

# НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РАЗРУШЕНИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ТОКОМ

*В.А. Фролов*

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
г. Харьков, Украина; E-mail: gane\_f@ukr.net*

Экспериментально показано, что вблизи  $T_c$  переход цилиндрического сверхпроводника I-го рода из сверхпроводящего состояния в нормальное под действием тока не является равновесным, что проявляется в наличии ранее не наблюдавшихся особенностей резистивной кривой. Неравновесность перехода проявляется также в виде немонотонности продольной намагнитченности образца, когда дополнительно накладывается продольное магнитное поле, инициирующее возникновение парамагнитного эффекта. Объяснение исходит из предположения, что период структуры промежуточного состояния (лондоновская конструкция) скачкообразно уменьшается с ростом надкритичности тока. Наиболее вероятной причиной такого поведения периода является осевой пиннинг межфазных границ вследствие «сухого» трения.

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время принято считать, что изотермическое восстановление резистивности ( $R$ ) сверхпроводящего ( $s$ ) цилиндра током ( $I$ ) [1, 2] происходит равномерно. В несколько иной формулировке это равносильно абсолютной неустойчивости к току структуры промежуточного состояния (ПС). Благодаря такому ее свойству любое малое приращение тока ( $\Delta I$ ) должно вызывать перестройку межфазных границ и, следовательно, изменять описывающие ее величины. Однако среди многочисленных экспериментальных работ, результаты которых не противоречат такой концепции, имеются и ставящие ее под сомнение. Таковы, например, работы [3-5], где зафиксированы признаки метастабильности структуры ПС в самом начале перехода  $R/R_n=f(I/I_c)$ , а также работа [6], в которой наблюдаются обе предсказанные в [2] возможности в отношении ее динамичности – и движение структуры как целого (вдали  $T_c$ ), и ее статичность (вблизи  $T_c$ ). Эти факты побуждают к более внимательному учету факторов, которые могут препятствовать перестройкам ПС. Особенно они должны быть значимы вблизи  $T_c$  из-за максимального снижения причины, инициирующей эту перестройку, т.е. магнитного поля ( $H$ ), которое пропорционально критическому ( $H_c$ ). Что касается того, чему может быть обязана частичная устойчивость ПС (если она вообще есть), то в первую очередь это «сухое» трение и, менее вероятно, магнитный «перегрев».

Представленные в данном сообщении результаты свидетельствуют, что по крайней мере вблизи  $T_c$   $s$ - $n$ -переход сверхпроводящего цилиндра под действием тока не является равновесным – это следует из немонотонности кривой  $R/R_n=f(I/I_c)$ . Показано также, что в своем развитии промежуточное состояние проходит через ряд метастабильных уровней, которым соответствуют определенные особенности резистивной кривой. Еще одним проявлением частичной устойчивости ПС к току предлагается рассматривать так называемую «тонкую структуру» парамагнитного эффекта (ПМЭ) [7], о которой приводятся новые данные. Все результаты качественно объяснены прибавлением концепции осевого пиннинга межфазных границ к теории Лондона-Андреева [1, 2].

## 1. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ

В резистивных измерениях исследован оловянный монокристаллический цилиндр диаметром  $2a=0,66$  мм (SnI), длиной  $\approx 25$  мм,  $\rho_{4,2}/\rho_{300} \approx 10^{-3}$ , с шириной  $n$ - $s$ -перехода  $\sim 10^{-3}$  К. Рабочая температура для этого образца  $T_1=T_c-1,9 \cdot 10^{-2}$  К. Разность потенциалов ( $U$ ) снималась с концов образца по 2 точечной схеме, подпайка токовых и потенциальных подводов проводилась сплавом Вуда,  $U$  мерялось на принципиальной схеме потенциометра Линдека. Кроме измерений в нулевом поле проведены измерения в продольном магнитном поле ( $H_z$ ,  $z$  – ось цилиндра).

Другой образец (SnII) – также оловянный монокристаллический цилиндр с  $\rho_{4,2}/\rho_{300} \approx 10^{-5}$ , но его диаметр был в  $\approx 7$  раз больше –  $2a=5$  мм. Для него кроме потенциометрических измерений  $U$ , которые снимали с центрального участка длиной  $\approx 20$  мм также потенциометром Линдека, но низкотемпературным, проводились измерения продольного магнитного потока ( $\Phi$ ), создаваемого  $H_z$ . Это делалось с помощью сверхпроводящего флюксметра [8], датчиком  $\Phi$  была катушка индуктивности из 5 витков изолированной свинцовой проволоки диаметром 0,1 мм, надетая на образец между потенциальными отводами. По измеренным значениям  $\Phi$  и значению потока в нормальнопроводящем образце  $\Phi_0=\pi a^2 \mu_0 H_z$  вычислялась величина кажущейся относительной магнитной проницаемости  $\mu^*=\Phi/\Phi_0$ . Эти измерения проведены при температуре  $T_2=T_c-1,2 \cdot 10^{-2}$  К.

Точность поддержания  $T \approx 3 \cdot 10^{-4}$  К, ее воспроизведение и контроль постоянства проводились с помощью криотронного термометра [9]. Поле Земли было компенсировано примерно в 50 раз.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.1 представлены графики  $s$ - $n$ -переходов SnI под действием возрастающего тока как при  $H_z=0$ , так и в полях  $H_z=0,935$  Э и  $H_z=1,87$  Э. Для  $T_1$  критический ток  $I_c$  равен 0,5 А,  $H_c=3,03$  Э, и отсюда характеристический параметр структуры ПС в случае тока и наложенного поля –  $\phi=H_z/H_c$  – составлял  $\phi_2=0,309$  для кривой 2 и  $\phi_3=0,618$  для кривой 3.

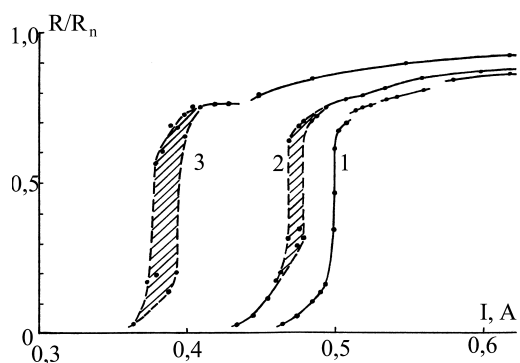


Рис. 1. Зависимости  $R/R_n=f(I)$  для SnI: 1 -  $H_z=0$ ; 2 -  $H_z=0,935$  Э; 3 -  $H_z=1,87$  Э

Отчетливо видно, что кривая 1 не едина, а состоит из нескольких участков, между которыми сопротивление испытывает повышающие в направлении роста  $I$  скачки. В меньшей мере те же особенности свойственны кривой 2, еще сильнее отличается кривая 3. Кроме того,  $H_z$  внесло существенно новые черты: в начале перехода имеется область неустойчивости, где сопротивление осциллирует между двумя значениями, отстоящими друг от друга на значительном расстоянии. С ростом  $\Phi$  амплитуда неустойчивости увеличивается, также увеличивается токовый интервал этой области.

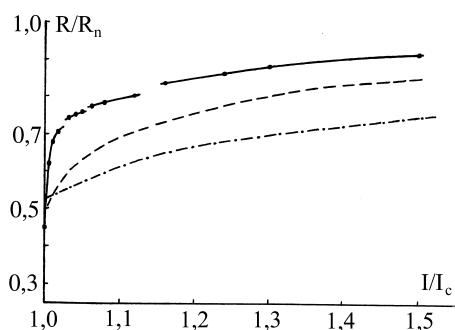


Рис. 2. Зависимости  $R/R_n=f(I/I_c)$ : точки – кривая 1 из рис. 1, штриховая линия – теория Лондона, пунктир – SnII

На рис. 2 кривая 1, взятая из рис. 1, представлена в виде функции от приведенного тока  $I/I_c$ , там же для сравнения приведены кривая для SnII и кривая, построенная по теории Лондона. Обращает на себя внимание в несколько раз большая производная  $d(R/R_n)/d(I/I_c)$  в интервале от 1 до  $1,1/I_c$  у SnI по сравнению со Sn II, т.е. как раз в том интервале, где и наблюдаются повышающие скачки  $R/R_n$  у SnI. Причина, по которой в тонком образце переход происходит быстрее, чем в толстом – это скругление периферии  $s$  домена под действием положительного поверхностного натяжения [10], которое эффективнее в образцах малого диаметра. В нашем случае SnI еще и содержит больше примесей, чем SnII, поэтому за счет меньшей поверхностной энергии межфазных границ его структура относительно более дробна и поэтому сильнее подвержена эффекту скругления за счет поверхностного натяжения. (В качестве предва-

рительного результата укажем, что отсутствие видимых скачков на резистивной кривой для SnII связано с малостью эффекта по сравнению с нестабильностью системы).

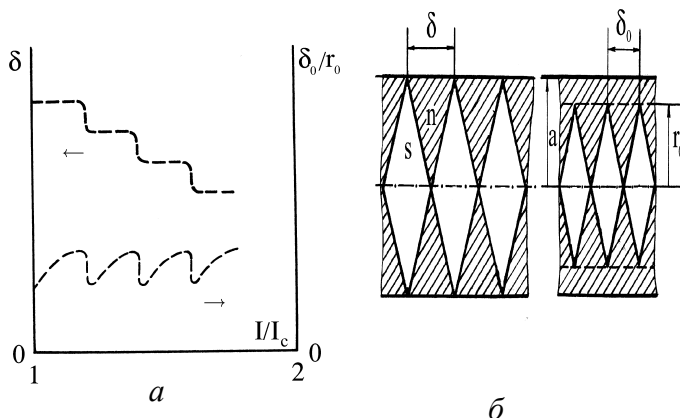


Рис. 3. Предполагаемое поведение абсолютной величины периода  $\delta$  и относительного периода  $\delta_0/r_0$  лондонской структуры в находящейся в ПС сердцевине (а); лондонская структура (б)

Для объяснения природы особенностей резистивной кривой 1 рис. 1 достаточно предположить, что при уходе сердцевинки вглубь, например, по закону  $r_0/a=I/I_c-[(I/I_c)^2-1]^{1/2}$  [1] ( $r_0$  – радиус сердцевинки в ПС) период структуры  $\delta_0$  уменьшается не монотонно, а скачками (рис. 3). Тогда при понижающем скачке  $\delta_0$  скачком же уменьшается относительный период  $\delta_0/r_0$ , благодаря чему появляется добавка в  $R/R_n$  вследствие дополнительного скругления периферии  $s$  домена поверхностным натяжением. В результате  $s$ - $n$ -переход оказывается неравновесным, при этом метастабильным состояниям соответствуют участки кривой между скачками  $R/R_n$ , на которых  $r_0$  монотонно уменьшается при  $\delta_0=\text{const}$ .

На рис. 4 изображен график соотношения между кажущейся магнитной проницаемостью  $\mu^*=\Phi/\Phi_0$  образца SnII и его сопротивлением  $R/R_n$  для случая  $\Phi=0,093$  и  $T=T_2$ . Как видно, в образце возникает ПМЭ [11], обладающий в указанных условиях «тонкой структурой» - его продольная (парамагнитная) намагниченность немонотонно изменяется с величиной  $I/I_c$  [7]. Напомним, что ПМЭ состоит в закручивании части тока в геликоиду, шаг которой, пропорциональный  $\delta_0$ , определяет «плотность намотки» ( $w_0$ ) возникающего эффективного соленоида. Гипотеза о скачкообразном уменьшении  $\delta_0$  с ростом  $I/I_c$  дает возможность объяснить тонкую структуру ПМЭ. Действительно, при понижающем скачке  $\delta_0$  скачком уменьшится шаг геликоиды, которому обратно пропорционально  $w_0$  и, в конечном счете, увеличится  $\mu^*$ . Почти вертикальный передний фронт «зубцов» кривой (см. рис. 4) соответствует понижающему скачку  $\delta_0$ , пологий же задний фронт - горизонтальному участку (ступеньке), где  $r_0$  монотонно уменьшается.

Что касается природы осцилляций сопротивления в начале  $s$ - $n$ -переходов образца SnI в магнитном поле, то они имеют отношение не к метастабильности статики ПМЭ, а определяются структурным динамизмом,

возникающим в специфических условиях. Дело в том, что при  $\varphi \geq 0,15$  [12, 7] величина генерируемых структурой соленоидальных полей, достигая  $\sim 0,5 H_c$ , становится существенной для ПС. Такое поле совместно с двумя внешними уничтожает парамагнитную конфигурацию ПС, после чего геликоидальный ток исчезает. Далее структура ПС восстанавливается и все повторяется во времени. Выбранные нами величины  $\varphi_2$  и  $\varphi_3$  как раз и лежат выше порога неустойчивости.

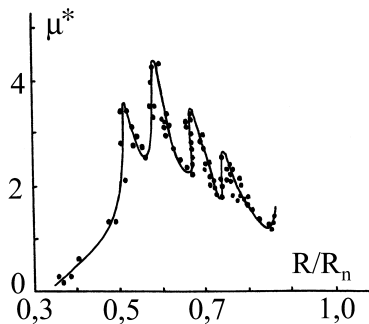


Рис.4. Соотношение между кажущейся магнитной проницаемостью  $\mu^*$  и восстановленным сопротивлением  $R/R_n$  для SnII, совершающего s-n-переход под действием тока в поле  $H_z=0,093 H_c$

Имеется соображение, по которому магнитный перегрев как причина статической метастабильности структуры маловероятен. Дело в том, что магнитный перегрев возникает, когда образец полностью сверхпроводящий, и переход в нормальную фазу задерживается из-за трудности образования нормальнопроводящего зародыша. В нашем же случае образец уже разбит на n- и s-домены, и этой причины нет. По-видимому, самым существенным препятствием для изменения положения границы является внутреннее несовершенство кристаллической структуры (дефекты, напряжения, примеси), т.е. то, что является причиной «сухого» трения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вблизи  $T_c$  процесс восстановления резистивности цилиндрического сверхпроводника I рода не является, как это считалось ранее, равновесным из-за того, что ПС обладает частичной устойчивостью к току. Об

этом свидетельствует впервые обнаруженная немонотонность переходной кривой  $R/R_n=f(I/I_c)$ . Наиболее вероятный механизм метастабильности это осевой пиннинг межфазных границ вследствие «сухого» трения. Учет частичной устойчивости ПС посредством предположения о скачкообразном уменьшении периода лондонской конструкции ПС с величиной  $I/I_c$  объясняет не только наблюдаемые резистивные особенности, но и немонотонность продольной намагниченности образца в случае токового перехода с наложенным продольным магнитным полем в комбинации, создающей ПМЭ.

Выражаю благодарность О.П. Леденеву за обсуждение результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. London. *Superfluids*. New-York: Willey, 1950, 231 с.
2. А.Ф. Андреев. О разрушении сверхпроводимости током // *ЖЭТФ*. 1968, т. 54, №5, с.1510–1519.
3. W. Meissner, F. Schmeissner, H. Meissner. Messungen im Übergangsgebiet zur Supraleitung I // *Z. Phys.* 1951, 130, p. 521–528.
4. W. Meissner, R. Doll. Gleichzeitige oszillografische Registrierung von Widerstand und magnetischen Fluß für Indium Einkristalle in Übergangsgebiet zur Supraleitung bei starker Strombelastung // *Z. Phys.* 1955, v. 140, p. 340–358.
5. H. Meissner. Paramagnetic effect in superconductors. V. Resistance transition in tin wires // *Phys. Rev.* 1958, v. 109, p. 668–680.
6. Ю.В. Шарвин, И.Л. Ландау. Исследование динамического промежуточного состояния // *ЖЭТФ*. 1970, т. 58, №6, с. 1943–1954.
7. В.А. Фролов, Я.С. Кан. Обнаружение тонкой структуры парамагнитного эффекта в сверхпроводниках первого рода // *Письма в ЖЭТФ*. 1979, т.30, № 3, с. 165–168.
8. В.А. Фролов, Я.С. Кан. О пороговом токе парамагнитного эффекта в сверхпроводниках // *ФНТ*. 1979, т. 5, № 5, с. 455–460.
9. Я.С. Кан, В.А. Рахубовский. Криотронный генератор релаксационных колебаний в качестве термометра // *ПТЭ*. 1966, т. 3, с. 228–229.
10. И.Л. Ландау. О структуре промежуточного состояния при разрушении сверхпроводимости током // *ЖЭТФ*. 1978, т. 75, № 6 (12), с. 2295–2307.
11. K. Steiner. Eine magnetische Erscheinung beim Eintritt der Supraleitung // *Z. Naturforsch.* 1949, v. 4, p. 271–275.
12. И.Л. Ландау. Парамагнитный эффект в сверхпроводниках первого рода // *ЖЭТФ*. 1973, т. 64, №2, с. 557–567.

## НЕРІВНОВАЖНІ ЯВИЩА ПРИ РУЙНУВАННІ НАДПРОВІДНОСТІ СТРУМОМ

*В.А. Фролов*

Експериментально показано, що поблизу  $T_c$  перехід циліндричного надпровідника I-го роду з надпровідного стану до нормального під дією струму не є рівноважним, що виявляється в наявності раніше не спостерігавшихся особливостей резистивної кривої. Нерівноважність переходу виявляється також у вигляді немонотонності подовжньої намагніченості зразка, коли додатково накладається подовжнє магнітне поле, що ініціює виникнення парамагнітного ефекту. Пояснення виходить з припущення, що період структури проміжного стану (лондонівська конструкція) стрибкоподібно зменшується із зростанням надкритичності струму. Найвірогіднішою причиною такої поведінки періоду є осевий піннінг міжфазних меж унаслідок «сухого» тертя.

## NONEQUILIBRIUM PHENOMENONS AT DESTRUCTION OF SUPERCONDUCTIVITY BY THE CURRENT

*V.A. Frolov*

It is experimentally shown, that near  $T_c$  the transition of type-I cylindrical superconductor from a superconducting state to normal one under a current is not equilibrium, that is displayed by available the resistive curve singularities. Nonequilibrium is displayed also as nonmonotonic longitudinal sample magnetization when the longitudinal magnetic field initiates the origin of paramagnetic effect. The explanation will emanate from

the supposition, that period of intermediate state structure (London's construction) decreases spasmodically with a current increasing. The most probable reason of such period behaviour is the axial pinning of interfaces owing to "dry" friction.