

# ИЗМЕРЕНИЕ РАДИУСА СЕРДЦЕВИНЫ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ ПРИ РАЗРУШЕНИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ИНДИЕВОГО ЦИЛИНДРА ТОКОМ

В.А.Фролов

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
г. Харьков, Украина

Радиус находящейся в промежуточном состоянии сердцевинки, измерен в зависимости от надкритичности тока в монокристаллическом цилиндре большого диаметра из высокочистого индия. Суть методики состоит в измерении магнитного потока, создаваемого в цилиндре продольным магнитным полем, величина которого меньше порога возникновения сопутствующего явления – так называемого парамагнитного эффекта. Обнаружено скругление периферии сверхпроводящих доменов под действием поверхностного натяжения на межфазных границах, ранее наблюдавшееся на олове. Измерен также ход восстановления током электросопротивления. Сопоставление данных для этих двух металлов позволяет заключить, что границы s-доменов в олове выпуклые.

## ВВЕДЕНИЕ

Обе модели промежуточного состояния (ПС), возникающего при разрушении сверхпроводимости цилиндра током, как лондоновская [1], так и гортеровская [2], несмотря на принципиальное различие, едины в отношении существования сердцевинки, находящейся в ПС, которую окружает нормальнопроводящая (n) оболочка (рис.1). Поэтому задача измерения радиуса сердцевинки ( $r_0$ ) актуальна независимо от того, какая модель соответствует действительности. В настоящее время, однако, после работ, прямо зафиксировавших периодическую вдоль оси цилиндра (z) структуру ПС [3,4,5], а также после обнаружения порога (по магнитному полю) парамагнитного эффекта (ПМЭ) [6,7], наличие которого согласно [8] противоречит гортеровской модели, речь, по-видимому, может идти только о модели [1].

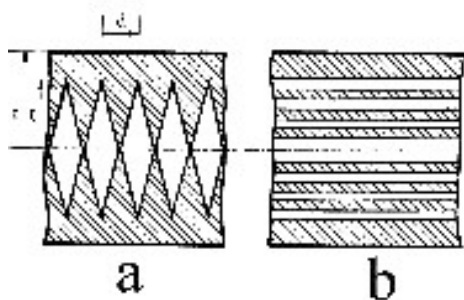


Рис.1. Модель Лондона [1] (а): s-домены представляют собой двойные конусы, перегораживающие путь току; модель Гортера [2] (б): движущаяся от поверхности к оси система чередующихся коаксиальных n- и s-трубок

В эксперименте наблюдаются как статические периодические структуры [4,5], так и перемещающиеся, как целое вдоль z [3]. Это согласуется с работой Андреева [9], в которой показано, что среди периодических структур наиболее выгодна двигающаяся вдоль z, а будет она таковой или нет – зависит от величины препятствующих движению сил «сухого

трения». Ввиду этого скорость такого движения уменьшается по мере приближения температуры к  $T_c$  снизу [3] вплоть до нуля из-за уменьшения вынуждающей силы, которая пропорциональна  $H_c$ . Представленная работа выполнена вблизи  $T_c$ , где структура статична [4,5], поэтому сравнение проведено с моделью Лондона [1].

Согласно [1] при достижении током  $I$ , протекающим через цилиндрический сверхпроводник  $I$  рода, критического (по Сильсби) значения  $I_c = 2\pi a H_c$  ( $a$  – радиус цилиндра,  $H_c$  – критическое магнитное поле), в образце скачком восстанавливается половина нормального электросопротивления ( $R_n$ ), а при дальнейшем увеличении тока  $R$  изменяется по закону:

$$R/R_n = 0,5 [1 + (1 - I/I_c)^2]^{1/2}. \quad (1)$$

Радиус, находящейся в ПС сердцевинки при  $I = I_c$  совпадает с радиусом цилиндра ( $r_0 = a$ ), а далее уменьшается как

$$r_0/a = I/I_c - [(I/I_c)^2 - 1]^{1/2}. \quad (2)$$

Период структуры  $d$  предполагается малым, что равносильно предположению о малости коэффициента поверхностного натяжения на границах между n и s фазами ( $\sigma_{ns}$ ) (см. рис. 1а).

Измерить  $r_0$  достаточно сложно из-за того, что при  $I > I_c$  промежуточное состояние, как это следует из (2), находится в глубине цилиндра (см. рис.1). Прекрасной иллюстрацией этой проблематичности является малое число работ, в которых измерялось  $r_0$  [10, 11, 6], а также изощренность применявшихся методик.

В первой такой работе [10] сердцевина наложением добавочного поперечного поля ( $H_t$ ) смещалась из центрального положения перпендикулярно  $H_c$  до касания образующей цилиндра. Этот момент фиксировался по излому на зависимости  $R/R_n = f(H_t)$ , что позволяло рассчитать  $r_0$ , используя данное в [10] соотношение:

$$r_0/a = 1 - (H_t \times I_c \times R_n) / (H_c \times I \times R). \quad (3)$$

Обсуждая расхождение измеренных таким способом величин  $r_0$  с модельными (рис.2), следует учитывать как немонотонность исследованного образца, так и возможность влияния самого  $H_z$ , кстати, отнюдь не малого, на исходное ПС, созданное током. Важнее, что было впервые продемонстрировано наличие сердцевинки и п-оболочки.

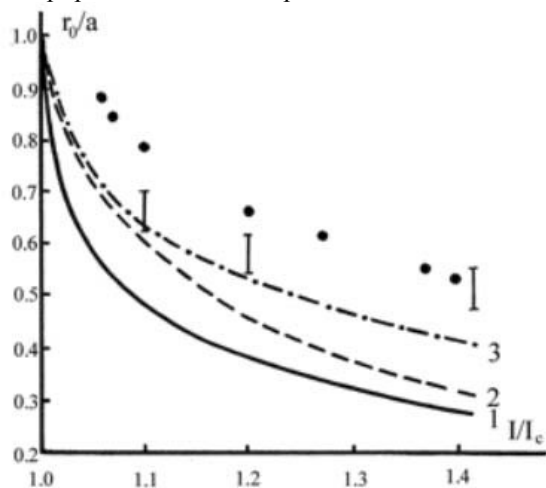


Рис.2. Изменение величины  $r_0/a$  в зависимости от величины надкритичности тока  $I/I_c$ : 1 – экспериментальная зависимость для индия, данная работа; 2 – экспериментальная зависимость для олова, данные [6]; 3 – модель Лондона [1]; точки, обозначенные, как • – данные [11]; точки, обозначенные, как ○ – данные [10]

Следующая работа [11] была попыткой прямого измерения  $r_0$ , для чего пришлось пожертвовать идеальностью геометрии образца – он имел радиальную щель, в которой перемещался датчик поля. Как и в предыдущем случае не столь важно расхождение измеренных величин с лондоновскими (см. рис. 2), как подтверждение наличия сердцевинки и оболочки теперь уже и прямой методикой.

Позже в [8] было рассмотрено влияние поверхностного натяжения на межфазных границах на периферические участки лондоновского s-домена и показано, что при его учете они, как и предполагалось впервые в [12], должны скругляться. Другими словами, в сверхпроводнике I рода, т.е. с положительным и не малым  $\sigma_{ns}$ , радиус сердцевинки должен быть меньше лондоновского. Если это верно, то различие эксперимента [10, 11] с усовершенствованной теорией [8] усугубляется.

Скругление периферии s-домена было обнаружено автором в [6], где предложен новый метод измерения  $r_0$  и одновременно предприняты серьезные усилия для достижения возможно большей корректности в постановке опыта и выборе исследуемого объекта. Таким в [6] был совершенный монокристалл олова большого диаметра и высокой чистоты, исследованный вблизи  $T_c$ , где электродинамическая картина ПС не искажена джоулевым теплом. Это позволило получить надежные данные о ходе  $r_0/a = f(I/I_c)$ . Их расхождение с лондоновской кривой, но уже в обратную по сравнению с [10, 11] сторону (см. рис.2, кривая 2) подтвердило вывод о скругле-

нии периферии s-доменов под действием поверхностного натяжения (в олове).

Ниже та же методика, но теперь более строго обоснованная, применена к другому сверхпроводнику I-го рода – индию, данных по  $r_0$  для которого нет.

В работе также тщательно измерена зависимость  $R/R_n = f(I/I_c)$  – своего рода “визитная карточка” образца, которая совместно с зависимостями  $r_0/a = f(I/I_c)$  и  $d/a = f(I/I_c)$  исчерпывающе описывает процесс эволюции ПС под действием тока.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЗАВИСИМОСТИ $r_0/a = f(I/I_c)$

Представим, что на образец, переведенный током в состояние, изображенное на рис.1,а, накладывается продольное магнитное поле  $H_z$ . Известно, что, помимо проникновения в п-оболочку поле может взаимодействовать с промежуточным состоянием, вследствие чего возникает так называемый парамагнитный эффект (ПМЭ) [13], состоящий в закручивании части транспортного тока, текущего по сердцевине, в геликоиду. Экспериментально ПМЭ наблюдается, как возникновение в образце собственного продольного магнитного поля. Его величина может значительно превышать  $H_z$ , из-за чего эффект так и назван.

ПМЭ посвящено значительное количество работ. Однако поскольку он разыгрывается в сложном для исследования объекте, то изучен недостаточно. До недавнего времени, например, не были даже определены границы его области существования по параметру  $\varphi = H_z/H_c$ , от величины которого зависит конкретная картина ПМЭ, кардинально меняющаяся с изменением  $\varphi$ . В частности, было неясно ограничен ли ПМЭ снизу величиной  $\varphi = 0$  или же каким-то значением  $\varphi \neq 0$ . Здесь мы отсылаем читателя к литературе по данному вопросу.

Для дальнейшего существенно, что в индии, как и в олове, нижняя граница области существования ПМЭ отлична от нуля [6,7], т.е. существует некий порог  $H_{zlim}$ , ниже которого ПМЭ не возникает. Физически это означает, что поля ниже порога не в состоянии развернуть по геликоиде уже сформированные током п-s-границы, преодолев силы «сухого трения». Факт наличия порога в явлении ПМЭ и положен в основу описываемой методики.

В общем случае при наложении  $H_z$  поток  $\Phi$  в образце можно представить в виде трех слагаемых:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3, \quad (4)$$

где  $\Phi_1 = \pi H_z (a^2 - r_0^2)$  – поток в п-оболочке, которую имела сформированная током структура до включения  $H_z$ ;  $\Phi_2 = \Delta \Phi_1 = \pi H_z [a^2 - (r_0 - \Delta r_0)^2]$  – приращение потока в п-оболочке, вследствие уменьшения  $r_0$  под действием  $H_z$ ;  $\Phi_3 = \Phi_{PME}$  – генерируемый сердцевинкой поток, благодаря явлению ПМЭ.

Если поле  $H_z$  меньше, чем  $H_{zlim}$ , то  $\Phi_3 = 0$ . Как будет показано ниже, такие поля столь малы по сравнению с  $H_c$ , что практически не уменьшают исходный радиус, т.е. с достаточной точностью и  $\Phi_2 = 0$ . В этом случае

$$r_0/a = (1 - \Phi/\Phi_0)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\Phi_0 = \pi H_z a^2$  – поток в нормальнопроводящем образце.

Таким образом, предлагаемое решение задачи измерения  $r_0$  состоит: 1) в отыскании величины порога  $H_{zlim}$ ; 2) в измерении зависимости  $\Phi/\Phi_0 = f(I/I_c)$  для  $H_z < H_{zlim}$ ; 3) в расчете  $r_0$  по формуле (5).

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Монокристаллический образец индия, выращенный методом Бриджмена, представлял собой круговой цилиндр диаметром 5 мм, длиной  $\approx 80$  мм с отношением удельных электросопротивлений «гелий/комната»  $\rho_{3.4}/\rho_{300} \approx 2,7 \cdot 10^{-5}$ . О его высоком качестве свидетельствует малая ширина сверхпроводящего перехода в отсутствие внешнего магнитного поля ( $\sim 10^{-3}$  К).

Монтаж образца во избежание влияния на него поля тока возвращающего токоввода осуществлялся, как обычно, с применением полой медной трубки (образец на ее оси). Температура экспериментирования выбрана вблизи  $T_c$ :  $\Delta T = T_c - T = 5 \cdot 10^{-2}$  К. Она поддерживалась автоматически с точностью не хуже  $\pm 10^{-4}$  К. Земное магнитное поле было скомпенсировано пермалловым экраном примерно в 100 раз. Продольное к образцу поле  $H_z$  создавалось медным соленоидом, надетым на гелиевый дьюар снаружи (находился в жидком азоте).

Величина восстановленного током электросопротивления  $R$  вычислялась по разности потенциалов, измеряемой с погрешностью в несколько процентов на центральном участке образца длиной  $\approx 20$  мм при помощи низкотемпературного потенциометра Линдека со сверхпроводящим нуль-индикатором [5]. Датчик магнитного потока  $\Phi$  в образце представлял собой однослойную катушку из 5 витков изолированной свинцовой проволоки диаметром 0,1 мм, симметрично надетую между потенциальными отводами. Она была частью замкнутого полностью сверхпроводящего контура, куда входила обмотка возбуждения еще одного низкотемпературного потенциометра Линдека и сверхпроводящий элемент сравнения. Измерение  $\Phi$  проводилось компенсационным способом, как описано в [5], на принципе сохранения магнитного потока в замкнутом сверхпроводящем контуре.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### Ход электросопротивления с током $R/R_n = f(I/I_c)$

На рис.3 представлены результаты измерений хода электросопротивления индиевого образца в зависимости от тока, а также для сравнения лондонская кривая и измеренная нами ранее [6] кривая для монокристалла олова такой же чистоты, такого же диаметра и тоже вблизи  $T_c$ . В обоих случаях величина «скачка» при  $I_c$  определялась с применением стабилизации образца шунтированием [6] – только так удастся его точно определить. Для индия он оказался равным  $0,55R_n$ , для олова, согласно [6], он равен  $0,52R_n$ . Следует отметить малое отличие этих величин от лондоновского значения  $0,5R_n$ , и особо –

значительное несовпадение последующего хода экспериментальных кривых как между собой, так и с теорией.

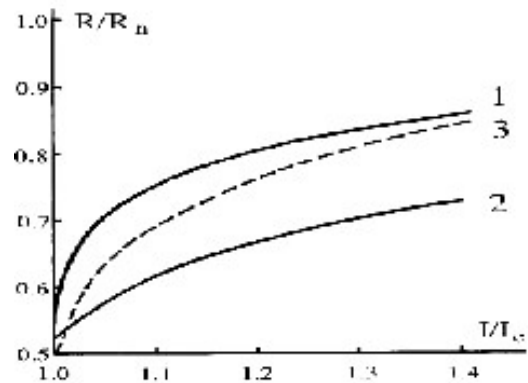


Рис. 3. Зависимость  $R/R_n = f(I/I_c)$ : 1 – индий, данная работа; 2 – олово, [6]; 3 – модель Лондона

### Ход радиуса сердцевин с током $r_0/a = f(I/I_c)$

На рис. 4 приведены три кривые зависимости  $\Phi/\Phi_0 = f(I/I_c)$  для последовательно уменьшающихся значений  $H_z$ . Измерения проводились следующим образом. В образец, охлажденный в нулевом магнитном поле до нужной температуры, включался транспортный ток  $I$ , создававший резистивное состояние, соответствующее началу резистивной кривой. Измерялось  $R/R_n$ . Далее включалось  $H_z$  и по экрану осциллографа, на который была выведена индикация показаний сверхпроводящего нуль-индикатора, наблюдали за процессом изменения ПС до установления стационарного состояния. По окончании переходных процессов делался отсчет  $\Phi$ . Затем образец обесточивался, поле  $H_z$  выключалось. Далее такие операции проделывались для всех последующих значений транспортного тока, что обеспечивало единообразие процесса измерения.

Визуальное наблюдение за кинетикой процесса позволило различить два их типа. Первый совершался за сравнительно короткое время ( $\tau \sim 1$  с) и характерен для кривой 1 на рис. 4. Она вся расположена ниже уровня  $\Phi/\Phi_0 = 1$ , что есть необходимым условием отсутствия ПМЭ. Процесс второго типа протекает за характерные времена  $\tau \sim 100$  с. и относится к кривым 2, 3 (см. рис. 4), явно демонстрирующим эволюцию ПС в сопровождении ПМЭ. Таким образом, визуальным наблюдением установлено, что кинетика ПМЭ в очень чистом металле, т.е. перестройка n-s-границ, происходит за времена порядка 100 сек. Факт отсутствия столь длительных переходных процессов вдоль кривой 1 (см. рис.4) является очевидным достаточным условием отсутствия ПМЭ и позволяет использовать ее для расчета  $r_0/a$ . Результат расчета в предположении, что  $\Phi_2 = 0$  (см. рис.2, кривая 1). Чтобы выяснить оправданность сделанного предположения, был проделан эксперимент, в котором определялось насколько изменяется  $R/R_n$  при включении  $H_z$ . Измерения проведены на участке максимальной крутизны резистивной кривой. Найдено, что подпороговые поля повышают  $R/R_n$  не более, чем на  $0,025 R/R_n$ . По экспери-

ментальной кривой 1 (см. рис.4) можно оценить, что виртуальное изменение  $R/R_n$  на такую величину изменяет значение  $\tau_0/a$  в пределах размеров экспериментальных точек и является, таким образом, несущественным.

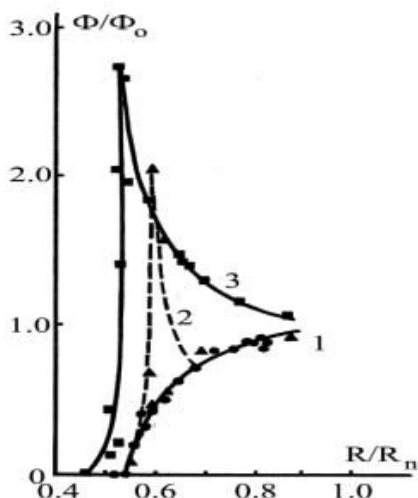


Рис. 4. Зависимость  $\Phi/\Phi_0=f(I/I_c)$ : 1 –  $H_z/H_c=0,0094$ ; 2 –  $H_z/H_c=0,019$ ; 3 –  $H_z/H_c=0,038$

Тот факт, что индиевая кривая  $\tau_0/a = f(I/I_c)$  расположена ниже лондоновской (см. рис. 2), говорит о том, что в индиевом образце, как и в оловянном, периферия s-доменов скруглена под действием поверхностного натяжения на межфазных границах. Более сильное скругление, чем в олове, качественно согласуется с большим  $\sigma_{ns}$  у индия.

#### Анализ экспериментальных результатов

В литературе по разрушению сверхпроводимости током сложилось представление о том, что, во-первых, экспериментальный «скачок» электросопротивления при  $I_c$  значительно превышает лондоновское значение  $0,5R_n$  – считается, что он равен  $0,6 \dots 0,7R_n$ , а, во-вторых, что вся резистивная кривая идет выше лондоновской. Однако среди обширного экспериментального материала оставлена без внимания работа Риндерера [10], в которой на олове убедительно показано, что вблизи  $T_c$  «скачок» практически равен  $0,5R_n$ , а по мере понижения  $T$ , т.е. по мере увеличения  $I_c$  он становится все больше, принимая, в конце концов, пресловутое значение  $0,6 \dots 0,7R_n$ . Более того, и весь ход кривой возврата электросопротивления зависит от того, при какой температуре она измерена. Вблизи  $T_c$  она расположена ниже лондоновской, с понижением  $T$  она с ней сближается, а впоследствии расположена существенно выше. Это неопровержимо доказывает значительность роли джоулева тепла, выделяющегося в образце при прохождении тока.

Наши более ранние измерения хода  $R/R_n=f(I/I_c)$  для олова, сделанные вблизи  $T_c$  (см. рис.3), согласуются с [10] как по величине «скачка», так и в ходе кривой возврата электросопротивления. Для оловянных образцов столь большого диаметра и столь высокой чистоты нами было строго показано отсутствие перегрева вблизи  $T_c$  [5]. Индиевый образец по всем параметрам практически такой же. Поэтому

следует признать, что различие хода возврата их электросопротивления (см. рис.3) является фундаментальным, а не вызвано вторичными эффектами. Понятно также, что это различие каким-то образом коррелирует с особенностями структуры ПС. Можно ли о них сказать что-либо определенное?

Ранее, опираясь на эксперимент, делались попытки объяснить расхождение между экспериментальными и теоретическими кривыми возврата резистивности механизмами, увеличивающими теоретическое значение ( $R_{Lond}$ ). Среди них и тривиальное повышение температуры образца вследствие выделения Джоулева тепла, и менее очевидные процессы, связанные с прохождением электронов сквозь лондоновскую структуру и их рассеянием на межфазных границах[12].

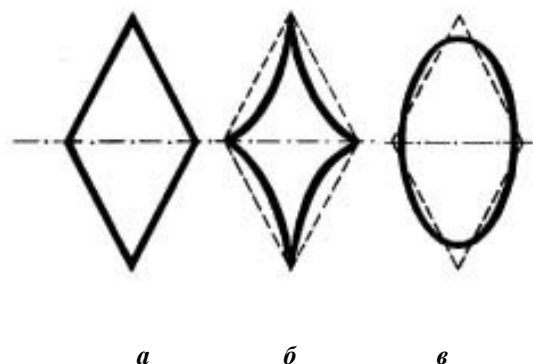


Рис. 5. Форма границ: а – лондоновский s домен; б – предложенная в [14] форма s домена; в – схематическое изображение s домена в олове

В работе [14] для согласования эксперимента с теорией было предположено, что форма границ у реального s-домена иная, чем у лондоновского (без уточнения механизма, ответственного за такую трансформацию). Поскольку считалось, что  $R_{exp} > R_{Lond}$ , то модифицированный s-домен должен был согласно [14] иметь вогнутые границы, что обеспечивало большее количество n-фазы (рис.5,б). Как мы теперь видим, s домены у индия, для которого действительно  $R_{exp} > R_{Lond}$ , очень сильно скруглены на периферии и вряд ли для описания превышения резистивной кривой необходимо предполагать еще и вогнутость границ s-доменов, тем более, что при наличии эффекта скругления такая форма еще менее реальна, чем на рис.5, а. По крайней мере, теперь такое предположение нужно строго обосновывать, привлекая обе экспериментальные зависимости  $\tau_0 = f(I/I_c)$  и  $R/R_n = f(I/I_c)$ .

С оловом ситуация сложнее, но зато и позволяет высказать определенные суждения. Здесь тоже периферия s-доменов скруглена, но при этом резистивная кривая расположена ниже лондоновской. На первый взгляд это кажется парадоксом. Но, если сама идея трансформации лондоновского s домена верна, а это, по-видимому, так, то для согласования этих двух экспериментальных фактов единственно необходимо предположить, что s-домен в олове должен иметь выпуклые границы (см. рис.5,в). Это обеспечивает большую долю сверхпроводящих об-

ластей в сердцевине, компенсируя в смысле резистивности долю, связанную с ростом толщины  $n$  оболочки за счет эффекта скругления. Конечно, это только самый качественный вывод, но, по-видимому, строгий расчет формы границы может быть сделан, только учитывая третью зависимость от тока, каковая есть зависимость от тока периода структуры  $d$ .

### ВЫВОДЫ

1. Впервые измерена зависимость радиуса находящейся в ПС сердцевинки в монокристаллическом индиевом цилиндре от величины протекающего по нему тока.

2. Наблюдено более быстрое убывание  $r_0$  по сравнению с теорией Лондона, что свидетельствует о скруглении периферии  $s$ -доменов под действием поверхностного натяжения на межфазных границах.

3. Эффект скругления в индии более сильный, чем в олове, что качественно согласуется с величинами их коэффициентов поверхностного натяжения на  $n$ - $s$ -границах.

4. Сравнение оловянной и индиевой резистивных кривых с теоретической, а также наличие скругления доменных границ позволяет заключить, что границы  $s$  домена в олове – выпуклые.

### ЛИТЕРАТУРА

1. F.London. *Superfluids*.-New York: Willey, 1950, 1, p.231.

2. C.J.Gorter. On the possibility of dynamic variety of the intermediate superconductive state // *Physica*. 1957, v.23, N1, p.45-56.

3. Ю.В.Шарвин Исследование динамического промежуточного состояния с помощью микроконтактов // *Труды X Международной конф. по физике*

*низких температур*. М.: ВИНТИ, 1967, ч.II,с.323-326.

4. Я.С.Кан, В.А.Фролов. Наблюдение структуры промежуточного состояния, создаваемого током в оловянных цилиндрах // *Письма в ЖЭТФ*. 1974, т.20, № 7, с.461-464.

5. Я.С.Кан, В.А.Фролов. Исследование структуры промежуточного состояния, создаваемого током в монокристаллических и поликристаллических цилиндрических сверхпроводниках. I. Измерения на олове вблизи  $T_c$  // *ФНТ*. 1978, т.4, №1, с.17-31.

6. В.А.Фролов, Я.С.Кан. Определение радиуса сердцевинки в промежуточном состоянии при разрушении сверхпроводимости током // *ФНТ*. 1981, т.7, №12, с.1516-1522.

7. В.А.Фролов. Обнаружение порогового поля парамагнитного эффекта в промежуточном состоянии сверхпроводника // *ФНТ*. 1985, т.11, №10, с.1031-1034.

8. И.Л.Ландау. О структуре промежуточного состояния при разрушении сверхпроводимости током // *ЖЭТФ*. 1978, т.75, № 6(12), с.2295-2307.

9. А.Ф.Андреев. О разрушении сверхпроводимости током // *ЖЭТФ*, 1968, т.54, № 5, с.1510-1519.

10. L.Rinderer. Über den Zwischenzustand stromdurchflossener Supraleiter // *Helv. Phys. Acta*. 1956, v.29, p.339-374.

11. Б.В.Макей. Распределение магнитной индукции в промежуточном состоянии сверхпроводника с током // *ЖЭТФ*. 1958, т.34, № 2, с.312-315.

12. С.G.Kuper. On the destruction of superconductivity by ladge current // *Phil. Mag*. 1952, v.43, p.1264-1275.

13. K.Steiner, H.Schoeneck // *Z.Physik*. 1937, v.38, s.887.

14. D.C.Baird, В.К.Mukherjee. Current-induced intermediate state in type-I superconductors // *Phys. Rev*. 1971, В, v.3.

## ВИМІРЮВАННЯ РАДІУСУ СЕРЦЕВИНИ У ПРОМІЖНОМУ СТАНІ ПРИ РУЙНУВАННІ НАДПРОВІДНОСТІ ІНДІЙОВОГО ЦИЛІНДРА СТРУМОМ

*В.А. Фролов*

Радіус сердцевинки, що знаходиться у проміжному стані, виміряний у залежності від надкритичності струму в монокристалічному циліндрі з високочистого індію. Суть методики полягає у вимірі магнітного потоку, створеного в циліндрі подовжнім магнітним полем, яке менше, ніж поріг виникнення супутнього явища – так званого парамагнітного ефекту. Виявлено закруглення периферії надпровідних доменів під дією поверхневого натягу на міжфазних границях, що раніше спостерігалось на олові. Виміряний також хід відновленого струмом електроопору. Порівняння даних для цих двох металів дозволяє вивести, що границі  $s$ -доменів в олові мають бути випуклі.

## MEASUREMENT OF RADIUS OF INTERMEDIATE STATE CORE AT DESTRUCTION OF SUPERCONDUCTIVITY OF INDIUM CYLINDER BY CURRENT

*V.A. Frolov*

The radius of the intermediate state core is measured depending on a current in the monocrystal cylinder from high purity indium. The essence of a technique is a measuring of the magnetic flux created in the cylinder by a longitudinal magnetic field which size is less than threshold of accompanying phenomenon - so-called paramagnetic effect. The rounding off observed of superconducting domains periphery under action of a superficial tension of the interphase borders, earlier observed on tin. The course of electroresistance restoration by a current is measured also. Comparison of the data for these two metals allows to conclude, that  $s$ -domain borders in tin are convex.