

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Динамическое диссипативное смешанное состояние в неоднородных сверхпроводниках II рода

В.Ф. Хирный, А.А. Козловский

Рассмотрены динамические диссипативные смешанные состояния, диссипация энергии и процесс проникновения собственного магнитного поля транспортного тока в следующих сверхпроводниках II рода: в низкотемпературных мелкокристаллитных металлических пленках, в высокотемпературных поликристаллических пленках и в объемных неоднородных (гранулированных) сверхпроводниках. Особенности в транспортных свойствах таких сверхпроводников обусловлены в основном их морфологией.

PACS numbers: 73.50.-h, 74.25.Op, 74.72.-h, 74.80.-g

Содержание

1. Введение (285).
 2. Проникновение поля тока и ДДС состояние в широких поликристаллических и слоистых пленках (285).
 - 2.1. Метастабильные токовые состояния. 2.2. Определение локальной температуры в области разрушения сверхпроводимости. 2.3. Формирование ВАХ гранулированных НТСП-пленок. 2.4. Особенности перехода из СП в ДДС состояние в бесщелевых сверхпроводниках. 2.5. Особенности перехода из СП в ДДС состояние вблизи T_c . 2.6. ДДС состояния слоистых сверхпроводников.
 3. ДДС состояния объемных керамических ВТСП-образцов на примере $YBa_2Cu_3O_x$ и $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (291).
 - 3.1. Проникновение магнитного поля транспортного тока в цилиндрический сверхпроводник II рода. 3.2. ДДС состояния цилиндрических сверхпроводников II рода в магнитном поле, параллельном транспортному току. 3.3. Влияние на переход в ДДС состояние круговых поперечных остаточных магнитных полей. 3.4. Влияние на переход в ДДС состояние остаточных продольных магнитных полей.
 4. Заключение (299).
- Список литературы (300).

1. Введение

В однородных низкотемпературных сверхпроводниках (НТСП) I рода [1], а также в "жестких" и композитных НТСП II рода [2], несущих транспортный ток, диссипативное динамическое смешанное (ДДС) состояние изучено достаточно полно. Однако за истекшее время

получено много новых, необычных результатов как на неоднородных (гранулированных) НТСП II рода, так и на образцах керамических высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Это обстоятельство, а также интерес к достижению больших критических токов в таких сверхпроводниках оправдывает написание данного обзора.

В обзоре приведены результаты исследования особенностей перехода из сверхпроводящего (СП) в ДДС состояние под влиянием транспортного тока в металлических гранулированных (мелкодисперсных) НТСП-пленках, слоистых НТСП- и ВТСП-пленках (раздел 2), а также в объемных керамических ВТСП-образцах (раздел 3).

2. Проникновение поля тока и ДДС состояние в широких поликристаллических и слоистых пленках

2.1. Метастабильные токовые состояния

До обнаружения ВТСП [3] свойства ДДС состояния гранулированных сверхпроводников исследовались в основном на мелкодисперсных металлических пленках, у которых кристаллиты были окружены окислом материала сверхпроводника [4]. Интерес к таким образцам был вызван тем, что, во-первых, гранулированные пленки широко использовались при изготовлении низкотемпературных устройств, таких, как криотроны и некоторые другие, во-вторых, из исходного объемного сверхпроводника I рода можно было термическим напылением в среднем и низком вакууме легко получать пленки со свойствами сверхпроводников I и II рода [5], и, в-третьих, образцы характеризовались низкими критическими токами, что позволяло сводить к минимуму влияние сил пиннинга F_p и тепловыделения Q на динамику движения вихрей.

При исследовании диссипативного состояния на широких ($w > \xi > \lambda_{\perp}$) мелкокристаллитных пленках,

В.Ф. Хирный, А.А. Козловский. Институт монокристаллов НАН Украины, 61001 Харьков, просп. Ленина 60, Украина
Тел. (380-572) 30-83-11. Факс (380-572) 32-02-73
E-mail: khirnyi@isc.kharkov.com

Статья поступила 8 августа 2003 г.

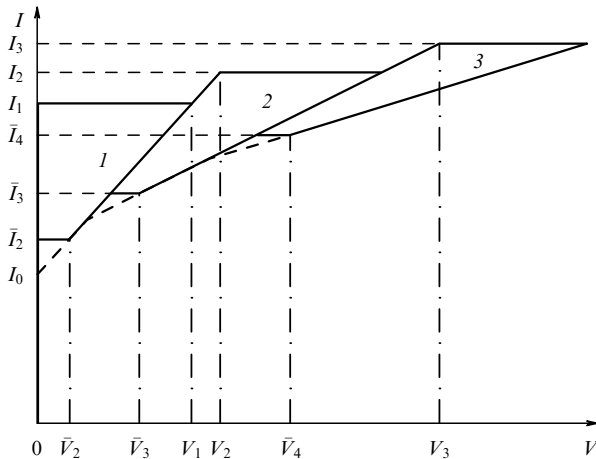


Рис. 1. Типичный вид ВАХ тонкопленочных НТСП-образцов.

изготовленных из Al, In и Sn, в интервале толщин $d = 10 - 300$ нм были обнаружены метастабильные токовые состояния (МСТС) [5–11]. Здесь w — ширина пленки, ξ — длина когерентности, $\lambda_{\perp} = 2\lambda_L^2/d$ — эффективная глубина проникновения перпендикулярного к пленке магнитного поля, а λ_L — лондоновская глубина проникновения магнитного поля. МСТС на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) фиксировались в виде прямых, имеющих различные значения dV/dI , где V — электрическое напряжение на образце, а I — электрический (транспортный) ток (рис. 1). МСТС и ступени напряжения ΔV на ВАХ возникали следующим образом. С увеличением I до I_1 график зависимости $I(V)$ представлял собой почти вертикальную прямую, совпадающую с осью тока. При напряжении V_1 , когда $I = I_1$, происходил перескок рабочей точки на графопостроителе с этой почти вертикали на прямую 1. Движение по прямой 1 было возможно как вверх до точки с координатами I_2, V_2 , так и вниз к \bar{I}_2, \bar{V}_2 при дальнейшем увеличении и уменьшении тока, соответственно. В точке I_2, V_2 происходил перескок на следующую прямую 2, а в точке \bar{I}_2, \bar{V}_2 — на предыдущую (бездиссипативную) часть ВАХ. При движении по прямым 2 и 3 происходили перескоки рабочей точки на соседние МСТС подобным же образом. Возникала серия таких прямых (или почти прямых) линий.

Для пленок, которые имели несколько потенциальных выводов по их длине, было обнаружено [6], что СП состояние разрушалось в узких полосах, расположенных поперечно. Это было подтверждено туннельными измерениями [7]. Локальный характер разрушения СП состояния был объяснен [8] проникновением в образцы цепочек из движущихся друг за другом под влиянием транспортного тока (силы Лоренца) вихрей Абрикосова (А-вихрей), которые проникали в пленку в "слабых" местах по току. Возможно также нескоррелированное зарождение А-вихрей с противоположных краев пленок и парами [5].

Для проникновения А-вихрей в пленку им надо преодолеть краевой барьер [12], по своей природе подобный барьеру Бина – Ливингстона [13]. Барьер может быть занижен неоднородностью, магнитным полем, либо транспортным током.

Существует нижнее значение I_{c1} критического тока [14], когда барьер резко уменьшается, но не исчезает

совсем, и верхнее — I_{c2} , при котором барьер уменьшается до нуля [8] и в пленку проникает первый А-вихрь. Величину I_{c2} находили минимизацией полной производной энергии вихря [8],

$$E(x) = \frac{(\Phi_0/4\pi)^2}{\lambda_{\perp}} \left[\ln \left(\frac{2\lambda_{\perp}}{\xi} \right) + \frac{\pi}{2} N_0 \left(\frac{x}{2\lambda_{\perp}} \right) + \frac{\pi}{2} E_0 \left(\frac{x}{2\lambda_{\perp}} \right) \right] - \frac{2\Phi_0 I}{\pi c} \left(\frac{x}{w} \right)^{0.5}, \quad (1)$$

в пленке с током в области $\lambda_{\perp} \ll x \ll w$ по координате x , где $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока, h — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме, e — заряд электрона, $N_0(z)$ и $E_0(z)$ — функции Неймана и Вебера, соответственно [15]. Для широких пленок, у которых ток течет в основном по краям [16], I_{c2} выражается как [8]

$$I_{c2} = \frac{c\Phi_0}{8\sqrt{2}\pi^{0.5}\xi} \frac{w}{\lambda_{\perp}} \sim 1 - \frac{T}{T_c}, \quad (2)$$

где T — температура, T_c — критическая температура. Это выражение согласуется с экспериментально полученной зависимостью

$$I_1(T) = I_c(T) \sim \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)$$

до $T/T_c = 0,7$, где I_c — критический ток. Формула (2) с точностью до коэффициента ≈ 1 совпадает с оценочным значением тока в пленке с неоднородностями [17, 18], при котором на ее краях достигается величина, равная току распаривания I_c^{GL} [19].

В реальных пленках имеющиеся неоднородности понижают барьер, и всегда выполняется условие $I_{c1} < I_c < I_{c2}$ [8]. Из формулы (1) была определена [8] степень отклонения I_{c2} от I в виде $k = a\kappa(r_D/d)^{0.5}$, где $a \approx 1$, $\kappa = \lambda_L/\xi$ — параметр Гинзбурга – Ландау, а r_D — эффективный размер неоднородностей в образце. На рисунке 2 прямой линией показана зависимость

$$\ln \left[k \left(\frac{d}{d_0} \right)^{0.5} \right] = \ln \left[a \left(\frac{r_D}{d_0} \right)^{0.5} \right] + \ln \kappa,$$

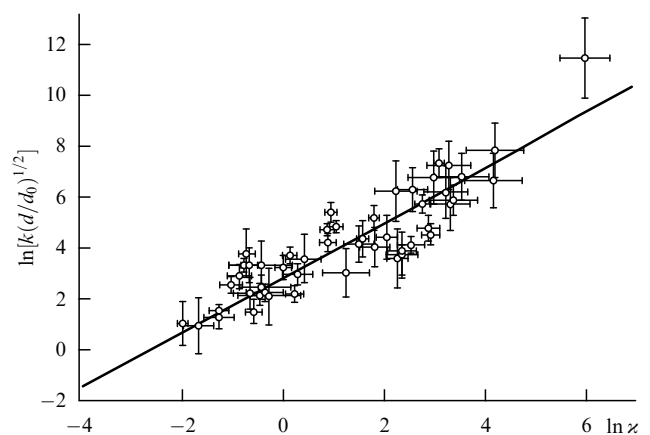


Рис. 2. Степень отклонения теоретического значения критического тока от экспериментального в зависимости от величины параметра Гинзбурга – Ландау.

полученная в [8] при $r_D = 1,81 \times 10^{-6}$ м, где d_0 — постоянная. Аналогичный размер неоднородности был определен иным образом в работе [20].

При движении А-вихрей поперек пленки они взаимодействуют между собой через пустое пространство [21]. Поэтому для увеличения их линейной плотности к пленке необходимо приложить электрическое напряжение $V = \Phi_0/\tau_L(I)$ [22, 23], где $\tau_L(I)$ — время, за которое А-вихри проходят разделяющее их расстояние в цепочке. Пока $\tau_L > \tau_0$, ВАХ обратима, и выделившаяся за время движения А-вихрей энергия [8] выводится в термостат. Здесь τ_0 — время релаксации температуры T к равновесному значению T_0 . При $\tau_L \leq \tau_0$ локальная температура T_m вдоль траектории движения А-вихрей не успевает релаксировать к T_0 , и там развивается температурная неустойчивость. В этой области появляется неоднородное продольное электрическое поле E и полоска нормальной фазы в виде теплового резистивного домена. Поле проникает на глубину $l_E = (l_H T/3\varepsilon)^{0,5}$, где и происходит диссипация энергии [24]. Здесь l_H — эффективная длина упругого пробега, l_H — эффективная неупругая длина релаксации, ε — энергетическая щель в спектре элементарных возбуждений сверхпроводника. У исследованных пленок $l_E = 10^{-6} - 10^{-7}$ м [9].

2.2. Определение локальной температуры в области разрушения сверхпроводимости

Для определения величины T_m в работе [8] рассматривалось уравнение теплопроводности с одномерным (протяженным поперек пленки) источником тепла:

$$\frac{d}{dx} \left[K(T) \frac{dT}{dx} \right] - A(T)(T - T_0) + B'\delta(x) = \rho' C \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (3)$$

где $K(T)$ — коэффициент теплопроводности пленки, отнесенный к ее толщине, x — координата вдоль длины пленки с источником тепла в точке $x = 0$ (рис. 3), $A(T) = [a_1(T) + a_2(T)]/d$ — суммарный коэффициент теплоотдачи в подложку (a_1) и окружающую среду (a_2) на единицу толщины, $B' = P/wd$ (P — мощность, расходуемая внешним источником тока), ρ' — плотность материала образца, C — теплоемкость, $\delta(x)$ — дельта-функция. Определенное из (3) время однородной релаксации температуры $\tau_0 = \rho' C/A$ [9] у исследуемых пленок было $\sim 10^{-9}$ с. Вблизи T_c флуктуации температуры $\Delta T_m = (T_m - T_0)$ малы, K и A — константы, и (3) преобразуется в уравнение [9]

$$K(T_0) \frac{d^2(\Delta T)}{dx^2} - A\Delta T = 0 \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{2d(\Delta T)}{dx} \right|_{x=0} = \frac{B'}{K}, \quad \text{и} \quad \lim_{x \rightarrow \infty} \Delta T(x) = 0, \quad (5)$$

где $T_m = T(x=0)$. Согласно (4), температура в направлении x от источника, расположенного при $x = 0$, уменьшается по закону

$$\Delta T = \Delta T_m \exp\left(-\frac{x}{\lambda_T}\right),$$

где длина распространения тепла $\lambda_T = (K/A)^{0,5}$ у исследованных пленок составляла $\sim 10^{-5}$ м. Из приведенных

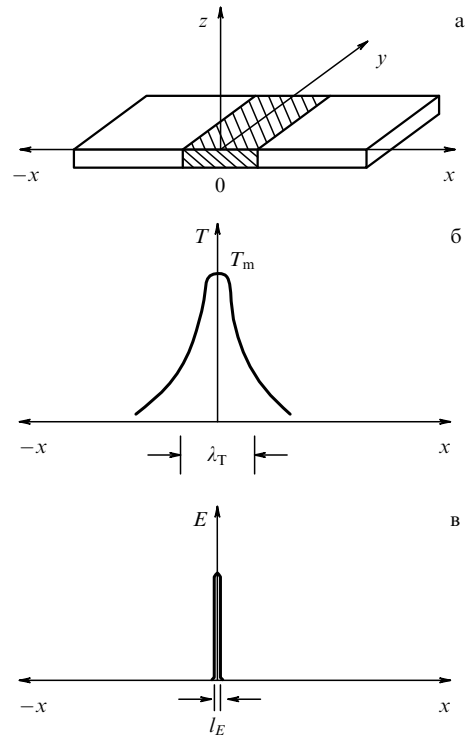


Рис. 3. Схема локального разрушения сверхпроводимости (заштрихованная область) (а) совместно с отображениями локальной температуры разогрева T_m (б) и электрического поля E (в).

оценок следует $\lambda_T > l_E$, что подтверждает правомерность представления источника тепла δ -функцией на рис. 3 и в уравнении (3).

На практике пленки исследовались в широкой области температур, и уравнение (4) заменялось более общим уравнением, в котором учитывались температурные зависимости $K(T)$ и $A(T)$, благодаря чему было получено [8] выражение для нахождения величины T_m в явном виде:

$$P = R_0 [3(T_m - T_0)^4 + 8(T_m - T_0)^3(T_0 + \beta) + 6(T_m - T_0)^2(T_0 + \beta)^2]^{0,5}, \quad (6)$$

в котором $\beta = -0,5T_c$, а постоянная R_0 определялась из ВАХ и I - T -диаграммы (рис. 4). Стрелками на ВАХ показано варьирование величины I , а на I - T -диаграмме — соответствующее изменение локальной температуры в области разрушения сверхпроводимости.

Когда $I = 0$, температура пленки равна T_0 , чему соответствует точка M на I - T -диаграмме. При $I = I_N$ появляется область, где СП состояние разрушено, и T_m за время $\sim \tau_0$ (прямая NL на ВАХ) достигает в общем случае значений выше, чем T_c (точка L на I - T -диаграмме). При дальнейшем увеличении тока T_m монотонно растет. С последующим уменьшением тока СП состояние в точке L восстановиться не может, так как там $T_m > T_c$. Равенство $T_m = T_c$ достигается в точке H , но образец не переходит в СП состояние, поскольку $V \neq 0$. Это происходит лишь в точке Q , когда локальная температура T_m за время $\sim \tau_0$ релаксирует к температуре термостата T_0 (прямая QR на I - T -диаграмме и ВАХ). Коэффициент R_0 , определяемый из (6) при

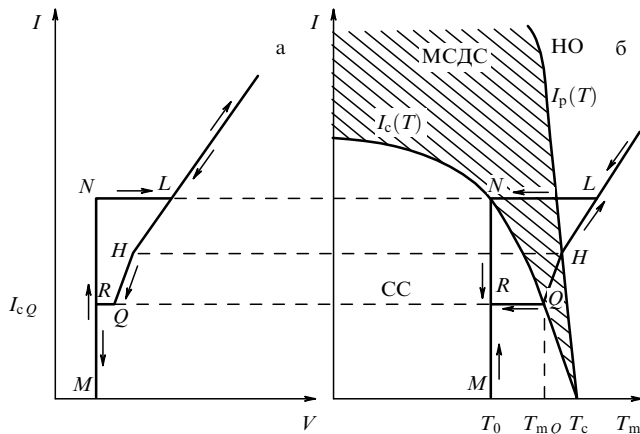


Рис. 4. Определение T_m из рассмотрения ВАХ образцов (а) и их $I-T$ диаграммы (б). СС—СП состояние, МСДС — метастабильное диссипативное состояние, НО — нормальная область, $I_p(T) = I_c^{GL}(T)$ — ток распаривания.

$T_0 = 0,5T_c$, равняется $R_0 = (P_Q/\sqrt{3})(T_{mQ} - T_0)^{-2}$ [8], где P_Q — диссипируемая в пленке мощность, рассчитанная для точки Q на ВАХ, а T_{mQ} — величина локальной температуры области разрушения сверхпроводимости, когда рабочая точка на графопроекторе при записи ВАХ находится в точке Q . Зная R_0 , для любой точки ВАХ, расположенной между точками H и Q , можно определить величину T_m . На рисунке 5 показаны зависимости T_m от I для индиевой пленки, из которых видно, что с возрастанием I значения λ_T и T_m увеличиваются.

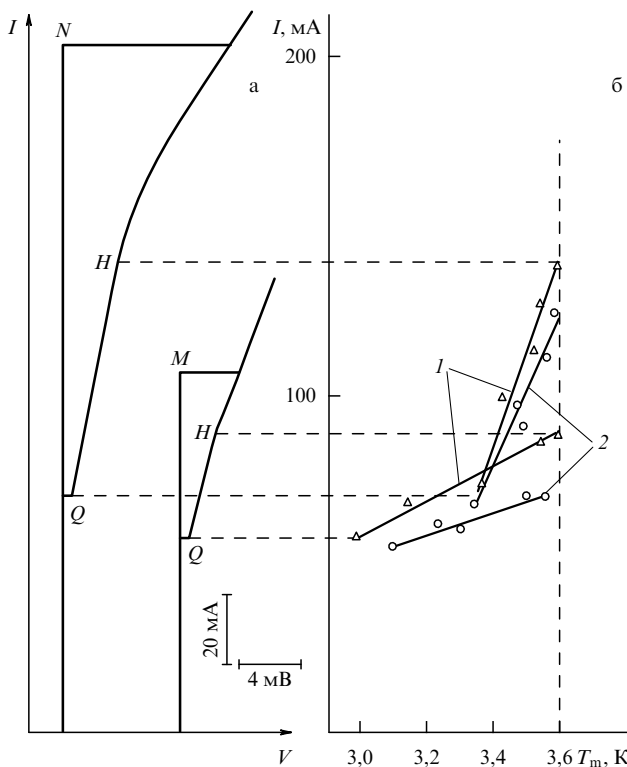


Рис. 5. Построение зависимости величины T_m от I (б), согласно ВАХ (а) индиевой пленки. Прямые (1) получены при $T_0 = 2,6$ К, а прямые (2) — при $T_0 = 2$ К.

2.3. Формирование ВАХ гранулированных НТСП-пленок
Учитывая аналитические зависимости $T(x)$ и $E(x, T, j)$, ВАХ пленки

$$V = \int E(x, T, j) dx = \int E(x, T, j) \left(\frac{dx}{dT} \right) dT$$

можно представить формулой [25]

$$V = 2 \int_{T_0}^{T_c(I)} E(T, j) (B')^{0,5} K(T) dT + \Delta V_H, \quad (7)$$

где первое слагаемое в правой части появляется за счет возникновения полосы нормальной фазы, а второе — из-за падения напряжения на неоднородности.

В отсутствие пиннинга вихрей выражение для $E(T, j)$ записывается в виде $E = \rho_n f(j, T)$ [26], где ρ_n — удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии, j — средняя плотность транспортного тока,

$$f(j, T) = \frac{(1 - j/j_c)}{[1 - j/j_c + F(j, T)]}$$

и

$$F(j, T) = a \left(\frac{j}{j_c} \right) \left[\frac{T_c - T}{T_c} \right]^{3/2}, \quad a \approx 1,$$

j_c — средняя плотность критического тока появления ДДС состояния. Нелинейность функции $E(j, T)$ связана с нелинейным процессом теплопроизводства, обусловленным диссипативными эффектами вязкого движения А-вихрей [26, 27].

Используя модель нелинейного теплопроизводства, в работе [28] была получена диаграмма состояний широкой НТСП-пленки, несущей транспортный ток. Из работы следует, что при различных значениях тока в пленке реализуются сверхпроводящее, резистивное, нормальное и бистабильное состояния. В последнем из них существуют неоднородные состояния в виде волн переключения, которые в зависимости от условий переводят пленку в сверхпроводящее состояние (при некоторой температуре T_1), в резистивное или в нормальное.

Вид экспериментально получаемой ВАХ зависит также и от режима ее измерения [26, 29]. До сих пор рассматривались ВАХ, полученные в режиме измерения с заданным током. На рисунке 6 сравниваются два первых МСТС и фрагмент ВАХ, которые получены в режиме их измерения с источником заданного тока (кривая 1) и напряжения (кривая 2), соответственно. При измерении ВАХ в режиме с заданным током перед моментом развития температурной неустойчивости выполняется условие $\tau_L < \tau_0$. Нормальные остовы А-вихрей находятся на минимальном расстоянии друг от друга порядка ξ . Время пребывания электронов в связанном состоянии в этой области $\tau_A \approx \hbar/2e(T) \approx 10^{-11}$ с [30], где \hbar — постоянная Планка, деленная на 2π . Следовательно, при изотермическом движении А-вихрь должен преодолеть расстояние, равное ξ , за время существования электронов в связанном состоянии, т.е. с максимальной скоростью $\xi/\tau_A \approx 10^4$ м с⁻¹. С другой стороны, при неизотермическом движении вихрей, когда $\tau_L(I) = \tau_0$, минимальное расстояние между вихрями будет $\approx \lambda_T$, поэтому наименьшая скорость неизотермического движения вихрей в

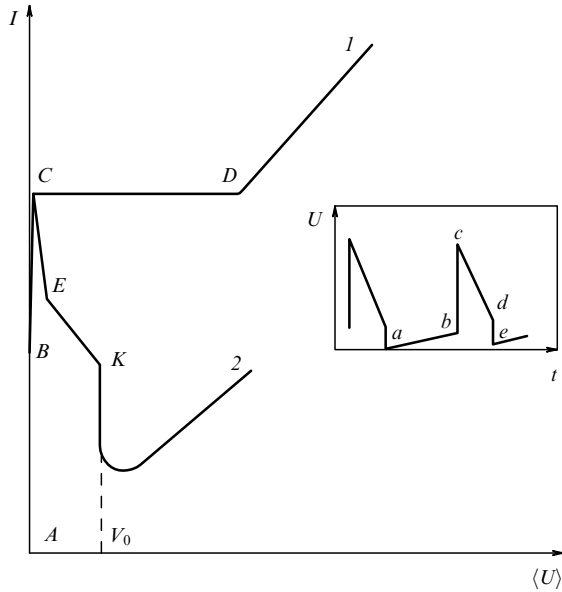


Рис. 6. Схематический вид ВАХ, измеренных в режимах с заданным током (1) и с заданным напряжением (2). На вставке: осциллограмма импульсов напряжения "гигантской джозефсоновской генерации" электромагнитных колебаний.

момент образования полосы нормальной фазы будет равна $\lambda_T/\tau_0 \approx 10^4 \text{ м с}^{-1}$, что совпадает с максимальной скоростью изотермического движения, определенной выше иным способом.

При $\tau_L(I) < \tau_0$ (область срыва напряжения между точками C и D на кривой I, см. рис. 6) возникнет полоска нормальной фазы. Когда количество тепла, которое уходит в термостат от неоднородности, превышает отводимое от чистого сверхпроводника, полоска нормальной фазы закрепляется на неоднородности и не расширяется [31], что возможно при диффузном способе распространения тепла вдоль пленки от разогретого участка [5, 32]. Если увеличивать ток (выше точки D на кривой I, см. рис. 6), то наблюдается почти линейное поведение ВАХ. Линейная зависимость $I(V)$ означает [8], что почти вся энергия от источника эдс тратится на то, чтобы разорвать куперовские пары в области существования неоднородного продольного электрического поля (см. раздел 2.1), и лишь незначительная ее часть идет на нагревание образца. В этом случае электроны в связанной паре, ускоряясь в этом поле на расстоянии l , приобретают энергию δW , равную eEl . Если $\delta W > 2\epsilon$ (энергии связи пары), то индивидуальный электрон, встречаясь с дефектом, рассеивается, разорвав при этом пару. Поскольку $eEl = eV$, то минимальное значение напряжения V_0 в сверхпроводнике, когда существует ДДС состояние, при уменьшении тока I определяется выражением [8]

$$V_0 = \frac{2\epsilon(T)}{e}. \tag{8}$$

При измерении ВАХ в режиме заданного напряжения [26, 29] А-вихри проникают в пленку, когда $I = I_B$ (точка B на ВАХ, см. рис. 6) [33]. Когда $I = I_C$ (точка C, на рис. 6), первично формируется полоска нормальной фазы, что вызывает уменьшение тока I из-за появления электрического сопротивления R_n (участок CE на кривой 2, см.

рис. 6). Диссипация энергии уменьшится, и полоска за время $\sim \tau_0$ вернется в СП состояние. При $I = I_B$ в том же месте на пленке повторно начнут проникать и двигаться А-вихри (точка E на рис. 6). Мгновенные значения электрического напряжения U на пленке в процессе проникновения и движения А-вихрей с образованием полосок нормальной фазы представлены на осциллограмме (см. вставку на рис. 6) [29, 33]. Точке a соответствует начало проникновения А-вихрей, а точке b — развитие температурной неустойчивости и появление полоски.

В точке b напряжение U возрастет до значения $U = V_0 + U_n + U_p$, где U — мгновенное значение падения напряжения на полоске нормальной фазы (величина переднего фронта импульса), а U_p — мгновенное значение падения напряжения, характеризующее неравновесное электрическое поле, расположенное в направлении протекания тока I от полоски нормальной фазы в сверхпроводящую область образца. Существование такого поля, которое расположено на длине l_E от нормальной полоски, предполагалось ранее в работе [24]. Здесь оно получается естественным образом, поскольку энергия электронов транспортного тока больше ϵ . U_n — напряжение на полоске.

После образования полоски нормальной фазы (точка c на вставке рис. 6) ток I станет меньше I_c , а T_m станет равной T_0 за время $\approx \tau_0$. Но характер зависимостей $U(t)$ и $R(t)$ будет определяться временем рекомбинации квази-частиц в пары с испусканием фононов (участок cd на вставке рис. 6). За это время $U(t)$ станет равным V_0 [29] (участок de на вставке рис. 6). Так как $I < I_c$, сверхпроводимость восстановится, $R(t)$ и $U(t)$ достигнут нулевого значения за время порядка τ_A (точка e на вставке рис. 6). При $I = I_B$ процесс образования полоски начнется опять и будет повторяться периодически, и на пленке появится генерация электромагнитных колебаний [29]. Такие нестационарные полоски были названы "полосками проскальзывания фазы" (ППФ) [33].

Исходя из вида ВАХ [29], период t_p появления ППФ можно получить из соотношения [33]

$$\langle U \rangle = \frac{Ut_i}{t_p} = Ut_i v,$$

которое определяет среднее напряжение $\langle U \rangle$, даваемое генератором импульсов длительностью t_i с амплитудой мгновенного напряжения в импульсе U . Здесь v — частота следования импульсов. Согласно этому соотношению, $\langle U \rangle \sim v$; наименьшая частота генерации $v_{\min} \sim 1/w$, так как чем больше w , тем больше t_p ; v_{\max} достигается при минимальном падении напряжения на сверхпроводнике $\langle U \rangle = V_0$ (точка K на ВАХ, см. рис. 6), выше которого образец перейдет в нормальное состояние [29, 33].

Связь между частотой зарождения ППФ и величиной магнитного потока Φ , который их пронизывает, можно получить, как следует из работы [29], из соотношения Джозефсона $\langle U \rangle = \Phi v/c$, где c — скорость света в вакууме.

2.4. Особенности перехода из СП в ДДС состояние в бесщелевых сверхпроводниках

Выше речь шла о сверхпроводниках, у которых $\epsilon \neq 0$. Но ϵ зависит от T , I и магнитного поля H . В гранулированных пленках вблизи T_c имеется область на плоскости

(T , H), в которой $\varepsilon = 0$, $\Delta \neq 0$ и $l_i < \xi$ [34], где Δ — параметр порядка. В этой области, согласно "первой теореме эквивалентности" [35], электрическая проводимость σ пленок эквивалентна проводимости сверхпроводников с добавлением парамагнитных примесей, т.е. пленки находятся в состоянии бесщелевой сверхпроводимости [36]. В таком состоянии для экранирующего тока I_s , наведенного полем H , выполняется условие $I_s > I_c$ [34], и поэтому $I_g > I_c$, где I_g — ток генерации электромагнитных колебаний.

Зависимости $I(T)$ и $I(H)$ можно получить, если учесть влияние парамагнитных примесей на термодинамические свойства сверхпроводника [34, 37]. При добавлении примеси выражение для энергетической щели примет вид [37]

$$\varepsilon_p = \Delta \left[1 - \left(\frac{1}{\tau_s \Delta} \right)^{2/3} \right]^{3/2}, \quad (9)$$

где τ_s — время пробега электрона с переворотом спина.

Когда $\tau_s \Delta = 1$, $\varepsilon_p = 0$ при $\Delta \neq 0$, и сверхпроводник становится бесщелевым, но явление сверхтекучести ($R_n = 0$) сохраняется благодаря сверхпроводящим корреляциям между куперовскими парами. В этом случае плотность тока можно представить в виде [37]

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_n,$$

где $\mathbf{J}_s = (2\sigma\tau_s/c)|\Delta|^2 \mathbf{P}'$, $\mathbf{J}_n = \sigma \mathbf{E}$, $\mathbf{P}' = 2m\mathbf{v}_s$ — сверхтекучий импульс и \mathbf{v}_s — скорость сверхпроводящих электронов. Вблизи T_c

$$v_s \sim \frac{\hbar}{m\xi(T)} \sim \Delta(T),$$

$\Delta(T) \sim (1 - T/T_c)^{0.5}$ [34], а $\Delta(H) \sim [1 - (H/H_c)^2]^{0.5}$ [38], где H_c — термодинамическое критическое магнитное поле. Следовательно,

$$J_g(T) \sim [\Delta(T)]^2 \sim 1 - \frac{T}{T_c}, \quad J_g(H) \sim 1 - \left(\frac{H}{H_c} \right)^2, \quad (10)$$

тогда как $J_c^{GL}(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$, а $J_c^{GL}(H) \sim [1 - (H/H_c)^2]^{3/2}$. Подобные свойства тока генерации наблюдались в работе [39].

2.5. Особенности перехода из СП в ДДС состояние вблизи T_c

До сих пор рассматривалась область температур $T < 0,9T_c$, когда выполнялось условие $\xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T) < r_D$. Для области температур $T > 0,9T_c$ и $\xi(T)$, $\lambda_{\perp}(T) > r_D$, поперечный размер А-вихрей превышает размер неоднородностей. В этом случае ситуация напоминает поведение А-вихрей в однородной пленке, поскольку вихри "не замечают" неоднородностей. В таких пленках барьер, препятствующий проникновению А-вихрей, уменьшается практически на одну и ту же величину вдоль всего образца только за счет транспортного тока. А-вихри проникают по всей длине пленки в пределах незначительного интервала критических токов.

При измерении ВАХ в режиме с заданным током после развития температурной неустойчивости А-вихри отсутствуют. Образец весь переходит в диссипативное состояние, при котором нет движения магнитного

потока, а имеется лишь набор расположенных на расстоянии l_E друг от друга (см. раздел 2.2) полосок нормальной фазы. Отсутствие движения А-вихрей и магнитного потока было зафиксировано в работе [40]. Вблизи T_c расстояние между стационарными полосками нормальной фазы l_E становится того же порядка величины, что и λ_T , благодаря возрастанию l_E , поскольку $l_E \sim \varepsilon^{-0.5}$, а $\varepsilon \rightarrow 0$ при $T \rightarrow T_c$. Следовательно, общая длина неоднородного состояния, на которой существует электрическое сопротивление R_T и падение электрического напряжения V_T , равняется $2l_E$. Благодаря идентичности неоднородных областей электрическое сопротивление пленки имеет величину, кратную R_T , а ее ВАХ — ступенчатую структуру с величиной ступенек напряжения V_T .

Экспериментальные данные о существовании неоднородной области длиной $2l_E$ с падением электрического напряжения, кратного V_T , на ВАХ, возрастании вдоль пленки электрического сопротивления на кратную величину R_T , и появлении ступенчатой структуры ВАХ вблизи T_c были подытожены в работе [41].

Характерная особенность на ВАХ при этом — это конечное значение сверхпроводящего тока I_0 (см. рис. 1), который остается при экстраполяции наклона dV/dI к $V = 0$. Однако это явление подтверждает существование полосок нормальной фазы, поскольку появление тока I_0 обязано эффекту "андреевского отражения". При протекании электрического тока из нормальной в сверхпроводящую область электроны отражаются в виде дырок. В результате сверхток состоит из тока куперовских пар, равного $I_c - I_0$, и тока, созданного дырками, I_0 . Примерно одинаковое значение токов I_0 для первых трех пяти МСТС получается из-за того, что отражаются только те электроны, энергия которых меньше $\varepsilon(T)$.

Интересная особенность должна наблюдаться при измерении ВАХ в режиме заданного напряжения. При $I < I_c$ (точка С на рис. 6) возникнет генерация электромагнитных колебаний во всем образце.

2.6. ДДС состояния слоистых сверхпроводников

В слоистых НТСП при температуре $T > T_{KT}$, которая называется температурой перехода Березинского–Костерлица–Таулесса [42, 43], проявляется квазидвумерное состояние в системе нейтральных пар — двумерный (2D) вихрь — антивихрь [44–46]. В таких материалах под влиянием тока I из-за разрыва вихревых диполей и перемещения свободных двумерных А-вихрей, количество которых зависит от величины тока I , появляется диссипация энергии, возникает нелинейность ВАХ, и, как следствие этого, меняется характер процессов теплопроизводства. Зависимость V от I имеет вид [47, 48]

$$V \sim I^{a(T)+1}, \quad a(T) = \Lambda \left(\frac{T_c - T}{T} \right),$$

$$\Lambda = \Phi_0 \frac{s}{16\pi^2 \lambda_L(0)^2 T_c},$$

s — период слоистой структуры, а $\lambda_L(0)$ — лондоновская глубина проникновения при 0 К [49].

Помимо вышеотмеченного, в слоистых ВТСП-образцах при рассмотрении термической устойчивости ДДС состояния необходимо еще учитывать джозефсоновскую связь [50] между слоями. В высокотемператур-

ных сверхпроводниках 2D вихри, которые появились под влиянием тепловых флуктуаций, замыкаются двумя джозефсоновскими вихрями (Д-вихри), расположенными между сверхпроводящими слоями. Для разрыва такого устройства току I необходимо дополнительно преодолеть натяжение Д-вихрей. Благодаря этому появляется составляющая критического тока $I_c(T) = I_{c0}(1 - T/T_{KT})^{3/2}$ [50], которая обращается в нуль при $T = T_{KT}$, а ВАХ ВТСП-образцов можно представить в виде $V \propto I[I - I_c]^{a(T)}$ [51].

В работе [52] нелинейность теплопроизводства учитывалась следующим образом. Мощность теплопроизводства записывалась в виде

$$\frac{\partial Q(T)}{\partial t} = \rho(J, T)J^2,$$

причем нелинейное сопротивление сверхпроводника в диссипативном состоянии принималось равным

$$\rho(J, T) = \rho_n \left[1 - \frac{J_c(T)}{J} \right]^{a(T)},$$

и

$$J_c(T) = J_{c0} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right).$$

Но в этой модели не был учтен тот факт, что при T_{KT} ток $I_c \rightarrow 0$, а ВАХ остается нелинейной [53] вплоть до $T = T_c > T_{KT}$. При этом необходимо еще учесть наличие тока распаривания J_c^{GL} , который стремится к нулю при $T = T_c$. И лишь когда $I = J_c^{GL}$, ВТСП переходит в нормальное состояние, и ВАХ становится линейной. Эти особенности были учтены в работах [54, 55]. В работе [54] решалось одномерное уравнение типа (3), в котором при помощи выражения для эффективного нелинейного электрического сопротивления сверхпроводника $\rho(J, T)$ аппроксимировались основные особенности поведения слоистых ВТСП. В работе [55] в резистивном состоянии сопротивление принималось равным

$$\rho(J, T) = \rho_n \frac{J - J_c(T)}{[J_c^{GL}(T) - J_c(T)]^{a(J, T)}},$$

где

$$a(J, T) = \left(\frac{T_c - T}{T} \right) \left\{ 1 - \left[\frac{J}{J_c^{GL}(T)} \right] b \right\},$$

b — численный параметр,

$$J_c^{GL}(T) = J_c^{GL}(0) \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{3/2}$$

и $J_c^{GL}(0)$ — плотность тока распаривания при $T = 0$ К.

Полученная в работе [55] диаграмма неоднородных состояний ВТСП-пленки отличается от неоднородных состояний широкой НТСП-пленки [28] тем, что в слоистом сверхпроводнике состояние с $T = T_1$ может быть как сверхпроводящим, так и резистивным. В широкой НТСП-пленке оно может быть только сверхпроводящим.

В работе [56] для объяснения низкотемпературных нелинейностей ВАХ пленок $YBa_2Cu_3O_x$ была предложена модель, в которой сверхпроводники переходили в ДДС состояние в результате расширения термически

активированных вихревых колец. Согласно этой модели, при протекании тока I в пленках толщиной $d \gg \xi$ зарождаются вихревые кольца в плоскости, перпендикулярной направлению тока. Энергия вихревого кольца состоит из двух частей: собственной энергии вихря

$$W(r_L) = 2\pi r_L \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L} \right)^2 \ln \kappa - \frac{\Phi_0}{c} J\pi r_L^2$$

и энергии взаимодействия между вихрем и током, которая играет роль, эквивалентную силе Лоренца. Радиус зарождения колец изменяется от малого значения $r_L = \xi$ до большого

$$r_L = r_m \approx \frac{c\Phi_0}{8\pi^2\lambda_L^2 J},$$

соответствующего $W(r_L) = 0$. Значение r_m является пороговым радиусом, при достижении которого вихревые кольца свободно расширяются. В итоге индуцируется электрическое напряжение, возникают электрическое сопротивление и диссипация энергии. Результат, который был получен в этой модели, оказался аналогичным предсказываемому в модели, рассматривающей зарождение вихревого диполя вихрь–антивихрь в 2D сверхпроводниках.

Как и в пленочных НТСП, в ВТСП-пленках наблюдается [57–59] генерация электромагнитных колебаний вследствие движения вихрей под влиянием транспортного тока с появлением на ВАХ ступенек напряжения [60].

3. ДДС состояния объемных керамических ВТСП-образцов на примере $YBa_2Cu_3O_x$ и $Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$

Керамические ВТСП-образцы состоят из сверхпроводящих гранул, электрические контакты между ними представляют собой типичную слабую связь со свойствами джозефсоновского перехода [61]. Имеется два подхода [62] к объяснению диссипации энергии: в первом ВТСП-образцы рассматриваются как сверхпроводящее стекло [63], тогда как во втором учитывается существование в них А- и Д-вихрей. В модели сверхпроводящего стекла каждой грануле присуща своя фаза φ параметра порядка. При малых токах I электрическое напряжение между i и j гранулами $V_{ij} = (\hbar/2e) d\varphi/dt$ появляется из-за термического активирования "проскальзывания" фазы между ними. Когда значение усредненного по всем связям тока $\langle I_i \rangle$ меньше, чем усредненный критический ток связей $\langle I_{ij} \rangle$, ВАХ становится нелинейной из-за влияния тепловых флуктуаций на процесс проскальзывания фазы [64]. При $\langle I_i \rangle > \langle I_{ij} \rangle$ ВАХ линейна со значением $dV/dI \cong R_g$, где R_g — электрическое сопротивление между гранулами, когда они находятся в нормальном состоянии [65]. В 1D и 2D джозефсоновских переходах влияние собственного поля тока H_i на I_{ij} оказывается несущественным, когда их размеры меньше некоторого характерного значения [66], в то время как в объемных ВТСП-образцах предполагается [67], что низкие значения $J_c \approx 10^2$ А см⁻² являются следствием влияния H_i на I_c .

Во втором подходе рассматриваются модели, в которых учитывается динамика движения вихрей:

гигантский крип потока [68], коллективный крип потока [69], вихревое стекло [70] и т.д. Фактически эти два подхода дополняют друг друга [61]. Так, в работе [71] кроме вклада в диссипацию от резистивности течения потока

$$R_F = \frac{H\Phi_0}{\eta c^2} \frac{l_0}{s_0},$$

учитывался вклад от микроструктуры в виде усредненного по всему образцу электрического сопротивления R_j , присущего системе перколяционных связей, т.е. сопротивлений слабых связей. Здесь l_0 — длина образца, s_0 — его поперечное сечение. Общее сопротивление равнялось $R = R_F + R_j$. Следовательно, в общем значении критического тока дают вклады токи I_c^F и I_c^j , где I_c^F — критический ток, при котором в образец проникают вихри, а I_c^j есть критическое значение тока I_{ij} . Известно (см., например, [72] и ссылки в этой работе), что в области температур от 77 К до T_c величина I_c определяется силой пиннинга, т.е. $I_c = I_c^F$ и $I_c^F < I_c^j$, тогда как при низких температурах сила пиннинга вихрей возрастает до такой степени, что значение критического тока ограничено максимальным критическим током слабых связей, т.е. $I_c = I_c^j$ и $I_c^F > I_c^j$. С практической точки зрения нас интересует область температур $77 \text{ К} < T < T_c$, и в дальнейшем перколяционный вклад в I_c не будет рассматриваться.

3.1. Проникновение магнитного поля транспортного тока в цилиндрический сверхпроводник II рода

Одно из свойств керамических ВТСП, которое отличает их от НТСП, — это большое (до 75 %) уширение температуры ΔT_c в области резистивного перехода $R(T, H)$, которое происходит из-за особенностей вихревого состояния [73]. Температурный интервал ΔT_c перехода $R(T)$ также уширяется при увеличении транспортного тока I как при $H \neq 0$ [74, 75], так и при $H = 0$ [64, 76–86]. В последнем случае для объяснения вида кривой $R(T, I)$ было предложено несколько моделей.

Так, в работе [87] предполагалось, что критические токи в слабых связях имеют определенное статистическое распределение; в [88] учитывалось статистическое распределение центров пиннинга; в [89–91] ВТСП-образцы рассматривались как состоящие из набора 2D сверхпроводящих слабых связей со свойствами планарных сверхпроводников; в [76] предполагалось существование вихревых пар в межгранульных связях в отсутствие внешнего поля; в [79, 92] рассматривалась модель, в которой учитывался перколяционный характер проводимости; и, наконец, в работе [93] была предложена модель "гетерофазная структура – эффективная среда". К недостаткам этих моделей следует отнести то, что в них имеется лишь частичное объяснение наблюдаемого явления.

В дополнение к расширению температурной области резистивного $R(T, I)$ перехода в ДДС состояние под влиянием тока в работах [85, 86] было обнаружено два значения критического тока I_{c1} и I_{c2} . Эти свойства, характерны для идеальных сверхпроводников II рода [94–97].

Традиционно считается [34, 94–97], что переход из СП в ДДС состояние при $I_{c1} < I_c$ возникает в результате движения магнитного потока в образце. Диссипация

энергии происходит: а) в результате проникновения в образец вихрей, созданных под влиянием внешнего поля H и собственного H_i магнитного поля транспортного тока I , и б) при выходе из образца неустойчивых конфигураций магнитного потока¹.

В цилиндрических идеальных сверхпроводниках II рода, когда $H_i \geq H_{c1}$, на поверхности зарождаются, стягиваются и аннигилируют в центре образцов кольца из А-вихрей, что приводит к появлению электрического сопротивления и ДДС состояния. Критический ток появления сопротивления или токовой неустойчивости равен [94–97]

$$I_{c1} = 0,5crH_{c1}, \quad (11)$$

где r — радиус цилиндра, а H_{c1} — нижнее критическое магнитное поле, т.е. поле вхождения в образец первого вихревого кольца.

Теоретические исследования проблемы проникновения собственного магнитного поля транспортного тока в цилиндрические сверхпроводники II рода были проведены в работах [101–103]. Так, с использованием результатов теории Лондонов в неограниченном образце рассчитывалась структура магнитного поля, магнитный поток и свободная энергия цельного тороидального А-вихря [101, 102]. Работа [101] послужила отправной точкой для решения задачи о проникновении вихревого кольца через краевой барьер. В нескольких различных подходах она была решена в работах [103–106]. В работах [104–106] при определении условий проникновения кольцевого А-вихря использовался метод, развитый ранее [1] применительно к сверхпроводникам I рода.

Распределение магнитного поля в тороидальном А-вихре, который содержит только одну азимутальную компоненту поля $h = (0, h(\rho, z), 0)$ в цилиндрической системе координат (ρ, θ, z) , определялось [104–106] из решения уравнения Лондонов для кольца, которое расположено в плоскости $z = 0$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 h}{\partial \rho^2} + \rho^{-1} \frac{\partial h}{\partial \rho} - (\rho^{-2} + \lambda_L^{-2}) h + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} = \\ = - \left(\frac{\Phi_0}{\lambda_L^2} \right) \delta(\rho - r_0) \delta(z). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $r_0 < r$ — радиус кольца.

Далее учитывалось [106], что точно так же, как ток идеального соленоида не создает магнитного поля в окружающем пространстве, замкнутый А-вихрь не образует магнитного поля вне образца, включая его поверхность. Этим задавалось граничное условие вида $h(\rho = r, z) = 0$, которое позволило применить конечное преобразование Ханкеля, представляющего решение (12) в виде рядов Фурье – Бесселя:

$$\begin{aligned} h = \frac{\Phi_0 r_0}{\lambda_L^2 r} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(\gamma_k \rho / r) J_1(\gamma_k r_0 / r)}{J_2^2(\gamma_k) [(\gamma_k^2 + (r/\lambda_L)^2)^{0,5}]} \times \\ \times \exp \left\{ -|z| \left[\lambda_L^{-2} + \left(\frac{\gamma_k}{r} \right)^2 \right]^{0,5} \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

¹ В работах [98–100] было рассмотрено явление неустойчивости вихревых конфигураций без учета влияния поверхности на процесс выхода вихрей.

где $J_{1,2}$ — функции Бесселя порядков 1 и 2, а γ_k — нули функции Бесселя J_1 .

Из выражения для свободной энергии вихря

$$F = \frac{1}{8\pi} \int [\mathbf{h}^2 + \lambda_L^2 (\text{rot } \mathbf{h})^2] dV'$$

(где V' — объем) была определена свободная энергия вихревого кольца в цилиндре (за исключением области размером $\sim \xi$ вокруг оси вихря):

$$F(r_0) = \frac{\Phi_0^2 r_0^2}{4\lambda_L^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(\gamma_k r_0/r) J_1[(r_0 - \xi)/r]}{J_2^2(\gamma_k) [\gamma_k^2 + (r/\lambda_L)^2]^{0.5}}. \quad (14)$$

Изменение свободной энергии $F(r_0)$ вихревого кольца (в единицах Φ_0^2/λ_L) показано на рис. 7 [106].

Интегрирование (12) вдоль полуплоскости по z от $-\infty$ до $+\infty$, а по r от 0 до ∞ , дает [106] выражение для величины магнитного потока, который содержится в вихревом кольце:

$$\Phi(r_0) = \Phi_0 \left(\frac{2r_0 r}{\lambda_L} \right) \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_1(\gamma_k r_0/r) [1 - J_0(\gamma_k)]}{J_2^2(\gamma_k) \gamma_k [\gamma_k^2 + (r/\lambda_L)^2]}. \quad (15)$$

Из соотношения (15) следует, что $\Phi(r_0)$ равняется нулю на границе цилиндра (рис. 8), где круговой А-

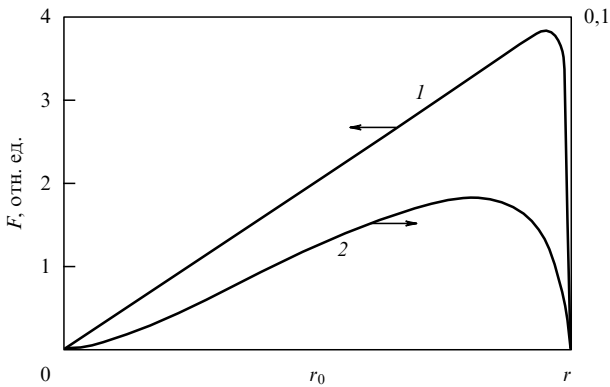


Рис. 7. Зависимость свободной энергии вихревого кольца (в единицах Φ_0^2/λ_L), которое находится внутри сверхпроводящего цилиндра с радиусом r , от радиуса кольца r_0 . Кривая 1 — $r = 20\lambda_L$, 2 — $r = 0,5\lambda_L$.

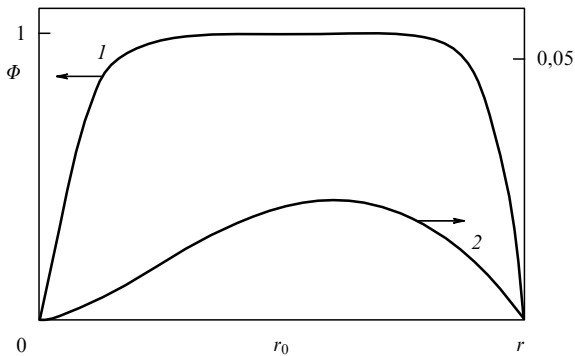


Рис. 8. Магнитный поток (в единицах Φ_0), который течет через вихревое кольцо, находящееся в длинном цилиндре радиусом $r = 20\lambda_L$ (кривая 1) и $r = 0,5\lambda_L$ (кривая 2).

вихрь сливается со своим мнимым изображением (в пределе $r_0 \rightarrow r$ это понятие приобретает смысл), и при $r_0 = 0$, когда вихрь сжимается в точку на оси цилиндра.

С целью изучения влияния на величину J_c барьера в работах [104–106] определялось изменение свободной энергии Гиббса ΔG_c в результате проникновения вихревого кольца в СП цилиндр II рода с идеальной поверхностью, по которому течет транспортный ток I . Аналогично выводу в [1], выражение для ΔG_c записывалось в виде

$$\Delta G_c = F - \Delta W_I,$$

где $\Delta W_I = (1/c) I \Delta \Phi(r_0)$ — работа, совершаемая источником постоянного тока при вхождении кольца. Здесь $\Delta \Phi(r_0)$ — магнитный поток, который покидает контур источника тока, когда вихрь перемещается от границы цилиндра $r_0 = r$ к положению с радиусом r_0 . На рисунке 9 показано изменение гиббсовской свободной энергии $G_c(r_0)$ длинного СП цилиндра, у которого $r_0 = 20\lambda_L$, в зависимости от различных значений тока I . $G_c = F$ при $I = 0$, и барьер имеет ширину $\sim r$. С выполнением условия $I \geq I_c(r)$ барьер исчезает, и вихревые кольца спонтанно проникают в образец. Автор работы [106] определил значение $I_c(r)$, используя критерий $\partial G_c / \partial r_0|_{r_0=r} = 0$. Полученная плотность критического тока

$$J_c = \frac{2\epsilon_L c}{\Phi_0 \xi} = J_c^{GL}$$

оказалась не зависящей от r ($\epsilon_L = (\Phi_0/4\pi\lambda_L)^2$ — электромагнитная энергия вихря на единицу длины). При этом собственное поле тока на поверхности образца достигает значения $H_i = H_s = H_c r/\lambda_L$ при $r < \lambda_L$, и $H_i = H_s = H_c$, когда $r \gg \lambda_L$, т.е. переход в ДДС состояние происходит, как и в сверхпроводнике I рода с током, в полном соответствии с правилом Сильсби в отличие от полученного ранее [94–97] значения $H_s = H_c/\alpha$.

После выключения тока кольца сжимаются и аннигилируют, за исключением тех колец, которые, находясь в приповерхностном слое толщиной порядка λ_L (см. рис. 7), покидают образец. За время выхода вихревых колец из СП образца восстанавливаются его диамагнитные свойства, которые были нарушены,

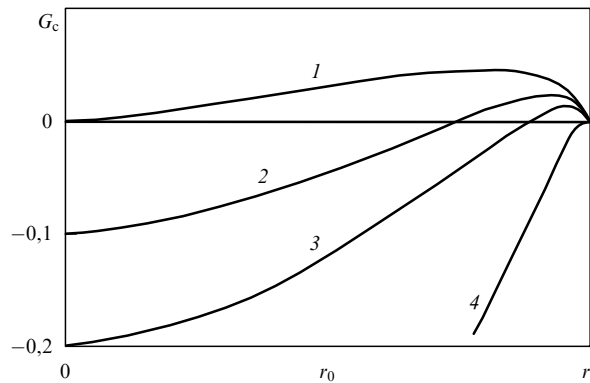


Рис. 9. Свободная энергия Гиббса цилиндра, содержащего вихревое кольцо, в зависимости от величины тока I . $I = 0$ (кривая 1), $I = 0,1I_c$ (2), $I = 0,2I_c$ (3) и $I = I_c$ (4).

когда сверхпроводник находился в ДДС состоянии. Чтобы зафиксировать этот процесс, авторы работ [107, 108] изучали изменение во времени t сигнала реальной части χ' комплексной динамической магнитной восприимчивости $\chi_{ac} = \chi' + i\chi''$ после выключения транспортного тока в ВТСП-образцах. Идея метода состояла в том, что при протекании тока через образец величина сигнала χ' изменялась при выполнении условия [107–110]

$$|\chi'(T, I \neq 0)| < |\chi'(T, I = 0)|.$$

После выключения тока I рабочая точка, фиксирующая сигнал χ' на графопостроителе, перемещалась в течение некоторого времени с кривой $\chi'(T, I \neq 0)$ на кривую $\chi'(T, I = 0)$. Фиксируя время этого перехода при некоторой постоянной температуре $T = T_0$, авторы определяли зависимость $\chi'(t)$. Начиная с $T = T_c$, после выключения тока I величина сигнала χ' оставалась неизменной в течение некоторого времени t_s , которое принималось за время выхода из образца вихревых колец, находящихся в первом ряду от поверхности. Эффект наблюдался лишь в области температур, при которых реализуется режим не изолированных, а слабо связанных гранул [107, 108], когда в образце имеются Д-вихри. Зависимость $R(I)$ на рис. 10, полученная из кривых $R(T, I)$ при 96 К [107], характеризует изменение ДДС состояния при варьировании тока I в образце $\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с $J_c(T = 77 \text{ К}, H = 0) \approx 10 \text{ А см}^{-2}$.

Поскольку эффект наблюдался в области температур существования Д-вихрей, то предполагалось [109, 110], что образец покидают кольца, образованные из Д-вихрей. Для наглядности поверхность ВТСП-образцов рассматривалась как 2D среда, состоящая из соединенных между собой мостиков переменной толщины, в которой массивными электродами (берегами) являются СП гранулы, а проводящими ток соединениями между ними (т.е. мостиками) — слабые связи. При определенных условиях под влиянием транспортного тока в слабых связях появляются Д-вихри [111]. Располагаясь вдоль круговых линий индукции поля H_i и замыкаясь, Д-вихри образуют кольца вблизи поверхности ВТСП-образцов.

Согласно формуле (11), $J_c \sim 1/r$, что при $H = 0$ подтверждается многочисленными экспериментами (см., например, [112, 113] и рис. 11). Зависимость $J(S)$ претерпевает изменения при $H \neq 0$. На рисунке 11 видно,

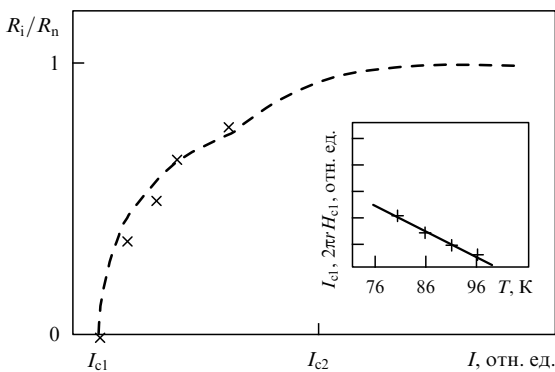


Рис. 10. Зависимость R_i/R_n от величины I при $T = 96 \text{ К}$. На вставке: зависимость I_{c1} или $2\pi r H_{c1}$ от температуры.

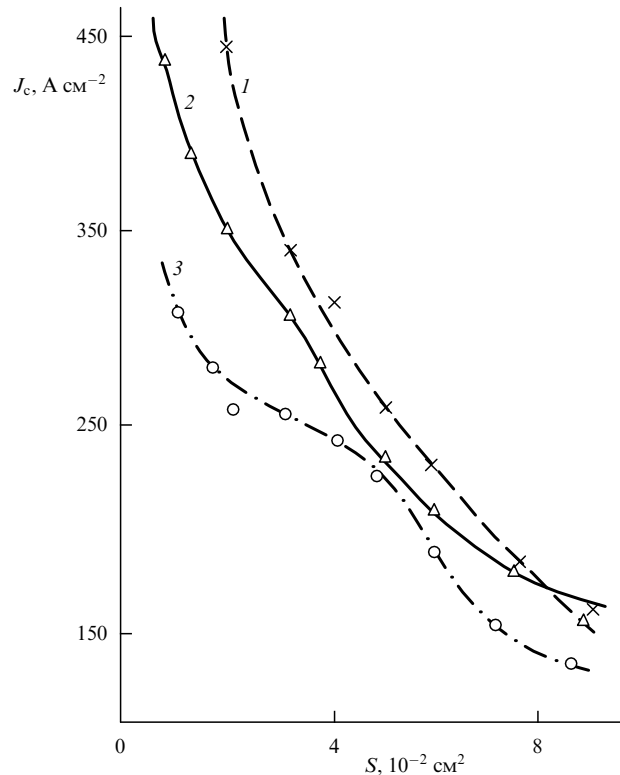


Рис. 11. Зависимости $J_c(H)$, полученные в различных по величине внешних продольных полях: $H = 0$ (1), $H = 150 \text{ Э}$ (2), $H = 300 \text{ Э}$ (3) при $T = 77 \text{ К}$.

что поле слабо воздействует на плотность критического тока тонких иттриевых образцов и заметно влияет на ток образцов с большим поперечным сечением S . Такая особенность объясняется, если учесть влияние размера образцов (геометрического барьера), что не было сделано при выводе формулы (11) в случае идеального сверхпроводника II рода [34]. Если имеется барьер, то [112, 113]:

$$j_c = j_0 \text{ при } H_i < H_s, \tag{16a}$$

$$j_c = 0 \text{ при } H_i > H_s, \tag{16б}$$

где j_c — локальная плотность критического тока, а j_0 — локальная плотность тока распаривания. Переходя от локальных значений критических величин поля и тока к объемным с усреднением по площади поперечного сечения S радиуса r , как и в работе [67], получаем

$$J_c = J_c^{GL} \text{ при } r < \frac{cH_s}{2\pi j_0}, \tag{17a}$$

$$J_c = \frac{cH_s}{2\pi r} \text{ при } r > \frac{cH_s}{2\pi j_0}. \tag{17б}$$

Из формулы (17a) и из [104–106] следует, что при $r < 2\lambda_L$ в идеальном СП образце II рода с барьером ДДС состояние не успевает наступить, так как механизм развала куперовских пар сработает раньше, чем начнется течение потока. Скажется и геометрический фактор, поскольку вихревые кольца не могут существовать в таком сверхпроводнике. В случае образцов с $r \gg \lambda_L$ уравнения (17б) и (11) становятся идентичными при $H_s = H_{c1}$.

Выводы, которые следуют из (17а) и (17б), совпадают с утверждением [106], что ширина барьера в массивных образцах под влиянием тока уменьшается до значения $\sim \lambda_L$ при $J_{c1} = \varepsilon_{LC} / \Phi_0 \lambda_L \ll J_c^{GL}$. Здесь J_{c1} — плотность тока дефектного механизма вхождения вихрей на неоднородностях $\sim \lambda_L$, который создает поле, равное H_{c1} , на поверхности образца. Следовательно, высокие значения J_c могут быть достигнуты или на образцах с размерами около 10^{-7} м, согласно (17а), или с большим поперечным сечением за счет пиннинга вихревых колец, что происходит тогда, когда радиальная сила F_r их линейного натяжения будет меньше силы пиннинга F_p , где [97]

$$F_r = \frac{\Phi_0 H_{c1}}{4\pi r}. \quad (18)$$

В этом случае образцы находятся в критическом состоянии, а модель, предложенная выше [112, 113], будет моделью критического состояния. Она подобна моделям [114, 115], в которых анализировались образцы с барьером и нулевым объемным пиннингом (т.е. весь пиннинг был сосредоточен вблизи поверхности), но не учитывалось влияние транспортного тока на барьер.

Результаты, которые получаются из моделей [112, 113] и [67] совпадают, хотя механизмы перехода из СП в диссипативное состояние в них различны. В работе [67] предполагается, что это происходит из-за непосредственного влияния на величину J_c поля H_i , тогда как в [112, 113] ток перехода определяется условиями, при которых в образец проникают вихревые кольца. Например, при 77 К влияние силы пиннинга на динамику вихрей уже необходимо учитывать [116]. Для "жестких" НТСП II рода процесс образования вихревых колец и зависимость $J_c(r)$ рассматривались в работах [117, 118].

3.2. ДДС состояния цилиндрических сверхпроводников II рода в магнитном поле, параллельном транспортному току

Магнитное поле в керамические ВТСП-образцы проникает поэтапно [61]: 1) когда $H < H_{c1j}$, поле не проникает. Здесь H_{c1j} — нижнее критическое поле межгранульных связей; 2) при $H_{c1j} < H < H_{c2j}$ поле начинает проникать в межгранульные связи в виде Д-вихрей (H_{c2j} — верхнее критическое поле межгранульных связей); 3) поле $H_{c2j} < H < H_{c1g}$ отвечает полному проникновению в межгранульные связи, H_{c1g} — нижнее критическое поле гранул; 4) $H \geq H_{c1g}$ — поле постепенного проникновения магнитного потока в гранулы в виде А-вихрей. Следовательно, определенные в разделе 3.1 для ВТСП-образцов величины I_{c1} и J_{c1} — это I_{c1j} и J_{c1j} , соответственно.

Когда в сверхпроводнике реализуется бессиловая конфигурация ток – поле, то внешнее поле H , параллельное I , не влияет на условия вхождения вихревого кольца, созданного полем H_i . Также и транспортный ток I не понижает критическое поле проникновения линейного вихря, параллельного оси цилиндра [119]. Но с изменением H и I могут существовать вихревые конфигурации, более близкие к виду линий индукции магнитного поля — геликоидальные вихри [119–122], ранее обсуждавшиеся лишь качественно [98–100]. Для выяснения распределения поля геликоидального вихря в СП цилиндре с током совместно решались [119–122] уравнения Максвелла и Лондонов со специальной правой частью. Магнитный поток, протекающий через геликоидальный вихрь в направлении оси z вдоль оси цилиндра при любой длине

витка геликоида L , равняется

$$\Phi_z(r_0) = \Phi_0 \left[1 - \frac{I_0(r_0/\lambda_L)}{I_0(r/\lambda_L)} \right],$$

в то время как эта величина для кольцевого вихря была тождественно равна нулю. В случае массивного образца поток, пронизывающий вихрь в азимутальном направлении,

$$\Phi_{\perp} = \Phi_0 \left[1 - \frac{r_0}{\lambda_L} K_1 \left(\frac{r_0}{\lambda_L} \right) \right],$$

совпадает с этой же величиной для вихревого кольца в массивном образце [103]. Здесь $I_k(x)$ и $K_k(x)$ — модифицированные функции Бесселя [15].

При изучении проблемы энергетического барьера, препятствующего проникновению и выходу геликоидальных вихрей из цилиндрических СП образцов, в [119–122] определялась величина свободной энергии Гиббса G_h аналогично тому, как это делалось при вычислении G_c для цилиндра с вихревым кольцом. Учитывая работу, совершаемую источниками постоянного поля ΔW_H и тока ΔW_I , выражение для G_h можно представить в виде [122]

$$\begin{aligned} G_h = & \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L} \right)^2 \sqrt{(1+s^2)} \ln \left[2 \frac{(r-r_0)}{\xi} \right] - \\ & - \left(\frac{H\Phi_0}{4\pi} \right) \left[1 - \frac{I_0(r_0/\lambda_L)}{I_0(r/\lambda_L)} \right] \pm \\ & \pm \left(\frac{I\Phi_0}{2\pi cL} \right) \left[1 - \frac{r_0 I_1(r_0/\lambda_L)}{r I_1(r/\lambda_L)} \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где $s = r/L$ обозначает тангенс угла наклона оси геликоида к оси z . Верхний знак относится к левоспиральным, а нижний — к правоспиральным вихрям. Автор работ [119–122] определял критические параметры, используя критерий $\partial G_h / \partial r_0|_{r_0 \rightarrow r} = 0$, что давало значение критического поля проникновения геликоидального вихря на поверхности образца вида

$$h_{cr}(J, s) = H_c \frac{I_0(r/\lambda_L)}{I_1(r/\lambda_L)} \left[\sqrt{(1+s^2)} - \frac{sJ}{J_L} \right], \quad (20)$$

где $H_c = \Phi_0 / 2 \sqrt{2} \pi \lambda_L \xi$, а $J_L = cH_c / 4\pi\lambda_L$ — лондоновское значение критического тока [95]. Оптимальный шаг спирали $L = r[(J_L/J)^2 - 1]^{1/2}$ определялся путем минимизации h_{cr} по s . После подстановки L в (20) было получено соотношение между значениями на поверхности критической плотности тока J_{cr} и критического поля H_{cr} проникновения оптимального геликоида вида [121]

$$\left[\frac{I_1(r/\lambda_L)}{I_0(r/\lambda_L)} \right]^2 \left(\frac{H_{cr}}{H_c} \right)^2 + \left(\frac{J_{cr}}{J_c} \right)^2 = 1. \quad (21)$$

На рисунке 12а дана, измеренная на образце $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, зависимость I_c от H , типичная для керамических гранулированных ВТСП [112]. Такое поведение характерно для области температур, близких к 77 К. Но, начиная с 95,1 К и выше (рис. 12б), вид зависимости $I_c(H)$ изменялся и становился подобным предсказанному в (21), что свидетельствует о проникновении геликоидальных вихрей. Согласно рис. 12б,

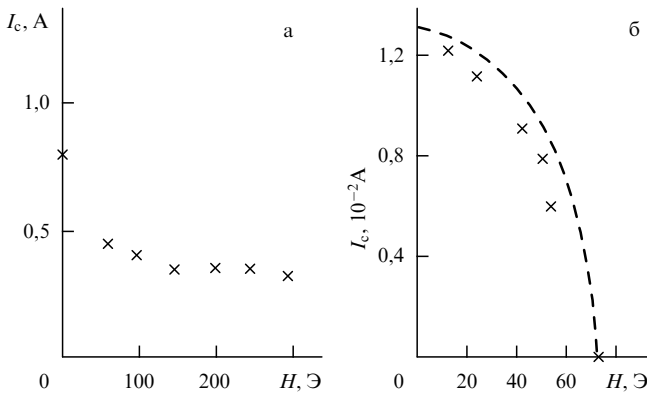


Рис. 12. Зависимость $I_c(H)$ в керамическом ВТСП-образце $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, находящемся в магнитном поле, параллельном образцу и току: $T = 80,1$ К (а), $T = 95,1$ К (б). Штриховая линия — расчетная кривая (22).

соотношение между I_c и H можно представить в виде [112]

$$\frac{I_c^2}{0,013^2} + \frac{H^2}{74^2} = 1, \quad (22)$$

если рассматривать кривую как часть эллипса с центром в начале координат (на рисунке показана штриховой линией). Изменение вида $I_c(H)$ вызвано тем, что при $T > 95$ К эффективный поперечный размер джозефсоновского вихря порядка λ_j превышает эффективный поперечный размер дефектов, и силы пиннинга становятся настолько слабыми, что образец ведет себя подобно идеальному сверхпроводнику II рода.

Соотношение (21) можно получить [112] и из экспериментальной зависимости $\varepsilon(H)$ [38] (см. раздел 2.4), если учесть [103], что $I_{cr} = crH_s/2 \propto \varepsilon$.

Чтобы узнать, какие вихри и при каких условиях существуют в образце, авторы работы [123] определяли диаграмму состояний геликоидов, круговых и продольных линейных вихрей. Согласно формуле (11), для этого необходимо знать изменение критической температуры межгранульных связей T_c^j в зависимости от значений продольного \mathbf{H} и кругового поперечного \mathbf{H}_{cc} магнитных полей и их суперпозиции. Исследования проводились на керамических пустотелых образцах $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Круговое поле создавалось током I_{cc} , который протекал по медному проводу диаметром ~ 1 мм, находящемуся внутри продольного отверстия в ВТСП-образцах.

Температура T_c^j соответствовала температуре изменения на 50 % сигнала $\chi'(T)$ в области СП перехода слабых связей [112]. При некоторых значениях полей \mathbf{H} и \mathbf{H}_{cc} кривые зависимостей $\chi'(T)$ или сдвигались к низким температурам на величину ΔT_c^j , или нет. Изменение вида кривых означало, что в образец проникают геликоиды. Неизменному виду соответствовало существование в образце суперпозиции круговых и линейных вихрей. На рисунке 13 приведена диаграмма таких состояний [123]. Кривые определяют нижнюю и верхнюю границы области существования геликоидов. Вне этой области в образце находятся круговые поперечные и продольные линейные Д-вихри при значениях \mathbf{H} и \mathbf{H}_{cc} примерно на порядок отличающихся друг от друга. При

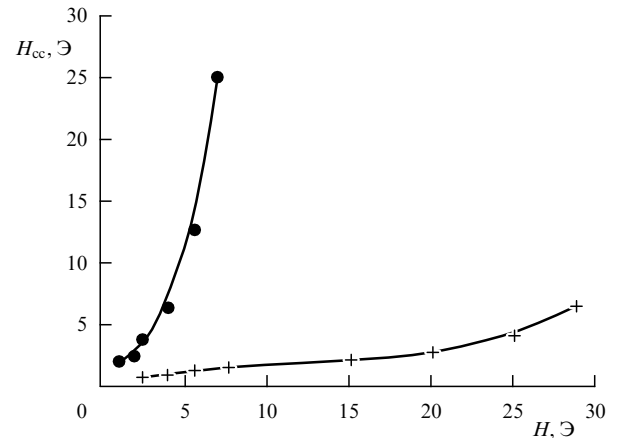


Рис. 13. Диаграмма состояний существования в образце геликоидов, круговых и продольных линейных вихрей.

соизмеримых значениях этих полей в образцы проникают геликоиды.

3.3. Влияние на переход в ДДС состояние круговых поперечных остаточных магнитных полей

В керамических ВТСП-образцах величина I_c определяется не только пиннингом вихрей, но и значением межгранульной магнитной индукции \mathbf{B}_j [124]. В работе [125] утверждается, что в слабых связях после выключения транспортного тока I_t происходит инверсия знака в распределении \mathbf{B}_j . В результате при повторном измерении тока I_c его значение возрастает, и образец переходит в ДДС состояние при большем транспортном токе $I = I_c$, т.е. происходит как бы взаимная компенсация поля \mathbf{H}_t , созданного током I , полем, которое остается в межгранульных связях после выключения тока I_t . Но такое утверждение противоречит теореме Стокса. Что же происходит на самом деле? Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо выяснить различия в поведении круговых магнитных полей в цилиндрических образцах, когда они находятся в нормальном и сверхпроводящем состояниях.

Известно [126], что когда сверхпроводник с током находится в нормальном состоянии, циркуляция кругового магнитного поля \mathbf{H}_t , созданного током, равна

$$\oint_C \mathbf{H}_t d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} I, \quad (23)$$

где $I = \int \mathbf{J} d\mathbf{S}$ — полный ток через поверхность поперечного сечения S , которая стягивается контуром C . После выключения тока I поле $\mathbf{H}_t = 0$. В сверхпроводящем состоянии в ВТСП-образцах в этом случае поле \mathbf{H} ведет себя совсем иначе. Чтобы это проверить, в работе [123] исследовались иттриевые образцы кругового и прямоугольного поперечного сечения [112]. При $T = 300$ К через образцы пропусклся ток I_t . Затем их охлаждали до 77 К, выключали ток I_t и измеряли I_c по 4-зондовой схеме. Магнитное поле Земли не экранировалось. Образцы находились в жидком азоте. Величина I_c определялась в двух случаях: при совпадении направлений I_t и измерительного тока I_c (кривая 1 на рис. 14), и когда направления этих токов были противоположными (кривая 2 на рис. 14) [123]. Полученный результат подтверждает

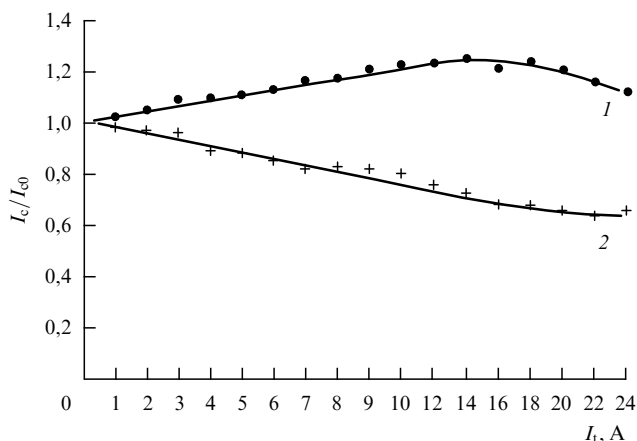


Рис. 14. Типичный вид зависимости приведенных критических токов I_c/I_{c0} от величины тока I_t . 1 — направления токов I_t и I совпадают; 2 — токи I_t и I противоположны.

экспериментальные данные работы [125]. На рисунке 14 через I_{c0} обозначена величина критического тока, измеренного при 77 К и $H = 0$, т.е. после охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC-режим). Из вида кривых на рис. 14 следует, что внутри иттриевого ВТСП-образца имеется остаточное магнитное поле, из-за которого изменяется величина I_c . Это поле может присутствовать в образце только в виде колец из А-вихрей (см. раздел 3.1), запиннигованных в гранулах, куда они проникли еще при $T = T_c$, когда выполнялось условие $H_{c1g} \approx 0$. Но магнитное поле \mathbf{H}_v находится внутри цельного кругового А-вихря, и его нельзя обнаружить вне СП образца (см. [106], (16) и рис. 8), как это было сделано в работе [127]. Чтобы поле присутствовало снаружи образца, вихревые кольца должны быть разорванными. А это может произойти только на каких-либо несверхпроводящих включениях (неоднородностях) [128], к которым вихри притягиваются из-за выигрыша в энергии с силой $f \propto H_c^2 r_D \xi$ [129]. Процесс притяжения вихрей к неоднородностям является определяющим для понимания возникновения сил пиннинга как в НТСП-, так и в ВТСП-образцах [69], что было подтверждено экспериментально с помощью техники декорирования [130]. При слиянии с неоднородностью часть вихревого кольца, которая ее пересекает, исчезает, сливаясь со своим мнимым отображением [129], т.е. вихрь разрывается. Это следует также из анализа работы тонкопленочных НТСП-трансформаторов постоянного тока [131].

Для непосредственного доказательства существования разорванных А-вихрей с помощью стандартного магнитометра были определены величина, вид и распределение остаточных круговых магнитных полей $\mathbf{H}_{\text{REM}}^{\text{out}}$ снаружи иттриевых ВТСП-образцов [132, 133]. Чувствительность системы равнялась 0,01 Э. На рисунке 15 дано распределение $\mathbf{H}_{\text{REM}}^{\text{out}}$ в плоскости поперечного сечения образца диаметром $4,5 \times 10^{-3}$ м и длиной 35×10^{-3} м после выключения тока $I_t = 10$ А, направленного перпендикулярно плоскости рисунка. Величина полей и их распределение практически не изменялись по высоте образца. Составляющая магнитного поля, параллельная продольной образующей цилиндра, и поле на торцах обнаружены не были. На рисунке 16 показано

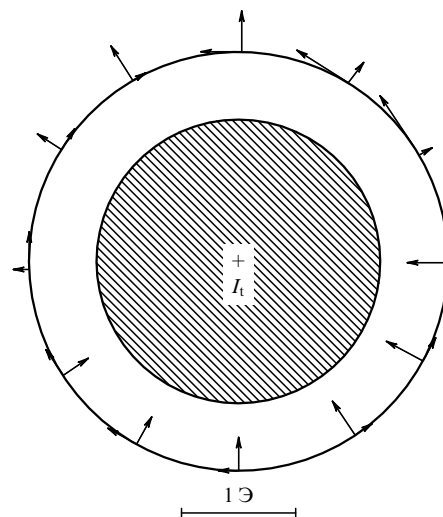


Рис. 15. Распределение параллельной и перпендикулярной составляющих кругового остаточного магнитного поля вне цилиндрического иттриевого образца (заштрихован) после выключения тока I_t .

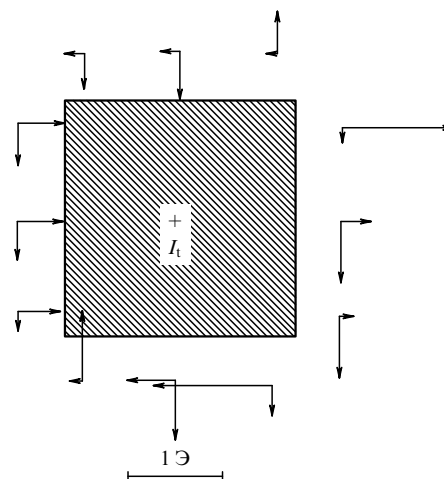


Рис. 16. Распределение параллельной и перпендикулярной составляющих кругового остаточного магнитного поля вне иттриевого образца с квадратным сечением (заштрихован) после выключения тока I_t .

распределение поля $\mathbf{H}_{\text{REM}}^{\text{out}}$ в прямоугольном образце в плоскости поперечного сечения с размерами сторон 5×10^{-3} м и длиной 35×10^{-3} м. Условия измерений и остальные результаты были такими же, как у цилиндрического образца. Обнаруженное распределение поля H аналогично распределению поля магнетика, при котором соотношение (23) выполняется при $I = 0$, что является экспериментальным доказательством отсутствия сингулярности в величине H_v [133]. Это вытекает из следующих рассуждений [133]. В сверхпроводнике II рода, который находится в смешанном состоянии, в окрестности магнитных вихрей $\text{rot } \mathbf{v}_s$ отличен от нуля, но равен нулю циркуляция по контуру, проведенному внутри сверхпроводника и вне его в отсутствие тока (\mathbf{v}_s — скорость сверхпроводящих (сверхтекучих) вращающихся в вихре электронов). В сверхтекучем же гелии, который находится во вращающемся сосуде, в окрестности вихрей и $\text{rot } \mathbf{v}_s$, и циркуляция по контуру, проведен-

ному внутри цилиндра, не равны нулю (здесь v_s — скорость сверхтекучих атомов гелия, вращающихся в вихре). А это возможно только в случае, когда область рассмотрения является "пространственно" многосвязной [134].

Кроме того, обычно считается [126], что поток вектора \mathbf{H} через произвольную замкнутую поверхность S_1 равен нулю, т.е. $\oint \mathbf{H} d\mathbf{S}_1 = 0$. При этом подразумевается (хотя никогда не оговаривается), что область рассмотрения "пространственно" односвязная. Затем на основании теоремы Остроградского делается вывод, что $\text{div } \mathbf{H} = 0$ и магнитное поле не имеет источников и стоков магнитных зарядов. Но в "пространственно" многосвязных областях, даже с точечными сингулярностями, теорема Остроградского не выполняется [135], и $\text{div } \mathbf{H} \neq 0$. Следовательно, в "пространственно" многосвязных областях в магнитном отношении возможно существование магнитных монополей.

Возвращаясь к неоднородным сверхпроводникам, можно утверждать, что притягиваясь к порам и несверхпроводящим включениям с размерами $r_D > \lambda_L$ [136] и пересекая их, вихревые А-кольца разрываются. Магнитные поля H_v вихрей, которые пересекают несверхпроводящие включения, рассеиваются через области разрывов колец. Соответствующие им линии индукции, не разрываясь, деформируются сложным образом. Магнитные поля рассеяния, которые находятся в межгранульном пространстве слабых связей вне запиннингованных кусков вихрей, проникают в гранулы на глубину λ_L и частично выходят из образца. На рисунке 17 показано распределение магнитного поля внутри неоднородности (поры) с $r_D > \lambda_L$ в области разрыва вихревого кольца, которое должно реализоваться, если рассматривать распределение вихрей в грануле как в мезоскопическом дископодобном образце [137, 138]. Существование вихрей, у которых величина магнитного потока Φ удовлетворяет условию $\Phi < \Phi_0$, в мезоскопических цилиндрических образцах было давно предсказано в [139–141]. В гранулах с размерами $10^{-5} - 10^{-6}$ м, как и в мезоскопических образцах [137, 138], могут существовать вихри, у которых магнитный поток $\Phi < \Phi_0$. Если расстояние между гранулами больше, чем λ_L , линии магнитной индукции полей рассеяния могут замыкаться даже

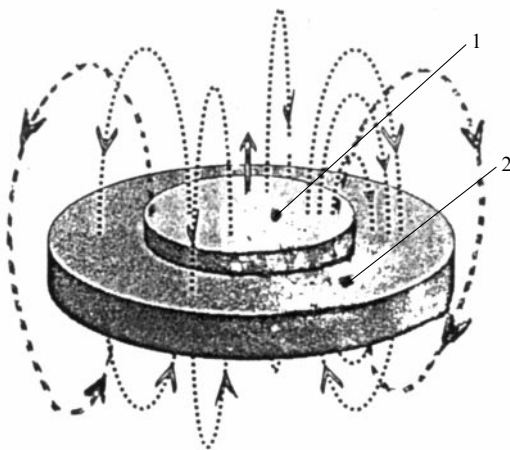


Рис. 17. Схематическое представление рассеяния магнитного поля H_v вихря (1) в грануле (2) как в мезоскопическом образце.

вокруг гранул. Малые величины $\mathbf{H}_{\text{REM}}^{\text{out}}$ указывают на то, что рассеивается незначительная часть магнитного поля \mathbf{H}_v , в то время как основная его часть $\mathbf{H}_{\text{REM}}^{\text{in}}$ остается внутри образца, совпадая по направлению с \mathbf{H}_i . Не изменяет своего направления и знак \mathbf{V}_i после выключения транспортного тока.

Полученный результат напоминает поведение охлажденной в магнитном поле сверхпроводящей сферы с идеальной проводимостью, которая становится магнитным диполем после выключения магнитного поля, хотя механизмы этих эффектов различны.

Таким образом, зависимости $I_c(I_t)$, приведенные на рис. 14, можно объяснить [123] как результат взаимодействия между захваченными в образце разорванными кольцами, образованными из А-вихрей, (А-кольца) и проникающими в него кольцами, созданными Д-вихрями, (Д-кольца). О взаимодействии между запиннингованными в гранулах цельными А-вихрями и проникающими в образец Д-вихрями при значении внешнего поля $H \neq 0$ см. работу [142].

Присутствие поля $\mathbf{H}_{\text{REM}}^{\text{in}}$ оказывает влияние на проникновение Д-колец следующим образом. Запиннингованные разорванные А-кольца отталкивают входящие Д-кольца того же знака. Последние, чтобы проникнуть, должны преодолеть силу отталкивания А-вихрей, для чего и необходим дополнительный к I_{c0} ток (кривая 1 на рис. 14). Вхождение Д-колец противоположного знака по отношению к запиннингованным разорванным А-кольцам облегчается их взаимным притяжением, т.е. критический ток в этом случае будет меньше, чем I_{c0} (кривая 2 на рис. 14). Сила, действующая на проникающие Д-кольца, равна [123] (см. раздел 3.1)

$$F = F_r \pm \Delta F = F_r \pm \Phi_0 \frac{\Delta H}{4\pi r}, \quad (24)$$

где ΔH — различие между магнитными полями, генерируемыми на поверхности образца токами $I_c(I_t)$ и I_{c0} . Знак "плюс" берется, когда кольца одного знака, "минус" — в противоположном случае. На рисунке 18 показана дополнительная сила $|\Delta F|$, действующая на входящее в иттриевый ВТСП-образец Д-кольцо, в зависимости от величины I_t , т.е. фактически от значения остаточного поля $H_{\text{REM}}^{\text{in}}$. Изменение характера зависимости $I_c(I_t)$ при $I_t > 10$ А (см. рис. 14), по-видимому, возникает из-за воздействия джоулева тепла.

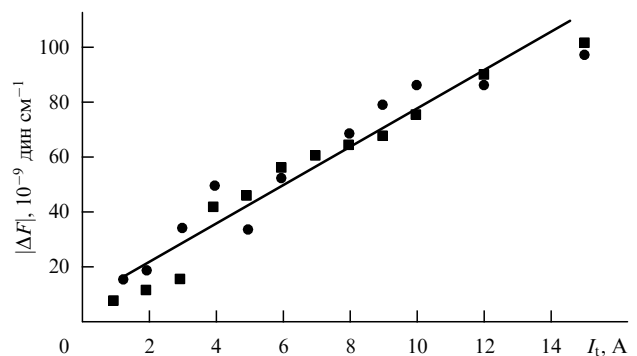


Рис. 18. Изменение дополнительной силы $|\Delta F|$ в зависимости от величины тока I_t . Точки — направления токов I_t и I совпадают; квадраты — токи I_t и I противоположны.

3.4. Влияние на переход в ДДС состояние остаточных продольных магнитных полей

В ВТСП-образцах поля рассеяния должны быть и у линейных запиннигованных разорванных А-вихрей, созданных внешним полем \mathbf{H} , параллельным оси цилиндра и току \mathbf{I} , о чем свидетельствуют гистерезисы критического тока, величина которых зависит от магнитной предыстории образцов (см., например, [143]). Для исследования влияния остаточного магнитного поля \mathbf{H}_{REM} на величину I_c в работах [123, 144] были проведены измерения критического тока при 77 К на иттриевых и висмут-свинцовых ВТСП-образцах в режимах ZFC и FC (охлаждение в поле \mathbf{H}). В первом случае критический ток, измеряемый в возрастающем поле \mathbf{H} , обозначался как $I_{1c}(H)$, а измеряемый в убывающем поле — как $I_{2c}(H)$. Критический ток $I_{3c}(H)$ определялся после включения и выключения поля \mathbf{H} . При проведении измерений в FC-режиме, когда образец охлаждался в поле \mathbf{H} до 77 К без выключения поля, определялся критический ток $I_{4c}(H)$. Критический ток $I_{5c}(H)$ измерялся в остаточном магнитном поле, когда после охлаждения образца до 77 К поле выключалось. Если затем поле включалось опять, то определялся критический ток $I_{6c}(H)$. На рисунке 19 приведены типичные данные, полученные на одном из иттриевых образцов. Гистерезис токов I_{1c} и I_{2c} появлялся в результате захвата магнитного поля в гранулах при $H = 300 \text{ Э} > H_{c1g}$. Условие $I_{3c} = I_{c0}$ означало, что после выключения поля \mathbf{H} оставшееся в образце поле $\mathbf{H}_{\text{REM}}^{\text{in}} < \mathbf{H}_{c1g}$. Существование в образце поля $\mathbf{H}_{\text{REM}}^{\text{in}}$, созданного разорванными вихрями, которое компенсирует поле \mathbf{H} , подтверждается неравенством $I_{1c} < I_{4c}$.

При измерении в режиме FC до $H < 75 \text{ Э}$ равенство $I_{6c} = I_{4c}$ означало, что $H_{\text{TRAP}} = H_{\text{REM}}$, где H_{TRAP} — поле, которое захватывалось образцом, а H_{REM} — поле, которое оставалось в образце после выключения внешнего поля \mathbf{H} . Увеличение поля \mathbf{H} приводило к выполнению условия $I_{6c} < I_{4c}$, а значит, H_{REM} становилось меньше H_{TRAP} из-за влияния на свойства вихрей барьера Бина–Ливингстона гранул.

Таким образом, критические токи (точнее, токи перехода из СП в ДДС состояние) зависят от величины остаточного поля в образце H_{REM}^j , где H_{REM}^j — намагниченность межгранульных связей, в которую вносят вклад поля рассеяния H_v разорванных вихрей. Для определения захваченных H_{TRAP}^j и остаточных H_{REM}^j магнитных

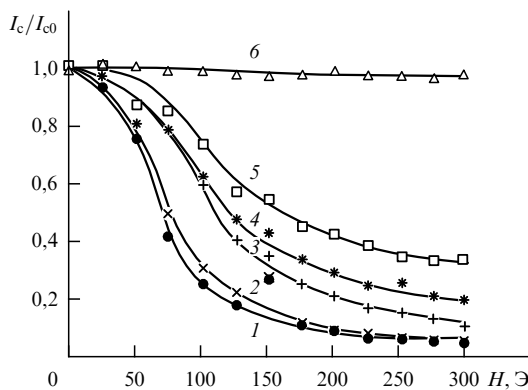


Рис. 19. Зависимости приведенных критических токов I_c/I_{c0} от величины внешнего продольного магнитного поля H : $I_{1c}(H)$ — кривая (1); $I_{2c}(H)$ (2); $I_{6c}(H)$ (3); $I_{4c}(H)$ (4); $I_{5c}(H)$ (5) и $I_{3c}(H)$ (6).

полей в межгранульной области в работах [123, 144] использовалось равенство эффективных магнитных полей и токов, измеренных в различных режимах (см. рис. 19). Величина поля H_{REM}^j определялась тремя различными способами (рис. 20):

1) из равенства токов I_{1c} и I_{5c} , что дает $H_{\text{REM}}^j \cong H_1$, где H_1 — поле, в котором был иттриевый образец при измерении I_{1c} ;

2) из сравнения токов I_{1c} и I_{6c} следует, что $H_{\text{REM}}^j \cong H_6 - H_1$, где H_6 — поле, в котором находился образец при измерении I_{6c} .

Эти значения сравнивались с величиной H_{REM}^j , полученной графическим методом — непосредственно по максимумам, которые наблюдались в зависимостях $I_c(H)$ при максимально возможной компенсации поля \mathbf{H} полем $\mathbf{H}_{\text{REM}}^j$.

Захваченное в межгранульном пространстве поле H_{TRAP}^j нельзя определить экспериментально. Его величина вычислялась [121, 141] с помощью равенства $I_{4c} = I_{1c}$ и $H_{\text{эфф}4} = H_{\text{эфф}1}$. Тогда $H_{\text{TRAP}}^j \cong H_4 + H_1$, где H_4 — значение поля, в котором находился образец при измерении I_{4c} . На рисунке 20 даны зависимости $H_{\text{REM}}^j(H)$ и $H_{\text{TRAP}}^j(H)$, полученные на слабо токовых образцах с $J(T = 77 \text{ К}, H = 0) < 5 \text{ А см}^{-2}$.

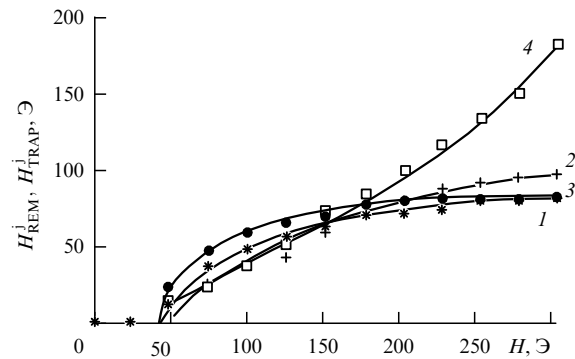


Рис. 20. Зависимости H_{REM}^j (кривые 1–3) и H_{TRAP}^j (4) от поля H , полученные различными способами: (кривая 1) — расчет по методу 1; (2) — расчет по методу 2 и (3) графическим методом (см. текст).

4. Заключение

За последние годы тема, вынесенная в заглавие обзора, становится все более актуальной в свете практических применений керамических ВТСП-образцов в качестве проводов и т.п. Многие транспортные свойства сверхпроводников II рода существенно зависят от течения магнитного потока. В обзоре затронута лишь часть этой большой области исследования — динамики вихрей и доменов нормальной фазы, а именно, вызванное транспортным током течение магнитного потока. Проведенные исследования привели к ясному пониманию таких явлений, как

1) "гигантская джозефсоновская генерация" электромагнитных колебаний в НТСП-пленках;

2) возникновение ДДС состояний в керамических ВТСП-образцах при токах, малых по сравнению с током распаривания, которое происходит в результате проникновения и движения Д-колец;

3) динамика вихревых колец и влияние на этот процесс магнитного поля;

4) токовые гистерезисные петли и влияние на их вид внешних магнитных полей;

5) разорванные на неоднородностях вихри и влияние их магнитного поля (в том числе остаточного) на электрические и магнитные свойства керамических ВТСП-образцов.

Авторы благодарят В.А. Ямпольского за обсуждение ряда рассмотренных в обзоре проблем.

Список литературы

- Хюбнер Р П *Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках* (М.: Машиностроение, 1984) [Huebener R P *Magnetic Flux Structures in Superconductors* (Berlin: Springer-Verlag, 1979)]
- Миц Р Г, Рахманов А Л *Неустойчивости в сверхпроводниках* (М.: Наука, 1984)
- Bednorz J G, Müller K A *Z. Phys. B* **64** 189 (1986)
- Cohen R W, Abeles B *Phys. Rev.* **168** 444 (1968)
- Хирный В Ф, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Донецк.: ДонФТИ АН УССР, 1981) с. 143
- Галкин А А, Иванченко Ю М, Хирный В Ф *ФТТ* **20** 1237 (1978)
- Иванченко Ю М, Хирный В Ф *ФНТ* **4** 969 (1978)
- Иванченко Ю М, Хирный В Ф, Михеенко П Н *ЖЭТФ* **77** 952 (1979)
- Иванченко Ю М, Михеенко П Н, Хирный В Ф *ЖЭТФ* **80** 161 (1981)
- Медведев Ю В, Хирный В Ф *ФТТ* **26** 1163 (1984)
- Иванченко Ю М, Медведев Ю В, Михеенко П Н, Хирный В Ф, Препринт № 82-38 (Донецк: ДонФТИ АН УССР, 1982)
- Куприянов М Ю, Лихарев К К *ФТТ* **16** 2829 (1974)
- Bean C P, Livingston J D *Phys. Rev. Lett.* **12** 14 (1964)
- Лихарев К К *Изв. вузов. Радиофиз.* **14** 909, 919 (1971)
- Градштейн И С, Рыжик И П *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М.: Наука, 1971) с. 385
- Rhoderick E H, Wilson E M *Nature* **194** 1167 (1962)
- Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **61** 1221 (1971)
- Андрацкий В П и др. *ЖЭТФ* **65** 1591 (1973)
- Гинзбург В Л *ДАН СССР* **118** 464 (1958)
- Губанков В Н, Лихарев К К, Павлов Н Б *ФТТ* **14** 3186 (1972)
- Pearl J *Appl. Phys. Lett.* **5** 65 (1964)
- Josephson B D *Adv. Phys.* **14** 419 (1965)
- Huebener R P *Phys. Rep.* **13** 143 (1974)
- Артемченко С Н, Волков А Ф *УФН* **128** 3 (1979)
- Иванченко Ю М, Медведев Ю В, Михеенко П Н, Препринт № 82-37 (Донецк: ДонФТИ АН УССР, 1982)
- Иванченко Ю М, Михеенко П Н *ЖЭТФ* **82** 488 (1982)
- Иванченко Ю М, Медведев Ю В, Михеенко П Н *ФТТ* **25** 763 (1983)
- Артемов А Н, Медведев Ю В *ФТТ* **45** 385 (2003)
- Иванченко Ю М, Михеенко П Н, Южелевский Я И *Письма в ЖЭТФ* **45** 483 (1987)
- Пашницкий Э А *Основы теории сверхпроводимости* (Киев: Вища школа, 1985)
- Besuglyi A I, Shklovskij V A *J. Low Temp. Phys.* **57** 227 (1984)
- Еру И И, Песковацкий С А, Поладич А В *ФТТ* **21** 2004 (1979)
- Хирный В Ф *ФТТ* **41** 577 (1999)
- Де Женн П *Сверхпроводимость металлов и сплавов* (М.: Мир, 1968) [de Gennes P G *Superconductivity of Metals and Alloys* (New York: W.A. Benjamin, 1966)]
- Maki K, in *Superconductivity* Vol. II (Ed. R D Parks) (New York: M. Dekker, 1969) Pt. 18, p. 1035
- Абрикосов А А, Горьков Л П *ЖЭТФ* **39** 1781 (1960)
- Гулян А М, Жарков Г Ф *Сверхпроводники во внешних полях. Неравновесные явления* (М.: Наука, 1990); Gulian A M, Zharkov G F *Nonequilibrium Electrons and Phonons in Superconductors: Selected Topics in Superconductivity* (New York: Kluwer Acad./Plenum, 1999)
- Дуглас Д, Фаликов Л, в сб. *Сверхпроводимость* (М.: Наука, 1967) с. 9 [Douglass D, Falikov L, in *Progress in Low Temperature Physics* Vol. 4 (Ed. C Gorter) (New York: J. Wiley, 1964)]
- Чурилов Г Е и др. *ФНТ* **15** 994 (1989)
- Москвин С И *ФНТ* **11** 878 (1985)
- Дмитренко И М *ФНТ* **22** 849 (1996)
- Березинский В Л *ЖЭТФ* **61** 1144 (1971)
- Kosterlitz J M, Thouless D J *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6** 1181 (1973)
- Artemenko S N, Kruglov A N *Phys. Lett. A* **143** 485 (1990)
- Buzdin A I, Feinberg D *J. Phys. (Paris)* **51** 1971 (1990)
- Глазман Л И, Кошелев А Е *ЖЭТФ* **97** 1371 (1990)
- Minnhagen P *Rev. Mod. Phys.* **59** 1001 (1987)
- Артемов А Н, Мартынович А Ю *ЖЭТФ* **109** 265 (1996)
- Lawrence W E, Doniach S, in *Proc. of the 12th Intern. Conf. on Low Temperature Physics, Kyoto, 1970* (Ed. E Kanda) (Tokyo: Kcegaku, 1971) p. 361
- Артемов А Н и др. *Физика и техн. выс. давл.* **11** 110 (2001)
- Jensen H J, Minnhagen P *Phys. Rev. Lett.* **66** 1630 (1991)
- Максимов И Л, Водолазов Д Ю *Письма в ЖЭТФ* **24** (21) 1 (1998)
- Fix A Sh et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **AS-3** 1608 (1993)
- Гришин А М, Медведев Ю В, Николаенко Ю М *ФТТ* **41** 1377 (1999)
- Артемов А Н, Медведев Ю В *ФНТ* **28** 349 (2002)
- Jiang H et al. *Phys. Rev. B* **45** 3048 (1992)
- Jung G et al. *Appl. Phys. Lett.* **54** 2355 (1989)
- Amatuni L E et al. *Physica B* **173** 316 (1991)
- Аматуни Л Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **50** 355 (1989)
- Куприянов М Ю, Лихарев К К *УФН* **160** 49 (1990)
- Мейлихов Е З *Сверхпроводимость: Физ., хим., техн.* **2** 5 (1989)
- Clem J R *Physica C* **153-155** 50 (1988)
- Ebner C, Stroud D *Phys. Rev. B* **31** 165 (1985)
- Blackstead H A *J. Supercond.* **5** 67 (1987)
- Tiernan W M, Hallock R B *Phys. Rev. B* **43** 10508 (1991)
- Винокур В М, Кошелев А Е *ЖЭТФ* **97** 976 (1990)
- Dersch H, Blatter G *Phys. Rev. B* **38** 11391 (1988)
- Yeshurun Y, Malozemoff A P *Phys. Rev. Lett.* **60** 2202 (1988)
- Blatter G et al. *Rev. Mod. Phys.* **66** 1125 (1994)
- Fisher M P A *Phys. Rev. Lett.* **62** 1415 (1989)
- Мочаер П ет ал. *J. Less Common Metals* **164-165** 1055 (1990)
- Plecháček V et al. *Physica C* **225** 361 (1994)
- Сепреева Г Г *ФНТ* **18** 797 (1992)
- Ikeda R, Ohmi T, Tsuneto T *J. Phys. Soc. Jpn.* **58** 1377 (1989)
- Gammel P L et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 1666 (1988)
- Koch R H et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1511 (1989)
- Takamura S, Hoshiya T, Aruga T *Appl. Phys. Lett.* **56** 1582 (1990)
- Bowley R M et al. *Physica C* **159** 51 (1989)
- Göldschmidt D *Phys. Rev. B* **39** 2372 (1989)
- Wördenweber R, Heinemann K, Freyhardt H C *Cryogenics* **28** 694 (1988)
- Goldschmidt D *Phys. Rev. B* **39** 9139 (1989)
- Kardiwarman I, Suzuki M, Burr C R *J. Phys.: Condens. Matter* **1** 8491 (1989)
- Veira J A et al. *J. Less Common Metals* **151** 77 (1989)
- Paracchini C *Solid State Commun.* **74** 1113 (1990)
- Frenkel A et al. *J. Appl. Phys.* **67** 3767 (1990)
- Hascicek Y S, Testardi L R *IEEE Trans. Magn.* **MAG-27** 1186 (1991)
- Bradley R M et al. *J. Phys. A: Math. Gen.* **20** L911 (1987)
- Plammer C J G, Evetts J E *IEEE Trans. Magn.* **MAG-23** 1179 (1987)
- Resnick D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **47** 1542 (1981)
- Hebard A T, Fiory A F *Phys. Rev. Lett.* **50** 1603 (1983)
- Fiory A T, Hebard A F, Glaberson W I *Phys. Rev. B* **28** 5075 (1983)
- Prester M et al. *Phys. Rev. B* **49** 6967 (1994)
- Даунов М И, Бутгаев М С, Магомедов А Б *Сверхпроводимость: Физ., хим., техн.* **5** 73 (1992)
- Сан-Жам Д, Сарма Г, Томас Е *Сверхпроводимость второго рода* (М.: Мир, 1970) [Saint-James D, Sarma G, Thomas E *Type II Superconductivity* (Oxford: Pergamon Press, 1969)]
- Тинкхам М *Введение в сверхпроводимость* (М.: Атомиздат, 1980) [Tinkham M *Introduction to Superconductivity* (New York: McGraw-Hill, 1975)]
- Ullmaier H *Irreversible Properties of Type II Superconductors* (Berlin: Springer-Verlag, 1975)
- Кемпбелл А, Иветтс Дж *Критические токи в сверхпроводниках* (М.: Мир, 1975) [Campbell A M, Evetts J E *Critical Currents in Superconductors* (London: Taylor and Francis, 1972)]

98. Clem J R *Phys. Rev. Lett.* **38** 1425 (1977)
99. Brandt E H *Phys. Lett. A* **79** 207 (1980)
100. Brandt E H *Phys. Rev. B* **25** 5756 (1982)
101. Козлов В А, Самохвалов А В *Письма в ЖЭТФ* **53** 150 (1991)
102. Kozlov V A, Samokhvalov A V *Physica C* **213** 103 (1993)
103. Гордион И М *Сверхпроводимость: Физ., хим., техн.* **5** 1993 (1992)
104. Genenko Yu A *Physica C* **215** 343 (1993)
105. Genenko Yu A, in *Applied Superconductivity: Proc. of the Eur. Conf., EUCAS93, Göttingen, Oct. 4–9, 1993* Vol. 1 (Ed. H C Freyhardt) (Oberursel: Informationsgesellschaft Verlag, 1993) p. 733
106. Genenko Yu A *Phys. Rev. B* **49** 6950 (1994)
107. Хирный В Ф, Семиноженко В П, Козловский А А, Гринченко Ю А *ФНТ* **20** 774 (1994)
108. Семиноженко В П, Хирный В Ф, Гринченко Ю А, Козловский А А *Сверхпроводимость: Физ., хим., техн.* **6** 2010 (1993)
109. Seminozhenko V P et al. *Физика и техн. выс. давл.* **3** 147 (1993)
110. Гринченко Ю А и др. *Сверхпроводимость: Физ., хим., техн.* **5** 2064 (1992)
111. Лихарев К К *УФН* **127** 185 (1979)
112. Хирный В Ф, Семиноженко В П, Козловский А А *ФТТ* **38** 2951 (1996)
113. Khirnyi V F, Seminozhenko V P, Kozlovsky A A *Funct. Mater.* **3** 179 (1996)
114. Clem J R, in *Proc. of the 13th Conf. on Low Temperature Physics* Vol. 3 (Ed. K D Timmerhaus, W J O'Sullivan, E F Hammel) (New York: Plenum, 1974) p. 102
115. Burlachkov L *Phys. Rev. B* **47** 8056 (1993)
116. Khirnyi V F et al. *Funct. Mater.* **3** 187 (1996)
117. Корпе Н *Phys. Status Solidi* **17** K229 (1966)
118. Ulmaier H A, Kernohan R H *Phys. Status Solidi* **17** K233 (1966)
119. Гененко Ю А *Письма в ЖЭТФ* **59** 807 (1994)
120. Genenko Yu A *Physica C* **235–240** 2709 (1994)
121. Genenko Yu A *Phys. Rev. B* **51** 3686 (1995)
122. Гененко Ю А *ФНТ* **22** 1272 (1996)
123. Козловский А А, Хирный В Ф *ФТТ* **42** 1780 (2000)
124. Evetts J E, Glowacki B A *Cryogenics* **28** 641 (1988)
125. Жуков А А, Мошалков В В *Сверхпроводимость: Физ., хим., техн.* **4** 850 (1991)
126. Левич В Г *Курс теоретической физики* Т. 1 (М.: Физматгиз, 1962)
127. Yahara A, Matsuba H *Cryogenics* **29** 405 (1989)
128. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика* Ч. 2 (М.: Наука, 1978)
129. Абрикосов А А *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987)
130. Jou C J et al. *Appl. Phys. Lett.* **52** 326 (1988)
131. Clem J R *Phys. Rev. B* **12** 1742 (1975)
132. Хирный В Ф, Козловский А А, Дейнека Т Г *Вопр. ат. науки и техн. Сер. 5. Вакуум, чистые металлы, сверхпроводники* (11) 46 (2000)
133. Хирный В Ф, Козловский А А *ФТТ* **43** 2117 (2001)
134. Feynman R P, in *Progress in Low Temperature Physics* Vol. 1 (Ed. C Gorter) (Amsterdam: North-Holland, 1964) p. 17
135. Фихтенгольц Г М *Курс дифференциального и интегрального исчисления* Т. III (М.: Наука, 1966)
136. Seminozhenko V P et al. *Funct. Mater.* **1** 19 (1994)
137. Geim A K et al. *Nature* **407** 55 (2000)
138. Milosevic M V, Yampolskii S V, Peeters F M *Phys. Rev. B* **66** 024515 (2002); cond/mat 0107410
139. Vardeen J *Phys. Rev. Lett.* **7** 162 (1961)
140. Keller J B, Zumino B *Phys. Rev. Lett.* **7** 164 (1961)
141. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **42** 299 (1962)
142. Віпнов Е В et al. *Supercond. Sci. Technol.* **4** S340 (1991)
143. Долгин А М, Смирнов С Н *Сверхпроводимость: Физ., хим., техн.* **2** 104 (1989)
144. Khirnyi V F, Kozlovskii A A, Deyneka T G *Funct. Mater.* **8** 508 (2001)

Dynamic dissipative mixed states in inhomogeneous type II superconductors

V.F. Khirnyi, A.A. Kozlovskii

Institute for Single Crystals, the National Academy of Sciences of Ukraine

prosp. Lenina 60, 61001 Kharkov, Ukraine

Tel. (380-572) 30-83 11

Fax (380-572) 32-02 73

E-mail: khirnyi@isc.kharkov.com

Dynamic dissipative mixed states, energy dissipation, and the process of transport current's self-magnetic field are considered for the following type II superconductors: low temperature small-crystallite metal films, high temperature polycrystalline films, and bulk inhomogeneous (granular) samples. The special transport properties of such superconductors are due primarily to their morphology.

PACS numbers: **73.50.–h**, **74.25.Op**, **74.72.–h**, **74.80.–g**

Bibliography — 144 references

Received 8 August 2003