  $T = 1.85$  K). The problem of stability of the resistive state is considered connected with heat transfer to liquid helium.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Как известно, если в сверхпроводниках второго рода, содержащих пиннинг-центров, под действием тех или иных сил возникает движение решетки вихревых нитей, то при этом генерируется электрическое поле

$$\vec{E} = 1/c \cdot \{ \dot{v}_\phi \vec{B} \} - \rho_f \vec{j}, \quad /1/$$

где  $j$  - плотность транспортного тока,  $v_\phi$  - скорость движения вихрей,  $B$  - индукция,  $\rho_f$  - сопротивление вязкому движению /см., например, обзор /1/.

При наличии объемного или поверхностного пиннинга критический ток не равен нулю, и генерируемое в образце электрическое поле на линейном участке ВАХ изменяется в соответствии с выражением:

$$E = \rho_f \{ j - j_d(T) \}, \quad /2/$$

где  $j_d$  - динамический критический ток, определяемый экстраполяцией линейной части ВАХ к нулю;  $T$  - температура образца;  $\rho_f$  вычисляется по наклону линейной части ВАХ.

В ранней работе Кима с соавторами /2/, в которой впервые введено понятие дифференциального сопротивления, была сделана попытка сравнить наклоны линейных участков ВАХ двух образцов Nb<sub>0,5</sub>Ta<sub>0,5</sub>, отличавшихся термообработкой. Из приведенных там экспериментальных данных следует, что хотя критические токи этих образцов различались примерно в 5 раз, их дифференциальные сопротивления были практически одинаковыми.

Цель настоящей работы - исследовать влияние изменения  $j$  в очень широких пределах на вид ВАХ и, главным образом, на величину дифференциального сопротивления. Для этого мы воспользовались очень сильной зависимостью критического тока от угла  $\phi$  между плоскостью холоднодеформированных ленточных образцов и вектором магнитного поля /всегда  $\vec{H} \perp \vec{j}$ /. Для наших образцов можно было пренебречь поправкой к  $\rho_f$  за счет изменения размагничивающего фактора при повороте образца<sup>3-5</sup>. Ввиду того, что параметр теории Гинзбурга-Ландау  $\kappa$  очень высок /~50/. Однако в процессе работы встретились другие трудности. Несмотря на небольшую толщину образцов /20 ÷ 50 мкм/, выделяемая в них мощность приводила к заметному перегреву, так что последний пришлось тщательно учитывать. Для самых высоких доступных нам значений критического тока наклон линейного участка ВАХ вообще не удавалось определить, так как резко сокращалась его протяженность вследствие нарушения условий стабильности существования резистивного состояния /этому вопросу будет посвящен специальный раздел/.

#### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве образцов мы использовали полоски фольги толщиной 20-46 мкм и шириной ~1 мм, которые в результате сильной холодной деформации /от 5 до 0,05 мм/ имели анизотропное распределение по объему границ дислокационных ячеек, так что критические токи при повороте плоскости образца относительно поля изменялись в 15-20 раз. Для осуществления хорошего теплового контакта с жидким гелием по всей поверхности образца последний помещался в специальный держатель с гребенкой проволочных прижимных потенциальных контактов. Держатель с образцом крепился вертикально между перпендикулярными полюсами сверхпроводящего магнита, и мог вращаться так, что плоскость образца устанавливалась под любым углом к направлению магнитного поля. Измерения ВАХ производились при фиксированных значениях температуры /1,8 ÷ 4,2 К/ и магнитного поля /≤ 60 кЭ/ для различных углов от  $\phi_n = 0^\circ$  до  $\phi_n = 90^\circ$  или при фиксированных  $T$  и  $\phi$  в различных полях  $H$ . Большинство измерений сделано в сверхтекучем гелии.

На рис. 1 воспроизведены экспериментальные ВАХ для одного из образцов толщиной 40 мкм, полученные при  $\phi = \phi_\perp$ . С возрастанием поля от 1,5 до 60 кЭ критический ток падает от ~1000 мА до ~35 мА, а дифференциальное сопротивление, определенное по наклону начального линейного участка, возрастает примерно пропорционально полю. Как видно из рис. 1, в полях, меньших 40 кЭ, верхняя часть ВАХ отклоняется от начального линейного участка вниз /так называемый "аномальный изгиб"/, а в больших полях имеет место нормальное отклонение вверх. Такое поведение было подробно исследовано и объяснено в работе<sup>16</sup>, согласно которой причиной аномального изгиба является наличие достаточно глубокого минимума на кривой  $\rho_f(T) |_{H = \text{const}}$  у сверхпроводников второго рода с высоким значением  $\kappa$  /7,8/.

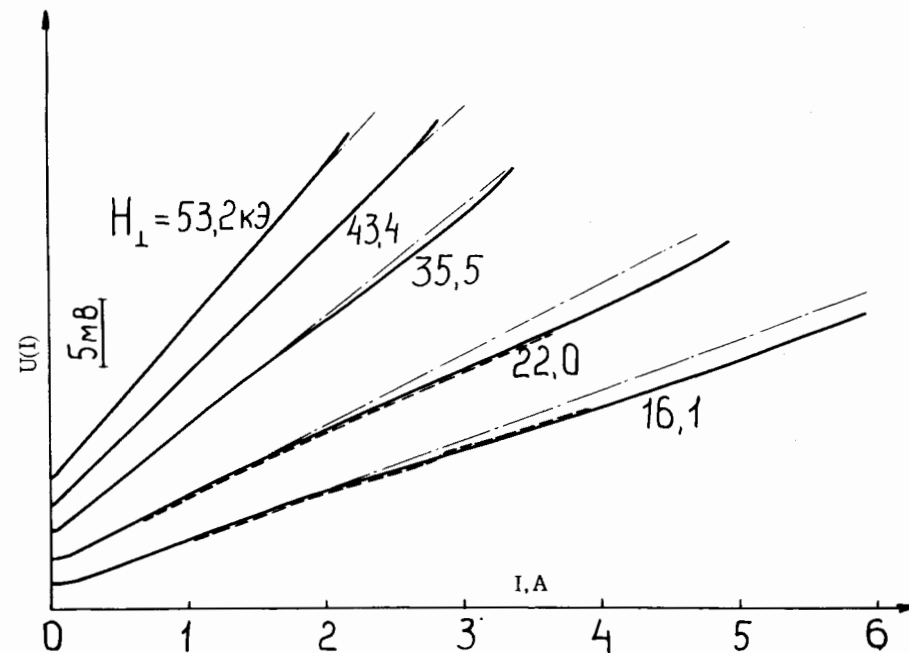


Рис. 1. ВАХ образца толщиной 40 мкм при различных значениях магнитного поля.  $\phi = \phi_\perp$ ,  $T = 1,85$  К. Сплошные линии - экспериментальные ВАХ; штрих-пунктирные - экстраполяция начального линейного участка; штриховые - расчет /см. текст/.

В больших магнитных полях минимум исчезает, и на ВАХ при увеличении внутреннего перегрева наблюдается обычное отклонение вверх от линейного участка.

На рис. 2 приведены ВАХ, снятые на том же образце при разных углах  $\phi$ . Видно, что по мере уменьшения угла  $\phi$  сильно возрастает критический ток, а также увеличивается видимый наклон начального квазилинейного участка. Такое поведение

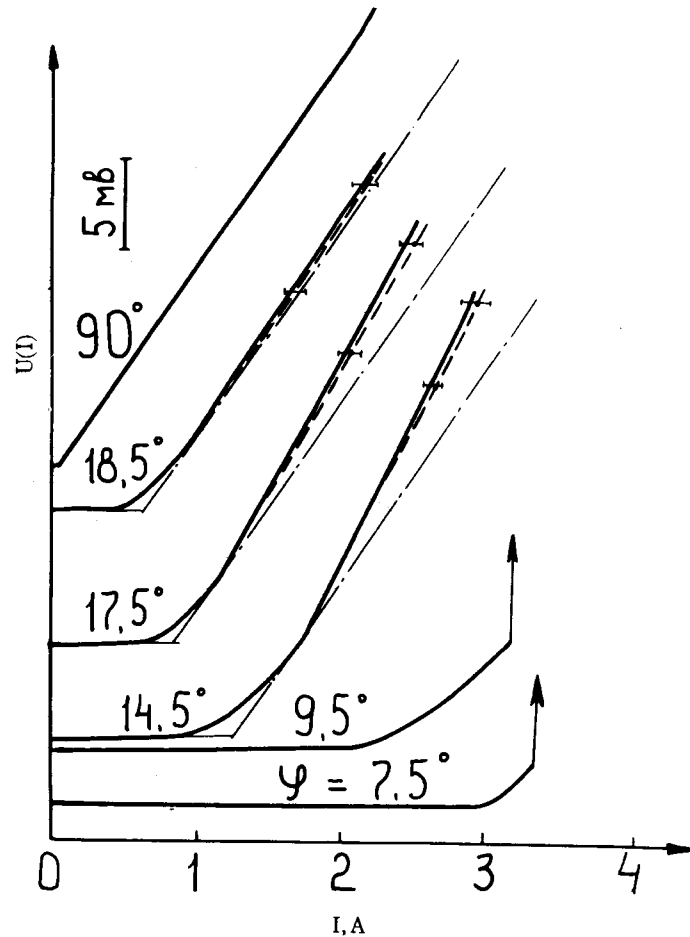


Рис.2. ВАХ при различных  $\phi$ .  $H = 54$  кЭ,  $T = 1,85$  К. Образец и обозначения кривых те же, что и на рис. 1; штрих-пунктирные прямые проведены под наклоном, соответствующим  $\phi = \phi_{\perp}$ .

было характерным для разных образцов в широком интервале магнитных полей /см. рис. 3/.

По мере приближения к  $\phi_{\parallel} = 0^{\circ}$  скачкообразный переход в нормальное состояние происходил при все более низких значениях выделяемой в образце мощности /см. рис. 4/. Это приводило к сокращению линейного участка ВАХ. Начиная с некоторых углов, скачок возникал практически сразу после достижения  $I_c$ .

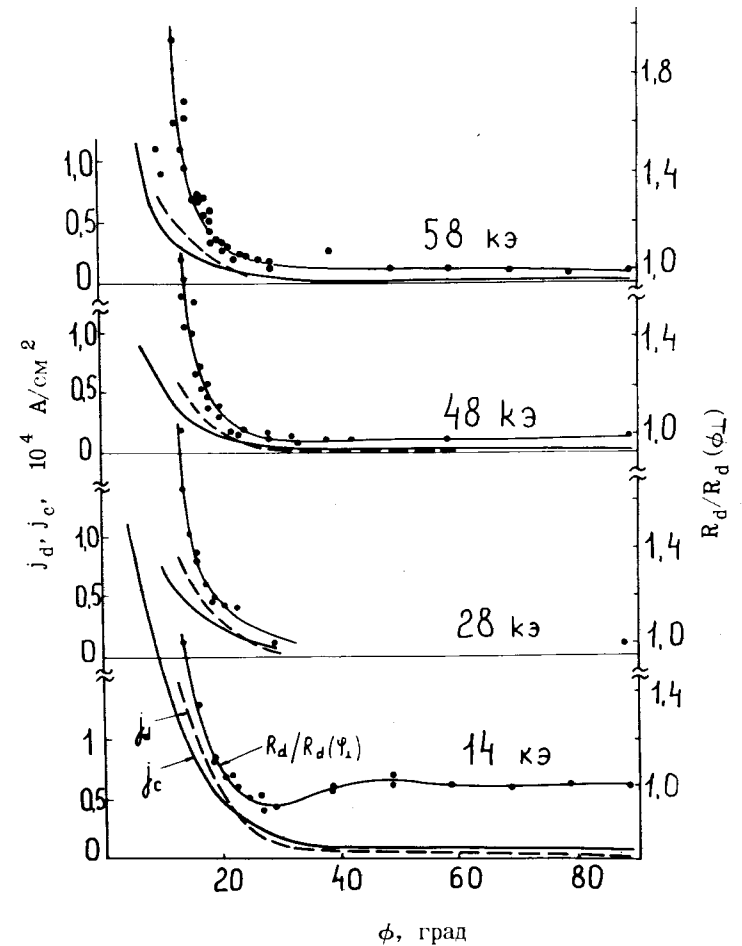


Рис.3. Зависимость от угла критических токов и отношения  $R_d/R_d(\phi_{\perp})$ , где  $R_d$  - наклон линейного участка экспериментальной ВАХ,  $R_d(\phi_{\perp})$  - дифференциальное сопротивление в перпендикулярном поле. Образец толщиной 40 мкм,  $T = 1,85$  К.

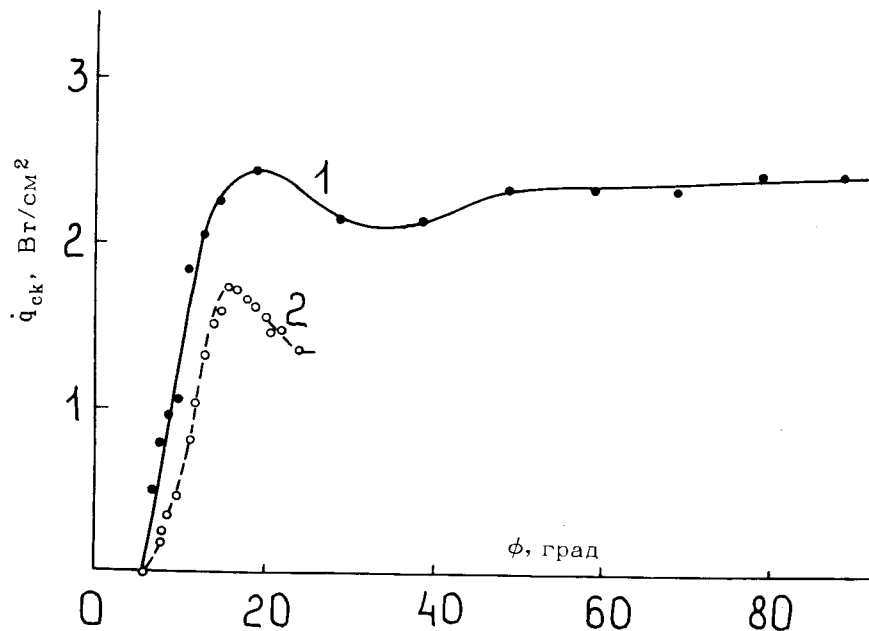


Рис.4. Зависимость от угла  $\phi$  плотности теплового потока, при которой происходит скачкообразный переход в нормальное состояние.  $T=1,85$  К,  $H=54$  кЭ. Кривая 1 снята при уровне гелия над образцом 15 см, кривая 2 - 5 см.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

### 1. Об изменении ВАХ при уменьшении угла $\phi$

Итак, эксперимент показал, что наблюдаемые ВАХ имели достаточно длинные квазилинейные участки, наклон которых заметно возрастал с ростом  $j_c$  при  $\phi \rightarrow \phi_+$ . Следовало выяснить, можно ли объяснить возрастание наклона только перегревом образца. Для этого нами с помощью ЭВМ были рассчитаны ВАХ для разных углов в предположении, что дифференциальное сопротивление неперегретого /т.е. бесконечно тонкого/ образца не меняется с ростом  $j_c$ . В этом случае совпадение экспериментальных и расчетных ВАХ для образцов конечной толщины

косвенно доказывало бы справедливость сделанного предположения.

При расчете рассматривалась только область линейной зависимости  $E(\phi)$  в виде /2/, где  $T$  - температура в некоторой точке образца, имеющего толщину  $2x_0$ , ширину  $a$  и расстояние между потенциальными контактами  $b$ . Так как в нашем случае  $2x_0 \ll a$ , то распределение температуры по толщине дается решением одномерного уравнения теплопроводности

$$\nabla^2 T + w/K = 0 \quad /3/$$

с граничным условием

$$T(x_0) - T_b = \Delta T_S = R_K^{\text{II}} \dot{q} \quad /4/$$

где  $w(x) = E j(x)$  - мощность, выделяющаяся в единице объема,  $K = K[T(x)]$  - теплопроводность,  $T_b$  - температура гелиевой ванны,  $\dot{q} = UI/2ab$  - плотность теплового потока через широкую поверхность образца,  $x$  - расстояние от центра образца,  $R_K^{\text{II}}$  - теплосоппротивление для HeII.

Как следует из уравнений Максвелла, в стационарном случае  $E(x) = \text{const}$ . Решение уравнения /3/ проводилось методом итераций. В результате для каждого заданного значения  $U = b \cdot E$  находили распределение по толщине плотности транспортного тока /с учетом выражения /2// и далее  $I_{\text{расчет}} = 2x_0 a < j_c = 4x_0 a \int_0^{x_0} j(x) dx$ . Таким образом было получено по 10-15 точек каждой из расчетных ВАХ.

При расчете использовали величину  $R_K^{\text{II}}$ , которую определяли для данной  $T_b$  из условия, чтобы расчетные ВАХ для разных  $H$  при  $\phi = \phi_+$  /т.е. для случая, когда не требуется привлекать гипотезу о независимости  $\rho_f$  от  $j_c$ / совпадали с экспериментальными. Так, например, для  $T_b = 1,85$  К было определено  $R_K^{\text{II}} = 1,1$  град.см<sup>2</sup>/Вт, что лежит в пределах измеренных экспериментально значений. Величина теплопроводности существенно не влияла на результат, т.к. даже для самых толстых наших образцов в окружении сверхтекучего гелия определяющим оказывается скачок на границе. Расчеты были сделаны с использованием кривой  $K(T)$ , измеренной для литого Nb-Zr образца, близкого по составу к измерявшимся в данной работе. Теплопроводность в интервале 2-4 К менялась между 2,5

и  $3,5 \text{ мВт/см.град.}$   $j_d(T)$  и  $\rho_f(T)$  для данного образца измерялись экспериментально.

Пример расчетных профилей  $T(x)$  и  $j(x)$  приведен на рис. 5, а расчетные ВАХ даны на рис. 1 и 2 штриховыми линиями. Расхождение между расчетными и экспериментальными значениями транспортного тока, необходимого для появления заданного  $U$ , не превышает 4%. По-видимому, в нашем случае можно

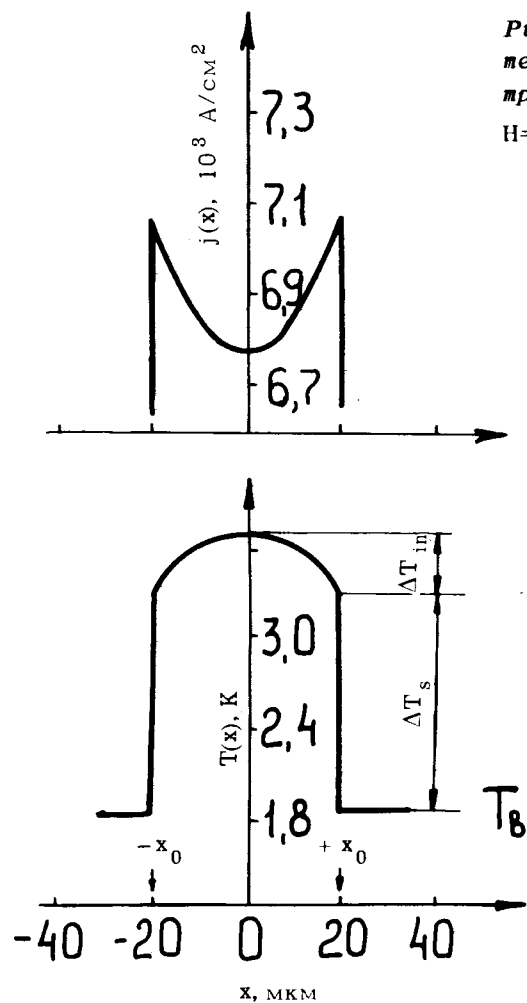


Рис. 5. Расчетные профили температуры и плотности транспортного тока.  $T_b = 1,85 \text{ К}$ ,  $H = 54 \text{ кЭ}$ ,  $\phi = 17,5^\circ$ ,  $U = 25 \text{ мВ}$ .

утверждать, что в пределах этой ошибки справедлива гипотеза о независимости  $\rho_f$  от  $j_c$  или от силы пиннинга, при изменении последней от малых значений до  $\sim 5 \cdot 10^7 \text{ дин/см}^3$  для  $T_b = 1,85 \text{ К}$ .

## 2. О скачкообразном переходе в нормальное состояние

Резкое возрастание напряжения на образце при медленном увеличении тока может быть связано с двумя различными причинами. Во-первых, если достигается предельная величина плотности теплового потока от образца к жидкому гелию  $\dot{q}_{\text{max}}$ , то скачок напряжения обуславливается просто сильным перегревом образца. Характерные величины  $\dot{q}_{\text{max}} (2\text{К})$  порядка  $10 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\dot{q}_{\text{max}} / 4,2 \text{ К}$  порядка  $1 \text{ Вт/см}^2$ . Во-вторых, если  $\dot{q}_{\text{ск}} < \dot{q}_{\text{max}}$ , то скачок возникает из-за нарушения условий устойчивости<sup>9-11</sup>. Для наших образцов /толщина  $\leq 46 \text{ мкм}$ ,  $j_c < 10^4 \text{ А/см}^2$ / существенным является нарушение устойчивости, связанное с отводом тепла в жидкий гелий<sup>11</sup>.

В отличие от работы<sup>11</sup> мы получили условие устойчивости для напряжений, соответствующих линейному участку ВАХ. До возникновения скачка напряжения справедливо соотношение:

$$\dot{q} = x_0 E j. \quad /5/$$

Нарушение теплового равновесия /5/ происходит в том случае, когда возрастание диссипированной мощности, обусловленное бесконечно малым ростом температуры образца, оказывается больше возрастания теплопередачи: Тогда условие устойчивости запишется в виде:

$$\left. \frac{\partial \dot{q}}{\partial T} \right|_{T=T_s} \geq \partial (x_0 j E) / \partial T. \quad /6/$$

В области линейной части ВАХ  $E$  меняется в соответствии с /2/; для сверхтекучего гелия  $\dot{q} = (T_s - T_b) / R_K^{11}$ . Подставляя в /6/ эти выражения и беря равенство, найдем /при заданном  $H$  и  $T_b$  /:

$$\dot{q}_{\text{ск}} = \rho_f \left( \frac{\partial \rho_f}{\partial T} \right)^{-1} \left( 1/R_K^{11} + x_0 \rho_f j_{\text{ск}} \frac{\partial j_d}{\partial T} \right). \quad /7/$$

Обычно  $j_d(T)|_H$  - линейная функция, поэтому  $\partial j_d / \partial T = \frac{-j_d(T)}{T_c(H) - T}$ , где  $T_c(H)$  - температура перехода образца в заданном поле  $H$ . В случае малых  $j_d$  скачок определяется первым членом в /7/:

$$\dot{q}_{ck} |_{j_d \rightarrow 0} = \dot{q}_{ck}^0 = \rho_f (R_K^{\text{II}} \partial \rho_f / \partial T)^{-1} \quad /8/$$

При повышении  $j_d$  все более существенным становится вклад второго /отрицательного/ члена в /7/, так что  $\dot{q}_{ck} \rightarrow 0$  при

$$j_{ck}^0 \approx \sqrt{(T_c(H) - T) / \rho_f R_K^{\text{II}} \times 0} \quad /9/$$

/здесь принято, что при малых напряжениях  $j_{ck} \sim j_d$  /. В качестве примера в табл. 1 приведены абсолютные величины, полученные для одного из образцов.

Таблица

Сравнение экспериментальных и расчетных значений  $\dot{q}_{ck}^0$  и  $j_{ck}^0$  при  $T=1,85$  К для образца толщиной 40 мкм.

Н.кЭ	$\dot{q}_{ck}^0$ , Вт/см <sup>2</sup>		$j_{ck}^0$ , 10 <sup>4</sup> А/см <sup>2</sup>	
	эксперим.	расчет	эксперим.	расчет
14	3,2	4,1	2,7	2,0
54	2,6	3,6	1,1	1,1

На рис. 6 приведена в относительных единицах зависимость мощности скачка от плотности критического тока для нескольких образцов. Там же сплошной кривой - расчет по формулам /7-9/.

Из этого рисунка и таблицы видно достаточно хорошее совпадение эксперимента с расчетом.

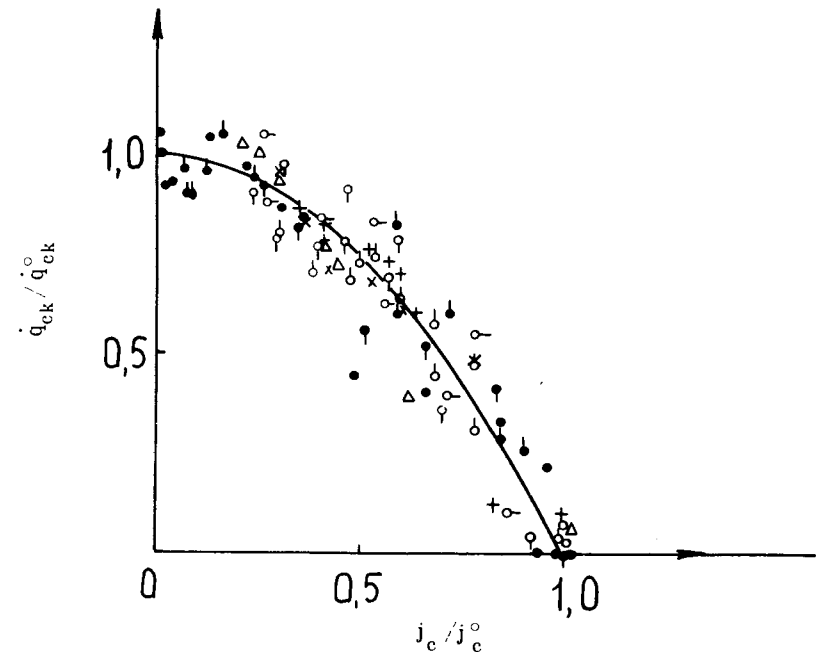


Рис.6. Зависимость  $\dot{q}_{ck}^0$  от критического тока для различных образцов. Сплошная линия соответствует расчету по формуле /7/.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате проведенного исследования ВАХ тонких холоднодеформированных лент из ниобия с большим содержанием циркония можно сделать следующие выводы.

1. При уменьшении угла между вектором магнитного поля и плоскостью образца возрастает критический ток, а на ВАХ продолжает наблюдаться достаточно длинный квазилинейный участок, наклон которого заметно повышается. Последнее объясняется интегральным перегревом образца. ВАХ, рассчитанные с учетом перегрева и гипотезы о независимости  $\rho_f$  от критического тока, хорошо согласуются с экспериментом. Справедливость указанной гипотезы проверена при изменении силы пиннинга от малой величины вплоть до  $5 \cdot 10^7$  дин/см<sup>3</sup> /при  $T=1,85$  К/.



2. Учет интегрального перегрева образца позволяет объяснить также и некоторые другие особенности поведения ВАХ, например, нормальные и аномальные отклонения от прямой, являющейся экстраполяцией начального линейного участка.

3. Рассмотрена проблема устойчивости резистивного состояния, связанная с теплопередачей к жидкому гелию. Получены выражения для мощности, соответствующей скачкообразному переходу в нормальное состояние, которые достаточно хорошо совпадают с экспериментом.

Авторы выражают благодарность Л.В.Петровой за помощь при измерениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горьков Л.П., Копнин Н.Б. УФН, 1975, 116, в. 3, с. 413.
2. Kim Y.B., Hemstead C.F., Strnad A.R. Phys.Rev.Lett., 1964, 13, p. 794.
3. Swartz P.S., Hart H.R. Phys.Rev., 1965, 137, A818.
4. Khul G.E., Ohmer M.C. Phys.Rev., 1970, B2, p. 1264.
5. Cape J.A., Zimmerman J.M. Phys.Rev., 1967, 153, p. 416.
6. Гончаров И.Н. и др. ОИЯИ, Р8-6260, Дубна, 1972.
7. Гончаров И.Н. и др. ЖЭТФ, 1974, 67, вып. 6, /12/, с. 2235.
8. Гаспарян Р.А., Кресин В.З. ЖЭТФ, 1975, 69, вып. 7, с. 377.
9. Минц Р.Г., Рахманов А.Л. УФН, 1977, 121, вып. 3, с. 499.
10. Брехна Г. Сверхпроводящие магнитные системы /Перевод/. "Мир", М., 1976, с. 370.
11. Polak M., Hlasnik I., Krempasky L. Cryogenics, 1973, 13, N12, p. 702.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 марта 1979 года.