

ОМ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С СИЛЬНЫМ ПИННИНГОМ

Е. Ю. Клименко, А. Б. Именитов, С. В. Шавкин, П. В. Волков*

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 октября 2003 г.,
после переработки 22 июля 2004 г.

Отсутствие универсальных феноменологических подходов к расчету пространственных и временных распределений векторных полей в сверхпроводниках с сильным анизотропным пиннингом затрудняет анализ накопленного эмпирического материала. Разработке такой феноменологии препятствует неадекватность традиций описания переходных характеристик этих материалов. На основе детального исследования токовых переходов промышленной ниобий-титановой проволоки выяснено, что вопреки сложившейся традиции переходные характеристики таких сверхпроводников удобно представлять в виде зависимости сопротивления материала от тока, т. е. так же, как это принято для зависимостей от температуры и магнитного поля. Исследование, проведенное в диапазоне полей от 0 до B_{c2} , продемонстрировало экспоненциальную зависимость от тока именно сопротивления сверхпроводника. Значения, полученные экстраполяцией токовых переходов к нулевому току, описываются экспоненциальной зависимостью сопротивления от магнитного поля. Результаты эксперимента соответствуют предсказаниям статистической модели, объясняющей форму переходной характеристики объемной неоднородностью сверхпроводника.

PACS: 74.25.Qt, 74.25.Sv

1. ВВЕДЕНИЕ

Резистивное состояние сверхпроводников с сильным пиннингом остается одной из центральных тем в изучении явления сверхпроводимости уже более сорока лет. Актуальность этой тематики обусловлена важными техническими применениями сверхпроводников, способных нести бездиссипативные токи с высокими плотностями. Удивительным кажется то, что, несмотря на столь длительный срок исследования, в этой области продолжают совершаться новые открытия и генерируются новые физические идеи, поток которых особенно интенсивно растет после открытия высокотемпературных сверхпроводников и увеличения многообразия экспериментов, в частности, исследований зависимостей электрических полей и критических токов от ориентации внешнего магнитного поля. Каждому новому экспериментальному результату удается найти объяснение в тех или иных особенностях взаимодействия квантов магнит-

ного потока с конкретным видом центров пиннинга, вследствие чего представления о взаимодействии магнитного потока со структурой сверхпроводника чрезвычайно усложнились. В настоящее время вряд ли возможно однозначно определить, соответствуют ли эти представления реальной сложности исследуемого предмета, или причина обильности потока открытий заключается в отсутствии адекватной, способной к предсказаниям феноменологии, позволяющей находить временные и пространственные распределения векторных полей и токов внутри сверхпроводника при произвольной ориентации внешних полей и токов относительно главных осей анизотропного сверхпроводника. Придерживаясь второй из этих двух точек зрения, мы не считаем бесполезными или безнадежными попытки построения адекватной феноменологической электродинамики. В работе [1] мы изложили такую феноменологию в приближении критического состояния, позволяющую при произвольных ориентациях векторов магнитного поля и плотности тока выражать статические характеристики сверхпроводника, такие как критичес-

*E-mail: klimenko_e@mail.ru

кая плотность тока и угол между плотностью тока и электрическим полем, через экспериментально определяемые характеристики глобальной анизотропной потенциальной ямы пиннинга. Модель хорошо описывает большую серию экспериментов, выполненных на ниобий-титановой фольге с сильной анизотропией пиннинга. Некоторые из ее предсказаний были подтверждены экспериментом позже [2, 3]. Мы полагаем привлекательным и возможным обобщить эту модель и построить внутренне непротиворечивую векторную электродинамику сверхпроводников с сильным анизотропным пиннингом, которая описывала бы процесс диффузии магнитного потока в таких материалах. Для того чтобы модель могла рассматривать процессы, развивающиеся во времени, необходимо обобщить описание переходных характеристик сверхпроводников, используемое в настоящее время лишь в скалярной форме. Нам не представляется перспективным известное намерение [4] построить векторную электродинамику сверхпроводников с сильным пиннингом на основании представления о тепловой активации движения вихрей [5, 6] и на введенном Карром [7] обобщении модели критического состояния $\mathbf{j} = j_c \mathbf{E}/E$. Активационная модель изначально дает скалярное выражение для электрического поля. В нем векторное произведение плотности тока и магнитного поля (его абсолютная величина) входит в показатель экспоненты или в аргумент гиперболического синуса, никак не влияя на направление электрического поля. Обобщение же Карра просто ошибочно, в действительности в рассматриваемых материалах даже в изотропном случае направления электрического поля и тока совпадают, только когда магнитное поле перпендикулярно направлению тока [1, 2].

Другое, статистическое, объяснение формы переходных характеристик [8] неоднородностью критических свойств материала достаточно просто поддается обобщению. Однако, если ранее это объяснение жестко противостояло модели тепловой активации [8–11], позже области применения моделей были разделены. Стали считать, что сверхпроводящему материалу присущи некоторые «внутренние» переходные характеристики, определяемые физическими процессами, например тепловой активацией, а статистической моделью объясняли уширение перехода, обусловленное продольной неоднородностью провода [12, 13]. До открытия высокотемпературных сверхпроводников считалось, что «внутренняя» вольт-амперная характеристика экспоненциальна, а статистическая имеет степенной характер. Модельный расчет переходной характеристики одномерной

цепочки элементов с критическим параметром, распределенным по нормальному закону [8, 14, 15], на некотором участке полной характеристики действительно соответствует степенной зависимости. По случайному стечению обстоятельств этот участок совпал с экспериментально регистрируемым диапазоном вольт-амперных характеристик многоволоконных проводов [16]. Вольт-амперные характеристики высокотемпературных сверхпроводников также оказались степенными, и для такой формы «внутренней» характеристики активационная модель была адаптирована введением логарифмической потенциальной ямы пиннинга [17].

Достаточно давнее предложение [14] распространить статистическую модель и на «внутренние» переходные характеристики, приняв во внимание объемную неоднородность сверхпроводника, не было услышано, несмотря на убедительную, на наш взгляд, численную демонстрацию [15, 18], что в объемно неоднородной модели с нормальным распределением свойств элементарных объемов переходная характеристика становится экспоненциальной, благодаря конечной вероятности обойти перешедший в нормальное состояние элемент по сверхпроводящим путям. В работе [18] показано, что отличие ограниченного реального распределения от неограниченного нормального не влияет существенно на форму расчетного сверхпроводящего перехода. В дальнейшем были получены многочисленные экспериментальные свидетельства объемной неоднородности сверхпроводящих материалов с высокой токонесящей способностью [2, 4, 19–23]. Само по себе утверждение о неоднородности сверхпроводников с сильным пиннингом общепризнано. С одной стороны, на микрон неоднородностях структуры осуществляется пиннинг вихрей, с другой, образец часто бывает более или менее упорядоченной смесью различных сверхпроводников. Например, на поверхности ниобиевого волокна в бронзе вырастает несколько слоев интерметаллида [23], различающихся составом, размером зерна и степенью деформации, а поэтому и критическими температурами. В работах [19, 23] рассматривается иерархия видов неоднородностей в сверхпроводнике. В них предложено ввести в рассмотрение неоднородности порядка размера зерна сплава, располагающиеся в иерархии между упомянутыми крайними видами. Зерна гомогенного сплава могут иметь некоторый разброс по составу и критической температуре, по длине свободного пробега электрона и критическому полю, по концентрации центров пиннинга и критической плотности тока. Ниже будет показано, что статистический разброс

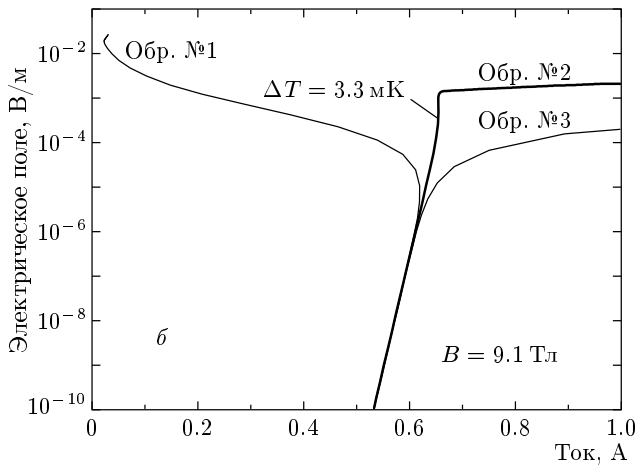
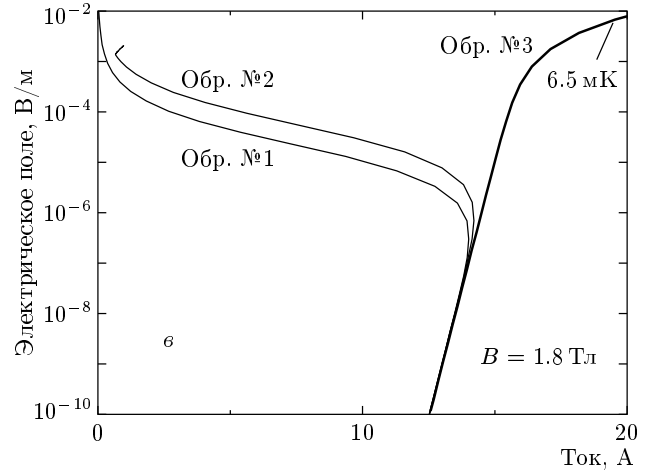
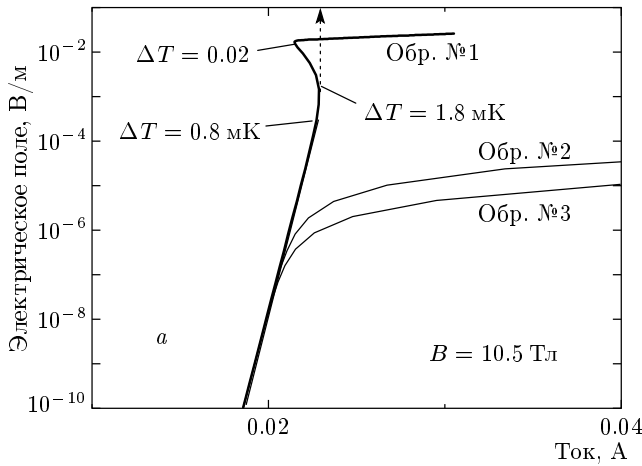


Рис. 1. Расчетные вольт-амперные характеристики образцов, использованных в эксперименте: *a* — область полей, близких к B_{c2} . Образец №1 стабилен до $I = 20$ мА и позволяет получить ВАХ с удовлетворительной точностью, в то время как точность измерения на образцах со стабилизирующим металлом неудовлетворительна; *б* — область сильных магнитных полей. Образец №1 нестабилен. Образец №2 позволяет получить ВАХ. Ток, протекающий по медной оболочке, мал, и точность его расчета не влияет на точность определения тока, протекающего по сверхпроводнику; *в* — область слабых полей. Образцы №1 и 2 нестабильны. Образец №3 используется для получения ВАХ, ток, протекающий по сверхпроводнику, больше тока, протекающего по стабилизирующей подложке, и может быть рассчитан с приемлемой точностью

любого из критических параметров приводит к разбросу двух других параметров с той же дисперсией. Описание переходных характеристик [14, 24–26] таких неоднородных материалов приобрело форму

$$\rho_{eff} = 0.5\rho_n \left\{ 1 + \text{th} \left[-\frac{K(T, B, j)}{2\delta} \right] \right\}, \quad (1)$$

соответствующую параллельному соединению нормального сопротивления ρ_n и сопротивления, экспоненциально возрастающего с температурой T , полем B и плотностью тока j :

$$\rho_{sc} = \rho_n \exp \left[-\frac{K(T, B, j)}{\delta} \right].$$

Здесь

$$K(T, B, j) = \left(1 - \frac{T}{T_c(0)} \right) \left(1 - \frac{B}{B_{c2}(T)} \right) \times \left(1 - \frac{j}{j_{c/2}^*(T, B)} \right),$$

δ имеет смысл относительной дисперсии распределения критических параметров в неоднородном материале, а предэкспонента выбрана так, чтобы при достижении любым из параметров своего критического значения T_c , B_{c2} или $j_{c/2}^*$ (т.е. при $K = 0$) эффективное сопротивление составляло половину нормального. Такой выбор соответствует принятому определению критических параметров. Выражение (1) указывает на тесную связь между температурным, полевым и токовым переходами сверхпроводника, в то время как в модели тепловой активации токовый переход обособлен. Отличие предсказываемой активационной моделью формы токовой переходной характеристики от формы полевой и температурной характеристик $R_{eff}(B, T)$, имеющих вид логистических кривых, объясняют тем, что поле и температура — параметры состояния, а ток — кинетический параметр. Вопрос же о взаимосвязи перехода по току и переходов по температуре и по

лю обычно не обсуждается. В недавней работе [26] вновь открыта корреляция между температурным, полевым и токовым переходами ниобий-оловянной проволоки. Видимо, привычка мыслить в терминах тепловой активации заставила авторов считать, что такая связь «не может быть понята с физической точки зрения».

Описанное ниже исследование переходных характеристик сверхпроводящих проволок с сильным пиннингом предпринято нами для того, чтобы зафиксировать экспериментальные основания для планируемого продолжения работы над векторной электродинамикой сверхпроводников с сильным пиннингом. Возможно, эти результаты поспособствуют пересмотру некоторых устоявшихся представлений о природе резистивного состояния таких сверхпроводников.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве материала образцов естественно было выбрать ниобий-титановую проволоку, сходную с ниобий-циркониевыми образцами, эксперименты на которых способствовали утверждению термоактивационной модели [27–30]. Однако это не единственная причина выбора материала. Мы считаем моноволоконную ниобий-титановую проволоку и ниобий-титановую фольгу вообще наиболее подходящими образцами для изучения переходных характеристик сверхпроводников с сильным пиннингом и проблем их электродинамики. Промышленный сплав ниобий-титан — относительно гомогенный материал, уровень технологии его получения весьма высок, что обеспечивает однородность свойств образцов по длине, а пиннинг в нем достаточно велик и анизотропен. Ни один другой промышленный материал не обладает этими достоинствами, тем более трудно обеспечить высокую продольную однородность образцов, изготавливая их в лабораторных условиях. Эти достоинства позволяют установить основные закономерности электродинамики технических сверхпроводников [1], почти не маскируемые частными особенностями конкретных образцов. Эксперимент с этим материалом не осложняется хрупкостью и высокой чувствительностью к деформациям, характерным для интерметаллидов и ВТСП. Тем не менее ниобий-титановые провода нельзя назвать элементарным материалом. Они оказались вытесненными из числа материалов, на которых сфокусировано внимание, задолго до того, как полученные о них сведения можно было считать исчерпывающими. В по-

следние годы выявились такие их особенности, как двухкомпонентность (различие критических полей тела и границ зерна) [2] и анизотропия пиннинга в сечении круглой проволоки [3].

Из отрезка холодно деформированной проволоки (сплав НТ-50 Nb-50 вес. % Ti) в медной оболочке диаметром 0.15 мм были изготовлены три образца в форме шпилек для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) стандартным четырехточечным методом. Диаметр собственно сверхпроводящего ядра в этой проволоке составляет 0.12 мм. Ветви шпилек припаивались к токоподводам, а к средней части длиной 20 мм, расположенной перпендикулярно магнитному полю сверхпроводящего соленоида, подпаивались потенциальные контакты на расстоянии 10 мм друг от друга. Однородность магнитного поля соленоида с внутренним диаметром 42 мм и длиной 200 мм на измерительном участке была не хуже 10^{-4} . Она достаточна, чтобы не влиять на вид ВАХ при ее весьма высокой крутизне. На первом образце медное покрытие между потенциальными контактами было стравлено в растворе хлорного железа. Сопротивление образца в нормальном состоянии было 0.85 Ом. Второй образец сохранял медное покрытие, и его сопротивление было значительно меньше (2.1 мОм). Оба образца были фиксированы низкотемпературным клеем на стеклотекстолитовой подложке. Третий образец был напаян на подложку из нержавеющей стали, при этом его сопротивление оказалось 0.56 мОм. Все эти сопротивления оценены по линейной части вольт-амперной характеристики в высоких магнитных полях, где критические токи были очень малы. Три по-разному подготовленных образца потребовались, чтобы, с одной стороны, обеспечить удовлетворительную чувствительность и стабильность при регистрации в жидком гелии вольт-амперных характеристик с уровнями тока, различающимися более чем на четыре порядка, а с другой, исключить перегорание образцов за время реакции схемы защиты. Рисунок 1 поясняет эти утверждения. На нем приведены расчетные неизотермические вольт-амперные характеристики [31] образцов для трех значений внешнего поля. Имевшиеся предварительные сведения о свойствах проволоки позволили выполнить этот расчет для некоторых произвольно выбранных коэффициентов теплопередачи (10^2 Вт/м·К для приклеенных образцов №№ 1, 2 и 10^4 Вт/м·К для образца № 3, поверхность которого омывалась жидким гелием). Точные условия теплообмена нам не известны. Возможность непосредственной регистрации вольт-амперной характеристики ограничена снизу (5 нВ) шумами фо-

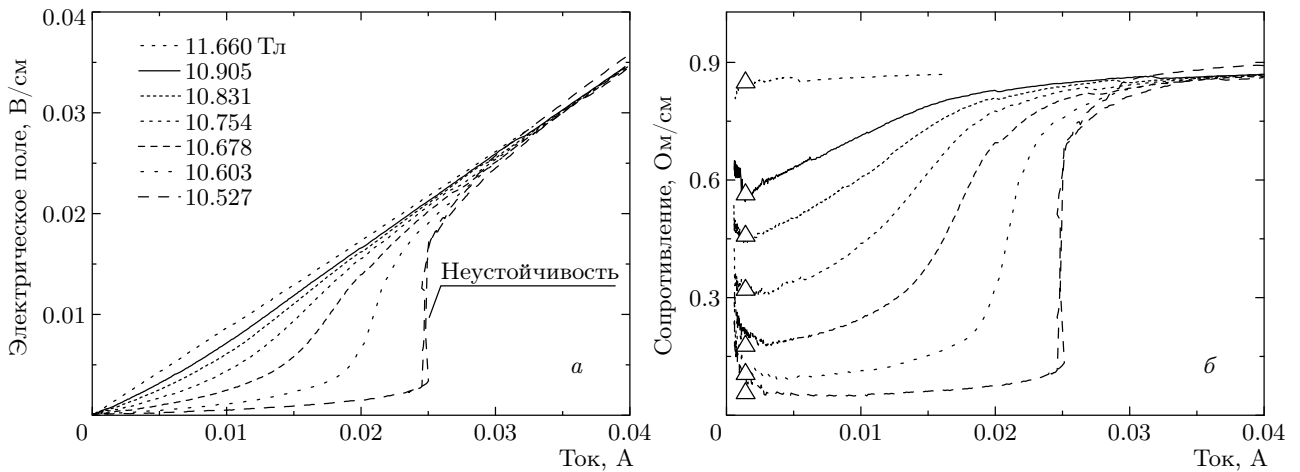


Рис. 2. Вольт-амперные (а) и ом-амперные (б) характеристики образца № 1

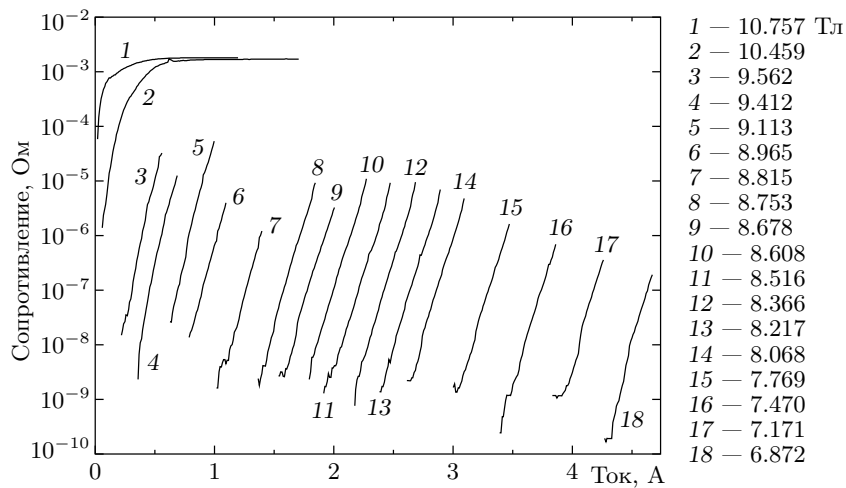


Рис. 3. Ом-амперные характеристики образца № 2. Форма всех характеристик за исключением 1 и 2 скорректирована учетом тока, протекающего по медной оболочке

тогальванического нановольтметра, а сверху — либо тепловой неустойчивостью, либо процессом разделения тока между собственно сверхпроводником и шунтирующим его нормальным металлом. Скачок напряжения, соответствующий вертикальной касательной к ВАХ, происходит при незначительном перегреве [32], и поэтому предшествующий скачку участок ВАХ почти не искажен. При делении тока между сверхпроводником и нормальным металлом перегревы тоже незначительны, что позволяет восстанавливать изотермическую вольт-амперную характеристику собственно сверхпроводника, рассчитывая протекающий по нему ток как разность между полным током и легко определяемым током по нормальному металлу с известным сопротивлением.

При выполнении этих расчетов мы пренебрегали полевой зависимостью сопротивления подложки третьего образца, а сопротивление медной оболочки образца № 2 учитывалось с помощью правила Колера. Как видно на рис. 2а, в полях выше 10.2 Тл образец № 1 позволяет зарегистрировать устойчивые вольт-амперные характеристики сверхпроводника при достаточно высоких уровнях электрических полей. Использование этого образца в меньших магнитных полях затруднительно из-за того, что он при потере устойчивости успел бы сгореть, прежде чем схема защиты вывела бы из него ток. В этой области вольт-амперные характеристики с удовлетворительной точностью могут быть получены на образце № 2 (рис. 3). Вольт-амперные характеристики образ-

ца №3 (рис. 4) устойчивы во всем диапазоне полей, однако в сильных полях точность регистрации тока, протекающего по сверхпроводнику, ограничена точностью определения сопоставимого с ним по величине тока, протекающего по нормальному металлу. Поэтому третий образец использовался для регистрации ВАХ в слабых полях там, где возникала опасность сгорания второго образца.

При снижении внешнего магнитного поля от 11.66 Тл до нуля критический ток возрастал от 1 мА до 40 А. По снятым вольт-амперным характеристикам рассчитывались зависимости сопротивления от тока при различных магнитных полях. Полученные таким образом ом-амперные характеристики трех образцов представлены на рис. 2–4. Они оказались экспоненциальными в достаточно широком диапазоне изменения сопротивления, что позволило экстраполировать их в полулогарифмическом масштабе к нулевому значению тока методом наименьших квадратов и получить зависимость некоторого условного сопротивления сверхпроводящего керна проволоки от магнитного поля при нулевом токе (рис. 5). Точность определения логарифма величины этого сопротивления для подавляющего числа ом-амперных характеристик оказалась лучше 1 %, и погрешность экстраполяции во всех случаях была заметно меньше размеров точек на этом рисунке. Образец №1 использовали также для регистрации полевого перехода, т. е. зависимости сопротивления образца от магнитного поля при фиксированном токе 1 мА.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерение вольт-амперных характеристик при внешних полях, близких к критическому полю, позволило изучить форму токовых переходов при весьма малых токах в отсутствие неустойчивости и ответить на вопрос об адекватности представлений о режиме течения потока в случае сверхпроводников с сильным пиннингом. Дело в том, что традиция описания переходных характеристик [27–30] возникла в первые три года после обнаружения материалов с высокой токонесущей способностью, когда исследователи находились под сильнейшим впечатлением от открытия жесткой вихревой решетки, определяющей свойства сверхпроводников второго рода. Согласно этой традиции считается, что выше некоторого критического значения тока динамика вихрей в сверхпроводнике с сильным пиннингом тождественна динамике решетки в идеальном сверхпроводнике

второго рода. Электрическое поле в таком резистивном состоянии, называемом режимом течения потока, растет линейно с током, и дифференциальное сопротивление не превышает нормального сопротивления материала:

$$\frac{\partial E}{\partial j} = \rho_n \frac{B}{B_{c2}}. \quad (2)$$

Таким образом, в изотермических условиях сверхпроводник остается в резистивном состоянии при сколь угодно большом токе и не переходит в нормальное состояние. Гипотеза о возможности такого сведения свойств сверхпроводника с сильным пиннингом к свойствам идеального сверхпроводника второго рода выглядела правдоподобно, но никогда не была подтверждена экспериментом на материале со сколько-нибудь высокой токонесущей способностью. Было принято считать, что режим течения потока не может быть зарегистрирован в сверхпроводнике с большим критическим током из-за тепловой неустойчивости, развивающейся еще на экспоненциальном участке вольт-амперной характеристики [32], но, тем не менее, реально существует, например, в проводах, стабилизированных нормальным материалом. На этом допущении основана классическая теория стабильности сверхпроводящих проводов [33]. Эта традиция была тиражирована многочисленными монографиями [6, 9, 34–38] и поэтому нередко воспринимается как единственно верная. Она стала основой современной, довольно противоречивой скалярной электродинамики технических сверхпроводников.

Согласно же модели неоднородного сверхпроводника, при увеличении транспортного тока критическое состояние достигается локально в слабых местах, что ведет к перераспределению тока по сечению и постепенному, по мере роста тока, переходу в нормальное состояние всего объема образца. Характеристика, соответствующая этому процессу, имеет форму логистической кривой (1). Экспериментально получить ее целиком нам удалось лишь вблизи критического поля при токах до 20 мА.

На вольт-амперных характеристиках, приведенных на рис. 2а, отсутствуют сколько-нибудь протяженные линейные участки, которые можно было бы рассматривать в качестве проявления режима течения потока. С ростом тока напряжение плавно достигает величины напряжения на нормальном материале, а дифференциальное сопротивление в верхней части перехода заметно превышает нормальное сопротивление материала. Мы рассматриваем это противоречие с (2) как свидетельство в пользу на-

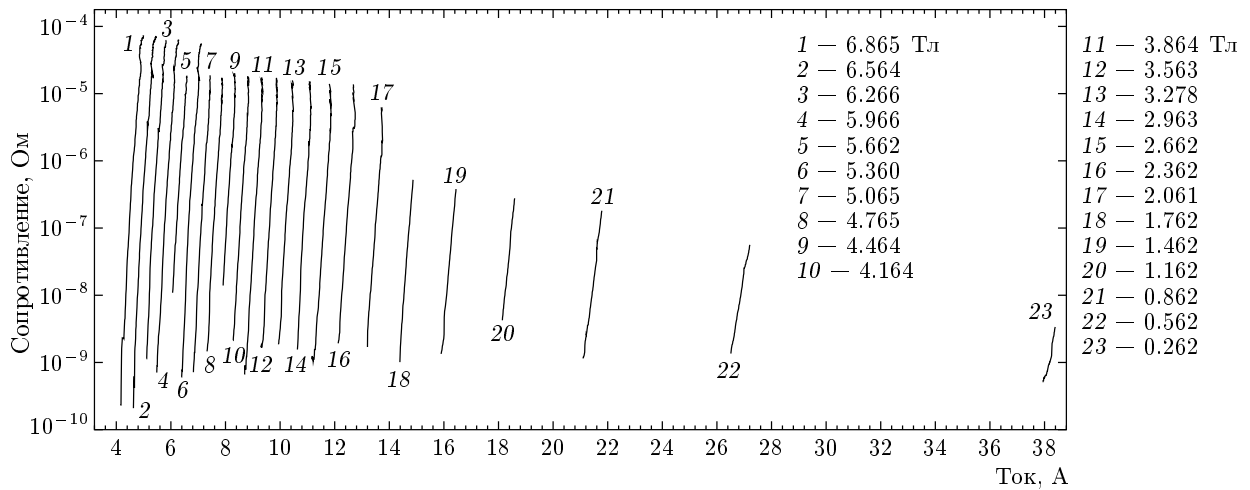


Рис. 4. Ом-амперные характеристики образца № 3. Форма всех характеристик скорректирована учетом тока, протекающего по медной оболочке и подложке из нержавеющей стали

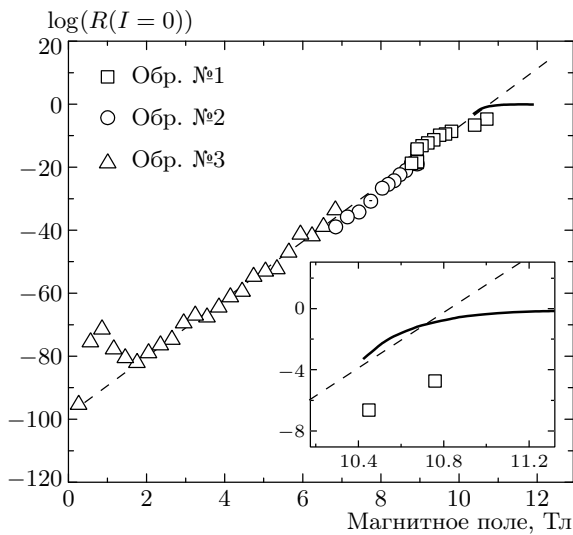


Рис. 5. Полевая зависимость сопротивления ниобий-титановой проволоки при нулевом токе через нее, сопоставленная с независимо снятой полевой зависимостью сопротивления при измерительном токе 1 мА

шей точки зрения об отсутствии у сверхпроводников с сильным пиннингом режима течения потока. Ом-амперные характеристики материала в этом диапазоне полей (рис. 2б) напоминают логистические кривые температурного и полевого переходов с той разницей, что начальное сопротивление заметно отличается от нуля. Наличие начального сопротивления объясняется двухкомпонентностью ниобий-титанового сплава, обнаруженной в работе [2]:

тело зерна и его поверхность, на которой сосредоточены примеси, несколько отличаются критическими полями, поэтому токовый переход границ зерен происходит на фоне пьедестала, соответствующего полевому переходу тела зерен. На этом рисунке треугольниками обозначены значения сопротивления образца, полученные при регистрации полевого перехода с измерительным током 1 мА при тех же значениях внешнего поля, при которых были сняты вольт-амперные характеристики. Естественно, что представленные ом-амперные характеристики проходят через эти точки. Любая ом-амперная характеристика должна стартовать из точки с сопротивлением, соответствующим данному магнитному полю при нулевом измерительном токе (обычно считается, что это сопротивление равно нулю). Чтобы найти такие точки, соответствующие полям, значительно меньшим B_{c2} , мы экстраполировали экспоненциальные ом-амперные характеристики к нулевому току (рис. 5) Оказалось, что зависимость экстраполированных значений сопротивления образца от магнитного поля хорошо описывается экспонентой вплоть до 10^{-85} Ом. Столь малая величина выглядит физически бессмысленной. Однако при статистическом истолковании она означает лишь то, что в конгломерате неоднородных частиц, составляющих сверхпроводник, обнаруживаются частицы со сколь угодно близкими к нулю критическими температурами, полями и токами, но вероятность перекрытия этими частицами токовых траекторий, образованных сверхпроводящими в данных условиях частицами, быстро убывает при уменьшении тока, магнитного

поля и температуры. В соответствии с выражением (1) зависимость такого латентного сопротивления от поля оказывается продолжением ом-полевой зависимости, снятой при малом измерительном токе. Представленные на рис. 5 результаты обработки эксперимента хорошо соответствуют выражению (1). Совокупность полученных экспериментальных данных позволяет построить полевую зависимость подгоночных параметров модели, а именно δ и плотности тока, соответствующей достижению половины нормального сопротивления

$$j_{c/2} = j_{c/2}^*(T, B) \left[\left(1 - \frac{T}{T_c(0)}\right) \left(1 - \frac{B}{B_c(T)}\right) \right]^{-1}.$$

Мы использовали в расчетах не плотность тока, а ток, связанный с ней равенством $I_{c/2}(H_e) = S j_{c/2}(\mu_0 H_e)$, далеко не столь тривиальным, как может показаться. Оно выполняется в широком диапазоне полей за исключением малых полей, когда благодаря вкладу собственного поля тока в сечении провода возникает точка с нулевой индукцией [39]. Параметры δ и $I_{c/2}$ были определены для каждого из измеренных токовых переходов с помощью следующего из (1) соотношения:

$$\delta = \frac{(1 - T/T_c) [1 - B/B_{c2}(T)]}{[I_c/I_0 + \ln(E_c/I_c R_n)]}, \quad \text{где } I_0 = I_{c/2} \delta. \quad (3)$$

Здесь критические температуры и поля соответствуют достижению половины нормального сопротивления сверхпроводника, они были определены ранее [40]. Критический ток I_c определяли по традиционному критерию $E_c = 1 \cdot 10^{-4}$ В/м. Величина I_0 , обратная токовому инкременту, определялась по наклону ом-амперных характеристик. На рис. 6 приведены результаты первичной обработки экспериментальных данных и расчета подгоночных параметров модели. Оказалось, что эти параметры меняются очень слабо в достаточно широком диапазоне полей. Наблюдаемые отклонения от постоянства $I_{c/2}$ в области больших и малых полей имеют весьма простое объяснение, подтвержденное независимыми экспериментами [2, 3]. В полях выше 9 Тл сказывается неоднородность реального материала, отдельные зерна сплава начинают переходить в нормальное состояние уже в этом поле. Наблюдаемый спад I_0 и $I_{c/2}$ соответствует сокращению сечения сверхпроводника из-за возникновения нормальных объемов в теле проволоки. В полях менее 1.5 Тл проявляется анизотропия материала проволоки. В работе [3] показано, что в результате механотермической обработки в сечении проволоки формируется

текстура, характеризующаяся цилиндрической симметрией. Пиннинг в проволоке описывается тензором [1, 3], три главные оси которого ориентированы вдоль оси проволоки, по азимуту и радиусу сечения, причем пиннинг вихрей, направленных азимутально, заметно сильнее пиннинга вихрей, направленных радиально. В средних и сильных полях, где направление индукции в материале совпадает с внешним полем, тензор пиннинга усредняется. В слабых полях из-за собственного поля тока увеличивается азимутальная компонента полного поля, с ней резко возрастает пиннинг, а с ним и величины $I_{c/2}$ и I_0 .

Результаты обработки описанного эксперимента заставили нас вернуться к проведенному в 1978 г. эксперименту, в котором вольт-амперные характеристики ниобий-титановой и ниобий-циркониевой проволок исследовались в зависимости не только от магнитного поля, но и температуры, хотя и с менее совершенной измерительной техникой. Детали эксперимента приведены в препринте [40]. Там же собраны в виде таблиц первичные результаты эксперимента. Применение к ним описанного метода обработки позволило убедиться (рис. 7, 8) в том, что характерные константы δ и $j_{c/2}$ сохраняют свои значения не только в широком диапазоне полей, но и температур.

Полученный результат изменяет привычные методы описания токонесущей способности сверхпроводников с сильным пиннингом. Оказалось, что резистивное состояние сверхпроводника с сильным пиннингом (по крайней мере, исследованных твердых растворов Nb-50 % Ti и Nb-50 % Zr) может быть описано с помощью зависимости $B_{c2}(T)$ и трех констант $T_c(0)$, δ и $j_{c/2}$. Если не принимать во внимание реальную анизотропию сверхпроводника, то последняя из констант является плотностью тока, которая соответствовала бы половине нормального сопротивления материала при нулевой температуре в нулевом магнитном поле, если бы достижению этой точки не мешала тепловая неустойчивость. Условная величина, называемая обычно критическим током и соответствующая достижению сверхпроводником сопротивления R_c , определяется из (1) следующим образом:

$$I_c = I_{c/2} \left(\delta \ln \frac{R_c}{R_n} + \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \left(1 - \frac{B}{B_c(T)}\right) \right). \quad (4)$$

Пренебрегая малой величиной $\delta \ln(R_c/R_n)$, получаем известный закон подобия

$$F_{Lc} = F_{Lc \max} b(1 - b),$$

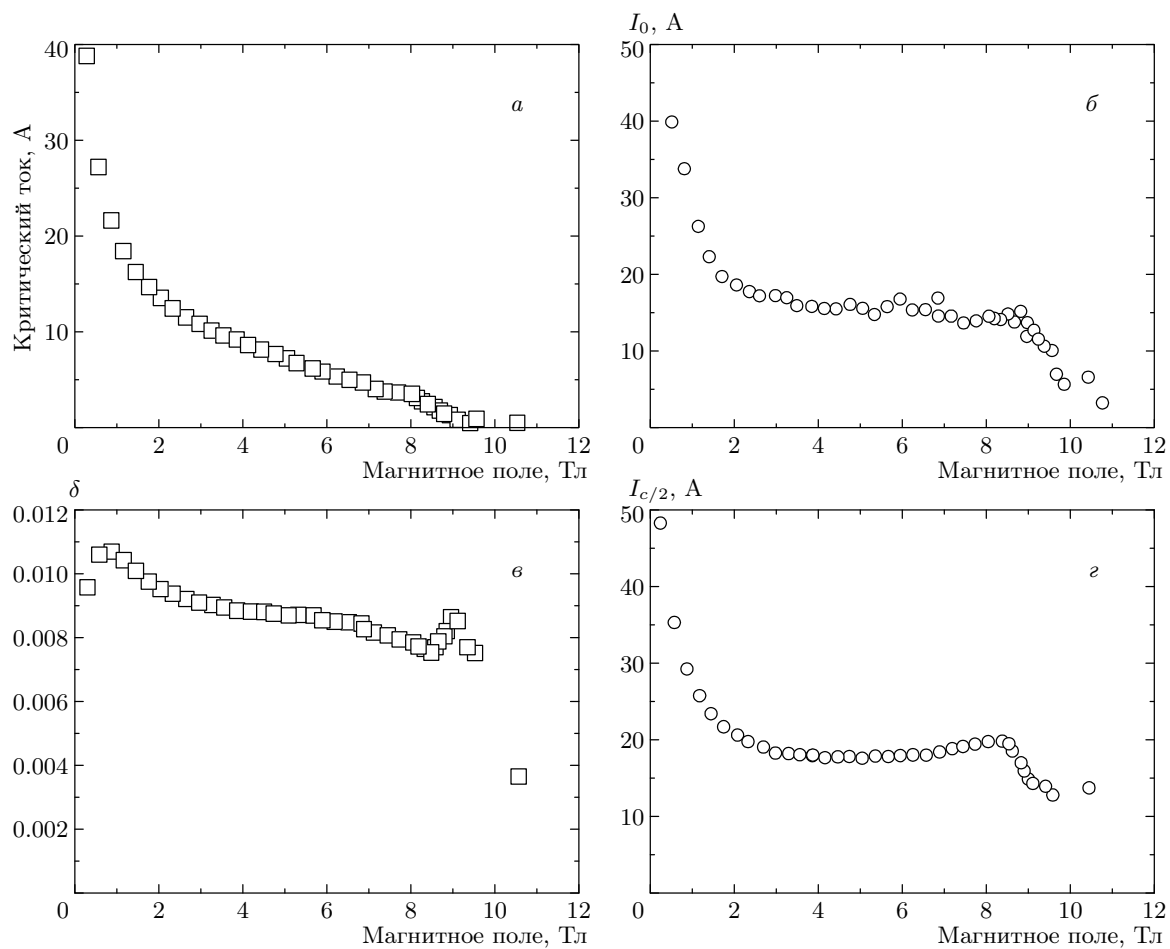


Рис. 6. Полевые зависимости критического тока ниобий-титановой проволоки, соответствующего критерию 1 мкВ/см (а), обратной величины инкремента ом-амперных характеристик (б), расчетной величины параметра неоднородности (в), максимального тока $I_{c/2}(0, 0)$ на критической поверхности, соответствующей половине нормального сопротивления материала (з)

где

$$b = \frac{B}{B_{c2}(T)},$$

$$F_{Lc\ max}(T) = B_c(T) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) I_{c/2}.$$

Здесь F_{Lc} — критическая сила Лоренца (мы избегаем пользоваться обозначением « F_p » и термином «сила пиннинга», поскольку они провоцируют неверное представление о векторном характере этой величины [1]). Куполообразная форма $F_{Lc}(b)$, которая обычно приписывается структурно чувствительному пиннингу, оказывается в нашем случае следствием полевой зависимости сопротивления в стартовой точке ом-амперной характеристики

$$\rho_{eff} = \rho_n \exp \left[- \left(1 - \frac{T}{T_c(0)}\right) \left(1 - \frac{B}{B_{c2}(T)}\right) / \delta \right],$$

не содержащей параметров, прямо зависящих от пинниговой структуры материала. При пользовании законом подобия вида

$$F_{Lc} = F_{Lc\ max} b^\mu (1 - b)^\nu$$

следует иметь в виду, что пиннинг ответствен лишь за долю этой зависимости: $b^{\mu-1} (1 - b)^{\nu-1}$. Воздержимся здесь от спекуляций о возможных причинах отличия показателей степени от единицы в других сверхпроводниках, заметив лишь, что многие технические сверхпроводники часто оказываются смесью нескольких сверхпроводников [23].

Важной и не обсуждавшейся до сих пор особенностью выражения (1) является то, что ширина сверхпроводящего перехода по температуре, полю и току управляется одним параметром δ . Выше было заявлено, что независимо от природы конкретной неод-

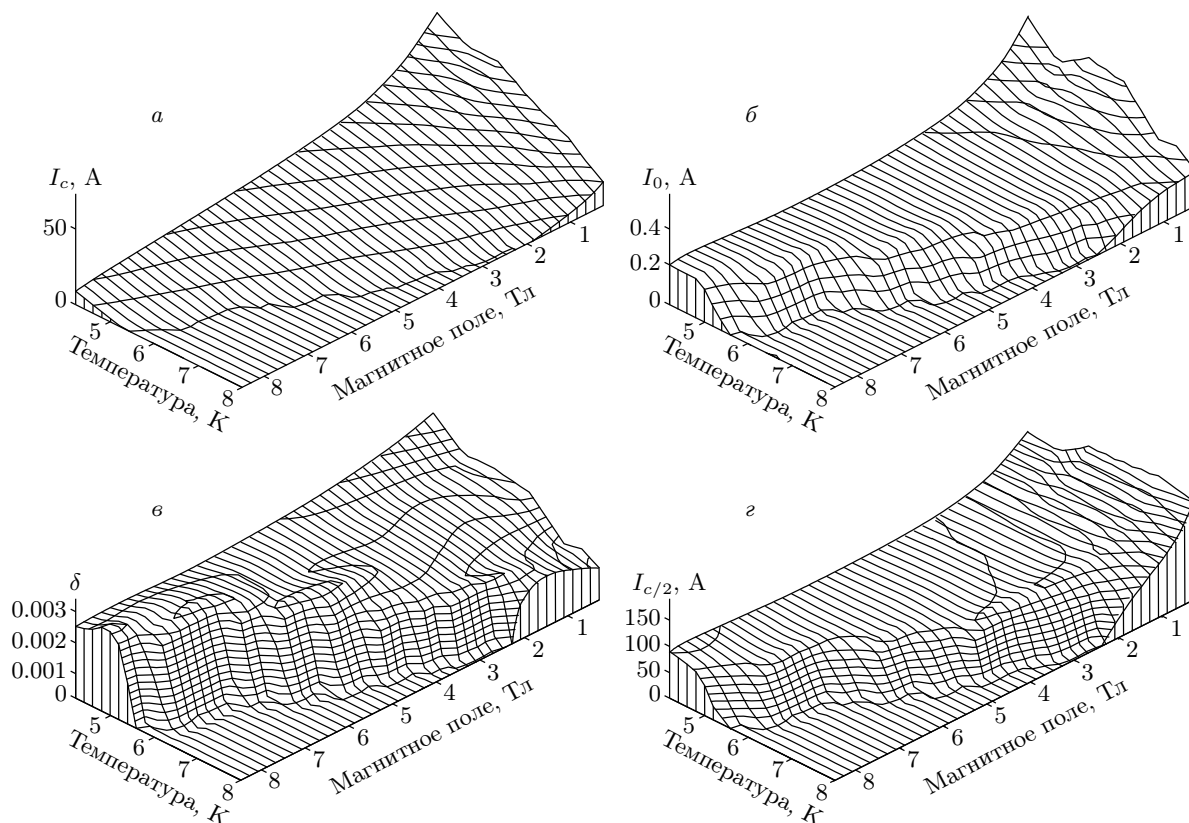


Рис. 7. Характеристики токового перехода ниобий-титановой проволоки диаметром 120 мкм в зависимости от температуры и магнитного поля (по данным работы [40]): *a* — критический ток, определенный на уровне электрического поля 1.0 мкВ/см, *б* — обратная величина инкремента вольт-амперной характеристики, *в* — относительная дисперсия критических характеристик проволоки, *г* — расчетный критический ток $I_{c/2}$, соответствующий достижению половины нормального сопротивления при нулевых значениях температуры и индукции, см. выражение (5)

нородности одновременно и пропорционально уширяются переходы по температуре, полю и току. Осознать причины такой связи между переходами помогает представление о критическом слое [14] (рис. 9), являющееся обобщением часто используемого представления о критической поверхности. Критической поверхностью называют поверхность, разделяющую нормальное и сверхпроводящее состояния в координатах $\{T, B, j\}$ при допущении, что соответствующие переходы происходят скачком. В материале с размытым переходом критический ток становится условной величиной, соответствующей некоторому условно выбранному критерию, например, эффективному сопротивлению равному 10^{-12} Ом · м. Этому критерию может соответствовать своя «критическая поверхность». Выбрав другой критерий, найдем другую, не пересекающуюся с первой поверхность. Таким образом, сверхпроводящее и нормальное состояния отделены друг от друга переходным

слоем, каждой точке которого соответствует определенное эффективное сопротивление, а точки с равным эффективным сопротивлением образуют непрерывающиеся поверхности. Перемещения в направлении любой из трех координат между близлежащими критическими поверхностями связаны очевидными соотношениями:

$$\Delta\rho_{eff} = \frac{\partial\rho_{eff}}{\partial T}\Delta T = \frac{\partial\rho_{eff}}{\partial B}\Delta B = \frac{\partial\rho_{eff}}{\partial j}\Delta j. \quad (5)$$

Это соотношение наглядно показывает, что переход одновременно размывается по температуре, полю и току с одной и той же относительной дисперсией. Возможно ли каким-либо образом избавиться от статистического уширения перехода? Если использовать монокристалл с достаточно крутыми полевыми и температурными переходами и каким-либо способом создать в нем однородно распределенные одинаковые центры пиннинга, то, может быть, он и будет образцом, на котором можно изучать физические

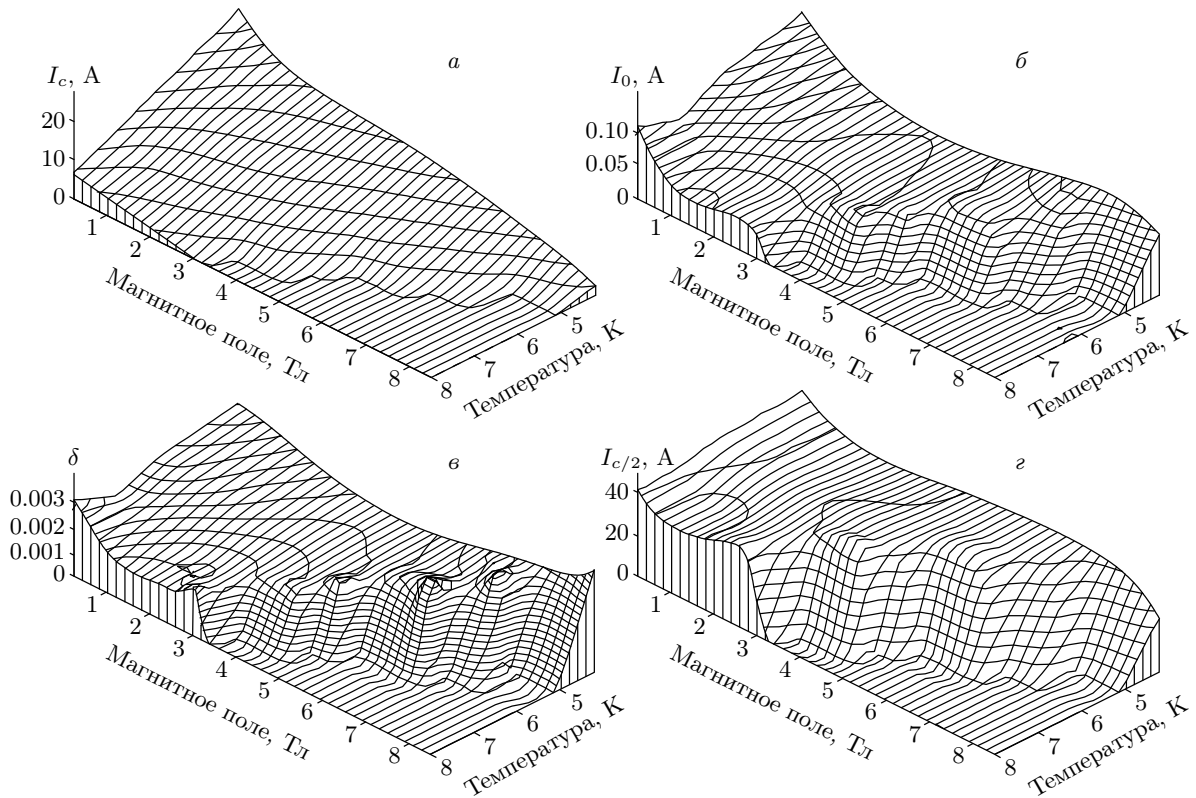


Рис. 8. Характеристики токового перехода ниобий-циркониевой проволоки диаметром 80 мкм в зависимости от температуры и магнитного поля (по данным работы [40]): *a* — критический ток, определенный на уровне электрического поля 1.0 мкВ/см, *b* — обратная величина инкремента вольт-амперной характеристики, *v* — относительная дисперсия критических характеристик проволоки, *z* — расчетный критический ток $I_{c/2}$, соответствующий достижению половины нормального сопротивления при нулевых значениях температуры и индукции, см. выражение (5)

причины уширения токового перехода. Но если глубина потенциальной ямы внесенных центров или их плотность имеет конечную дисперсию, то в той же степени окажутся размытыми температурный и полевой переходы и однородный прежде кристалл станет классическим неоднородным образцом.

Мы полагаем, что описанные результаты дают нам право использовать гипотезу о неоднородности реальных сверхпроводников для развития модели векторной электродинамики, имея в виду, что ее следствия можно будет проверить сравнением с большим числом экспериментальных наблюдений последнего времени. В то же время из сказанного выше видно, что обсуждаемая гипотеза требует пересмотра некоторых канонических представлений и методов анализа. Можно ожидать достаточно жесткой ее конкуренции с устоявшимися мнениями. Мы полагаем, что конкурировать ей предстоит, скорее, с другой гипотезой, чем с твердо установленными фактами, поэтому мы сочли необходимым изложить

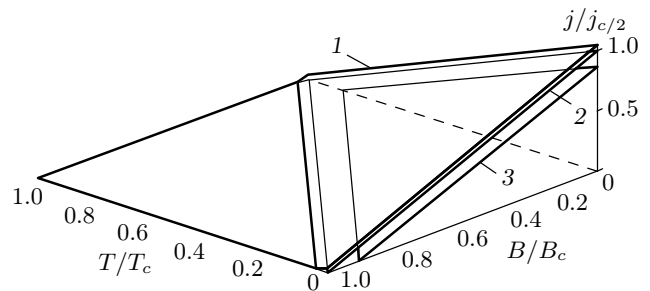


Рис. 9. К представлению о критическом слое. Критические поверхности, соответствующие эффективным сопротивлениям, составляющим 0.9 (1), 0.5 (2) и 10^{-6} (3) от нормального сопротивления при $\delta = 0.01$. Плоские критические поверхности параллельны друг другу. Положение линии $j = 0$ зависит от уровня эффективного сопротивления

в Приложении наше понимание состояния современной активационной модели.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставление результатов экспериментального исследования переходных характеристик ниобий-титановой проволоки с феноменологической моделью неоднородного сверхпроводника с сильным пиннингом продемонстрировало хорошее их согласие. Обобщенный сверхпроводящий переход удовлетворительно описывается экспоненциальной зависимостью эффективного сопротивления сверхпроводника от температуры, магнитной индукции и плотности тока. Всего две подгоночные константы, δ и $j_{c/2}$, нужны, чтобы описать температурный, полевой и токовый переходы в широкой области магнитных полей и температур. Для описания обобщенного перехода в малых магнитных полях, где собственное поле тока существенно влияет на направление суммарного вектора индукции, необходимо принимать во внимание тензорный характер пиннинга. На переходную характеристику вблизи критического значения магнитного поля оказывает влияние сокращение сверхпроводящего сечения проволоки из-за перехода в нормальное состояние части зерен при полях, существенно меньших поля B_{c2} , определенного при малом измерительном токе. Сохранение следов сопротивления при сколь угодно низких значениях температуры, индукции и при нулевом токе в выражении (1) обусловлено только неоднородностью сверхпроводящего материала.

Мы не склонны объявлять полученные результаты опровержением модели Андерсона, но кажется очевидной необходимость найти способ выделения эффектов тепловой активации на фоне другой, статистической, причины размытости вольт-амперных характеристик, для того чтобы оценки характеристик индивидуальных центров пиннинга можно было считать правдоподобными.

ПРИЛОЖЕНИЕ

О моделях термоактивационного крипа магнитного потока и квантового туннелирования

Модель тепловой активации движения вихрей была предложена П. Андерсоном в 1962 г. после ознакомления с экспериментальными результатами Кима с сотрудниками, наблюдавших логарифмическое затухание поля в ниобий-циркониевых цилиндрах, а также показавших, что вольт-амперные характеристики ниобий-циркониевой проволоки экспоненциальны. Возможно, если бы экспериментаторы

заметили, что их ом-амперные характеристики также экспоненциальны, модель оказалась бы другой. П. Андерсон увидел аналогию в движении вихрей в сверхпроводнике и движении дислокаций в напряженном металле [41], проявляющемся в температурном крипе металла, и предложил широко известное описание вольт-амперной характеристики сверхпроводника:

$$E \propto \exp\left(\frac{U_0 - pjB}{k_B T}\right). \quad (\text{П.1})$$

Идея тепловой активации движения вихрей в среде с потенциальным рельефом была привлекательна тем, что давала надежду объяснить обнаруженную к тому времени линейную зависимость критического тока от температуры. Выбранному условно критическому значению электрического поля E_c соответствует выражение

$$j_c = \frac{1}{pB} \left(U_0 - kT \ln \frac{E_c}{E_0} \right), \quad (\text{П.2})$$

описывающее убывание критического тока с ростом температуры и магнитного поля, как это и наблюдалось в эксперименте. Заодно был объяснен логарифмический характер затухания магнитного момента намагниченного сверхпроводника и предложенная ранее Кимом зависимость критического тока от поля вида

$$j_c = \alpha(T)/(H + B_0), \quad (\text{П.3})$$

где B_0 было введено, для того чтобы избежать расходимости критической плотности тока при снижении внешнего поля до нуля. Согласно работе [5] $B_0 = \Phi_B/d^2$, здесь Φ_B — магнитный поток связи вихрей, а d — ее диаметр. Модель тепловой активации была первой моделью, истолковывающей широкий круг экспериментов того времени, она предлагала изящную и наглядную физическую картину процесса движения магнитного потока в сверхпроводнике и лежала в русле современной физической моды, чем объясняется ее популярность в то время и включение ее во все монографии. Тем не менее с самого начала модель подвергалась критике, а экспериментальная проверка выявила серьезные противоречия, которые оказались бы фатальными для любой другой модели. Жизнь модели была продлена допущением произвольной зависимости входящих в модель констант от температуры, поля и тока, что положило начало весьма плодотворной ветви теории пиннинга, соотносящей эти зависимости с микроскопическими особенностями взаимодействия вихрей с захватывающими их потенциальными ямами, обещав возможность истолковать в рамках модели

любой экспериментальный результат. Мы полагаем знаменательным, что сам автор модели в весьма подробном обзоре [42] упоминает эту, безусловно наиболее часто цитируемую, свою работу лишь в связи с обсуждаемой там идеей о движении вихрей под действием силы Лоренца и не говорит ни слова об активационной модели. Отсутствием в монографиях следов весьма бурной дискуссии, происходившей в шестидесятых-семидесятых годах прошлого столетия, мы объясняем ренессанс модели тепловой активации после открытия высокотемпературной сверхпроводимости. Возрождение модели связано со статьей Дью-Хьюза [43], в которой утверждалось, что если модель тепловой активации справедлива, при повышенных температурах в ВТСП ее следствия должны проявляться особенно ярко и должны повести к ограничению токонесущей способности новых материалов при повышенных температурах. Никаких новых аргументов в пользу условной части этого утверждения статья не содержит.

В этом Приложении мы постарались суммировать возражения против модели тепловой активации, как использованные ее противниками в давней дискуссии, так и некоторые другие, созревшие в последнее время.

1. Выражение (П.1) дискомфортно тем, что предсказывает конечную величину электрического поля при нулевой плотности тока. Длительное обсуждение этого парадокса было успокоено обнаружением того, что такая дифференциальная характеристика не приводит к парадоксу в интегральной характеристике, т. е. при пропускании по пластине тока I , перпендикулярного внешнему полю B_e , лежащему в плоскости пластины, величина напряжения V становится нулевой при нулевом токе. Вклады собственного магнитного поля тока в суммарное поле по разные стороны пластины противоположны по знаку, что и придает интегральной характеристике форму

$$V \propto \exp(\beta B_e) \operatorname{sh}(\alpha I).$$

Здесь α и β — множители, приводящие к безразмерному виду. Это простое наблюдение, конечно, не дает оснований для того, чтобы изменить дифференциальную характеристику и придать ей успокаивающий дискуссии вид [6]:

$$E = \nu_0 B l \exp\left(-\frac{U_0(T, B)}{k_B T}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{U_1(T, B)}{k_B T}\right). \quad (\text{П.4})$$

Отождествление интегральной и дифференциальной характеристик — распространенный источник недоразумений в теории пиннинга.

2. В выражении (П.4) U_0 — высота обусловленного пиннингом потенциального барьера, препятствующего движению отдельной связки вихрей, а $U_1 = jBV_c r_p$ — снижение высоты этого барьера вследствие действия силы Лоренца, V_c и r_p — не очень четко определенные величины, обеспечивающие нужную размерность потенциала: первой придается смысл объема связки вихрей, способного преодолеть барьер независимо от других связей, а второй — характерной длины, на которой изменяется потенциал пиннинга. В предэкспоненте ν_0 — частота колебаний связки в центре пиннинга, а l — длина, на которую связка перемещается при однократном скачке. Допускается, что любой из этих параметров может зависеть от магнитного поля и температуры, а редуцированный ток барьер может оказаться нелинейным по току [30, 44]. Более того, сделано допущение [17] о логарифмическом характере аргумента гиперболического синуса, что позволяет сохранить модель для объяснения степенной формы вольт-амперных характеристик сверхпроводников. Такое количество допущений и подгоночных параметров вообще снимает вопрос о возможности экспериментальной проверки модели. Тем не менее экспериментальным и теоретическим изучением отдельных параметров этой модели занято большое количество исследователей, см., например, [44].

3. Допустив зависимость U и U_1 от температуры, теория отказалась от главного первоначального результата модели — от объяснения линейного температурного хода критического тока. Конечно, с самого начала это объяснение было сомнительным, поскольку температура, при которой критический ток становится равным нулю, в выражении (П.2) никак не связана с критической температурой.

4. Существует весьма устойчивое мнение, что активационная модель надежно подтверждается логарифмическим законом затухания магнитного момента сверхпроводника. Неудобно напоминать, что эксперимент не может подтвердить теорию, в лучшем случае он ей не противоречит. Несложная электротехническая задача расчета диффузии магнитного потока в образце с заданной вольт-амперной характеристикой многократно описана в литературе с разной степенью детализации [5, 30, 46, 47]. Для получения логарифмической зависимости магнитного момента от времени достаточно, чтобы сопротивление образца быстро уменьшалось с уменьшением плотности тока, такая зависимость получена для материалов с экспоненциальной и степенной ВАХ. Принято считать, что этот тип экспериментов имеет преимущества перед прямым измерением ВАХ. Одно

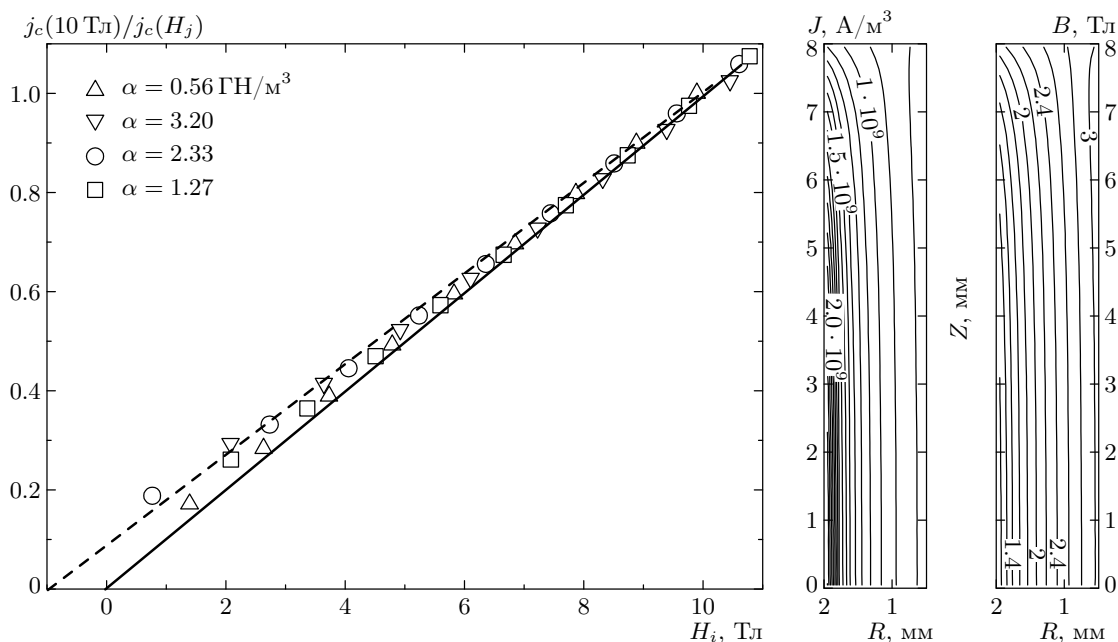


Рис. 10. Влияние конечной длины трубчатого образца и самосогласованного распределения индукции и плотности тока в его стенке на форму регистрируемой интегральной характеристики $J_c(H_i)$ (штриховая прямая) при дифференциальной характеристике вида $j_c(B) = \alpha/B$ (сплошная прямая). Справа изображены карты самосогласованных распределений плотности тока (A/m³) и индукции (Тл) в теле трубки

из них заключается в различии реализуемых уровней электрических полей, что дает в принципе возможность уточнить форму ВАХ при чувствительности, недоступной прямому измерению. Вторым кажущимся преимуществом является простота учета собственного поля тока при измерении магнитного момента в магнитном поле, параллельном оси цилиндрического образца, или магнитного поля внутри трубчатого образца. Это второе преимущество используют для определения B_0 . Из (П.3) следует, что обратная величина критической плотности тока линейно зависит от магнитного поля, а отрезок от точки пересечения этой зависимости с осью полей до нуля равен искомой величине. Линейную плотность тока при эксперименте с трубкой определяют по разности магнитных полей вне и внутри трубки [5, 45], полагая образец достаточно длинным, чтобы пользоваться этим соотношением. В этом допущении и кроется досадная погрешность. На рис. 10 приведены результаты расчетной имитации такого эксперимента. Мы воспользовались достаточно полными данными из работы [45], в которой свойства сульфидов молибдена исследовались в экспериментах с трубчатыми образцами длиной 16 мм, наружным диаметром 5 мм и толщиной стенки 2 мм. Для четырех образцов с известной максимальной силой пиннинга

мы нашли самосогласованные распределения плотности тока и индукции в стенке трубок методом, описанным в [1]. Важно то, что мы пользовались дифференциальной характеристикой вида (П.3), полагая $B_0 = 0$. Затем построили зависимость обратной величины разности полей вне и снаружи трубки от поля внутри трубки. Эти зависимости оказались линейными, но их наклон оказался меньше, чем у дифференциальной характеристики, и точки пересечения с осью полей оказались левее нуля. Масштаб эффекта совпадает с результатами определения B_0 , приведенными на рис. 4 из [45]. Этот результат подобен результату работы [39], в которой было показано, что зависимость $I_c(H_e)$ в области малых полей определяется собственным полем тока, и особенность в нуле дифференциальной зависимости $j_c(B) = \alpha/B$ не приводит к особенности интегральной характеристики в нулевом внешнем поле. Таким образом, само введение в обиход величины B_0 является одним из следствий ошибочного отождествления дифференциальной и интегральной характеристик.

5. Чтобы привести в соответствие с экспериментом температурную зависимость крутизны ВАХ [10], необходимо допустить, что $V_c r_p \sim T/(1 - T/T_c)$. Это кажется слишком большой

натяжкой.

6. Авторы монографии [9], вышедшей в 1972 г., отмечали, что единственное, по их мнению, достоинство активационной модели заключается в том, что она предсказывает экспоненциальную форму вольт-амперной характеристики. Оказалось, однако, что, с одной стороны, и неэкспоненциальные вольт-амперные характеристики можно уложить в активационную схему [17], а, с другой, экспоненциальную форму начальной части любого из сверхпроводящих переходов можно объяснить объемной неоднородностью сверхпроводника [15].

7. Несмотря на высокую устойчивость активационной модели к критике, «сверхпроводящее сообщество» оказывается иногда готовым признать ограниченность области ее применения. Так случилось, в частности, с моделью квантового туннелирования [45]. Скорость затухания поля

$$\frac{1}{H_i} \frac{dH_i}{d \ln(t/t_0)}$$

внутри трубки после выключения внешнего поля по канонической модели Андерсона [5] должна равняться

$$-\frac{4\pi w}{H_i(H_i + B_0)} \frac{k_B T}{d^4}.$$

Оказалось, что с понижением температуры эта скорость стремится к конечной, не нулевой величине. Если затухание поля обусловлено тепловыми флуктуациями, его не должно быть при нулевой температуре, поэтому гипотеза квантового туннелирования вихрей кажется вполне логичной. Однако, если принять во внимание, что в работе [5] $\Phi_B d^2$ соответствует произведению $V_c r_p$ в выражении (П.4), а оно тоже стремится к нулю при уменьшении температуры, то справедливость гипотезы уже не кажется безусловной. Мы, однако, остановимся на другом ее аспекте: неоднородность материала сохраняется при нулевой температуре, и эта причина затухания при нулевой температуре может конкурировать с гипотезой квантовой диффузии. Рассуждая о возможных причинах затухания, автор забраковал модель объемно-неоднородного сверхпроводника. Он полагал, что, во-первых, она навязывает линейную связь критического тока с полем, а в эксперименте автора эта связь была нелинейной. Во-вторых, предсказываемая этой моделью скорость затухания якобы определяется относительной степенью неоднородности материала, а в экспериментах автора у очень неоднородного образца скорость затухания была меньше, чем у более однородного. Первое основание ошибочно потому, что неоднородность не может изменить

связь между критическим током и полем, которая определяется не статистикой, а физическими причинами. В работе [14], на которую ссылается автор, линейная критическая поверхность была выбрана как простейшая для демонстрации связи между уширениями переходов по току, полю и температуре. (Линейная зависимость $j_c(H)$, обнаруженная в этой работе, требует физического объяснения и, скорее всего, не является универсальной.) Второе основание также ошибочно, поскольку даже из грубого выражения, записанного автором без вывода, следует, что скорость затухания определяется произведением относительной дисперсии на критический ток, а критический ток неоднородного образца был в пятьдесят раз ниже критического тока однородного образца. Чтобы разрешить это недоразумение окончательно, мы получим выражение для скорости затухания поля внутри толстой трубки из неоднородного сверхпроводника с линейной критической поверхностью. Этот вывод воспроизводит в основных чертах вывод аналогичной зависимости, сделанный в работе [30], в которой впервые было обнаружено, что наиболее просто решается задача диффузии электрического поля. Повторение расчета представляет, на наш взгляд, самостоятельный интерес, поскольку результат, совпадающий с экспериментальным наблюдением, будет получен без обращения к активационной модели. Для упрощения выражений решим эту задачу в безразмерном виде для потока, замороженного между двумя параллельными пластинами. Физически такая задача не отличается от реализуемой в эксперименте со сверхпроводящими трубками. Расположим пластины толщиной d параллельно плоскости xz так, чтобы поле было направлено по z . Экранирующие токи и электрические поля в одной из них направлены по x , а в другой против x . Примем во внимание, что входящие в задачу параметры могут зависеть лишь от времени и координаты y и запишем квазистационарную задачу в виде

$$\begin{aligned} \text{rot } b &= i, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} &= \frac{\partial b}{\partial \tau}, \\ \varepsilon &= i \exp \frac{-1 + \theta + |b| + |i|}{\delta}. \end{aligned} \tag{П.5}$$

Здесь $b = B/B_{c2}$, $\theta = T/T_c$, $i = j/j_{c2}$, $\varepsilon = E/\rho_n j_{c/2}$, $\xi = \mu_0 j_{c/2} y / B_{c2}$, $\tau = \rho_n j_{c/2} t / B_{c2}$. Допустим, что во время, предшествующее началу этого исследования, макроскопические токи в пластинах отсутствовали. В части пространства, включающего пластины, существовало однородное и достаточно большое магнитное поле b_e . После отключения источника поля

быстрый процесс перераспределения магнитного потока затронул всю толщину пластин и замораживаемое между ними поле b_i оказалось меньше начального значения b_e . Мы рассматриваем одну из пластин, и граничные условия имеют вид $b(0, \tau) = b_i(\tau)$, $b(\xi_0, \tau) = 0$ (ξ_0 — безразмерная толщина пластины). Следуя работе [30], диффузию электрического поля в пластине опишем уравнением с разделяющимися переменными:

$$\delta \frac{\partial \ln(\varepsilon)}{\partial \tau} = -\frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} - \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \xi^2}. \quad (\text{П.6})$$

Чтобы получить его, мы продифференцировали материальное уравнение (третье уравнение в (П.5)) по времени и заменили производные поля и тока на производные электрического поля по координате с помощью второго и первого уравнений (П.5). При этом мы учли, что модули поля и тока убывают, а также пренебрегли членом $\partial(\ln i)/\partial \tau$ по сравнению с $\delta^{-1}(\partial|b|/\partial \tau + \partial|i|/\partial \tau)$, что можно сделать для не слишком малых токов, т. е. не слишком больших времен. Заметим, что при больших временах это пренебрежение ведет к абсурдному результату: поля и токи не стремятся к нулю, а приобретают сколь угодно большие по абсолютной величине отрицательные значения. (Этот парадокс возникает при точном решении диффузионной задачи с дифференциальной характеристикой активационной модели (П.1) и непосредственно связан с конечностью электрического поля при нулевой плотности тока.) Однако для мыслимых времен эксперимента это пренебрежение корректно. Решение уравнения (П.6) получаем в виде

$$\varepsilon = \frac{\delta}{\lambda(\tau - \tau_0)} [C_2 - \exp(C_1 - \xi) - \lambda \xi], \quad (\text{П.7})$$

λ — произвольная константа, возникающая при разделении переменных, C_2 нам не потребуется. Ничто не мешает выбрать начало отсчета времени в точке $(\tau_0 - 1)$. Располагая этим решением, можно записать уравнение для магнитного поля (второе из уравнений (П.5)), граничные решения для которого нам известны:

$$\frac{\delta (\exp(C_1 - \xi) - \lambda)}{\lambda(\tau + 1)} = -\frac{\partial|b|}{\partial \tau}, \quad (\text{П.8})$$

отсюда

$$|b| = C_3(\xi) - \frac{\delta}{\lambda} [\exp(C_1 - \xi) - \lambda] \ln(\tau + 1). \quad (\text{П.9})$$

Отсутствию внешнего поля соответствует $C_3(\xi_0) = 0$ и $\lambda = \exp(C_1 - \xi_0)$. Величину $C_3(0)$ можем опреде-

лить приближенно из условия критического состояния пластины, т. е. близости к нулю показателя экспоненты в материальном уравнении:

$$i = \frac{\partial b}{\partial \xi} = 1 - \theta - b(\xi), \quad (\text{П.10})$$

$$C_3(0) = (1 - \theta) (1 - \exp(-\xi_0)), \quad (\text{П.11})$$

$$b_i(\tau) = [1 - \exp(-\xi_0)] \times \\ \times [1 - \theta - \delta \exp(\xi_0) \ln(\tau + 1)]. \quad (\text{П.12})$$

Аргумент логарифма отличен от нуля в начальный момент, что избавляет задачу от расходимости в этой точке. Заметим, что в работе [46] подобным выражением описывается процесс установления критического состояния, мы же решаем задачу для уже установившегося критического состояния, и у нас нет оснований связывать с этим процессом первоначально замедленный в логарифмическом масштабе темп изменения поля внутри трубки.

При достаточно больших временах ($\tau \gg 1$) измеряемая в эксперименте скорость затухания поля между пластинами, отнесенная к его начальной величине, в размерном виде выглядит следующим образом:

$$\nu(T) = \frac{1}{B_i(0)} \frac{\partial B_i}{\partial \ln(t)} = \frac{\delta \exp(\mu_0 dj_c/2/B_{c2})}{1 - T/T_c}. \quad (\text{П.13})$$

Это выражение качественно описывает результаты работы [45], включая конечную скорость затухания поля при нулевой температуре и ее линейный рост с температурой при $T \ll T_c$.

Из полученного результата следует, что гипотеза о квантовом туннелировании недостаточно обоснована, но нас в большей степени интересуют следствия, относящиеся к модели тепловой активации. Поскольку, как сказано выше, общественное мнение позволяет рассматривать константы модели как функции параметров состояния, не представляет труда подобрать такую их зависимость от температуры, чтобы скомпенсировать рост абсолютной величины показателя экспоненты с приближением температуры к нулю. Сам факт отличия $\nu(0)$ от нуля опровергает модель тепловой активации не в большей степени, чем многие другие факты. Однако то, что логарифмический закон затухания получен для случая вольт-амперной характеристики, отличной от (П.1), должен бы поколебать весьма распространенную точку зрения, что такой закон однозначно доказывает справедливость активационной модели. По-видимому, лишь накопление альтернативных

объяснений экспериментальных наблюдений, ныне истолковываемых в пользу этой весьма неудобной модели, может в конце концов заставить отказаться от нее. Статистическая модель переходных характеристик свободна от очевидных недостатков такого рода, но она, к сожалению, закрывает канал, интенсивно используемый в настоящее время для получения сведений о микроскопических взаимодействиях вихрей с точечными центрами пиннинга.

Вряд ли можно рассчитывать на быстрое признание радикальной точки зрения, что физически изящная гипотеза П. Андерсона с самого начала не имела отношения к действительности. Однако не видно разумных возражений против другой интерпретации сложившегося положения. Пусть процессы тепловой активации движения вихрей существенны. Но объемная неоднородность сверхпроводников с сильным пиннингом является безусловным фактом. Столь же безусловно влияние неоднородности на вид переходных характеристик. Следовательно, чтобы изучать активационные процессы, нужно научиться выделять обусловленную ими часть перехода на фоне грубой статистической его части. К сожалению, такие попытки нам неизвестны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Ю. Клименко, С. В. Шавкин, П. В. Волков, ЖЭТФ **112**, 1055 (1997).
2. Е. Ю. Клименко, С. В. Шавкин, П. В. Волков, ФММ **92**, 27 (2001).
3. Е. Ю. Клименко, М. С. Новиков, А. Н. Долгушин, ФММ **92**, 11 (2001).
4. A. Gurevich and V. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **83**, 3037 (1999).
5. P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
6. J. B. Ketterson and S. N. Song, *Superconductivity*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1994).
7. W. J. Carr, Jr., *AC Loss and Macroscopic Theory of Superconductors*, Gordon and Breach Sci. Publ. L. N-Y. P (1983).
8. J. Baixeras and G. Fournet, J. Phys. Chem. Sol. **28**, 1541 (1967).
9. A. M. Campbell and J. E. Yvetts, *Critical Currents in Superconductors*, Taylor and Francis Ltd., L. (1972) [пер.: А. Кемпбелл, Дж. Иветтс, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975)].
10. J. M. A. Wade, Phil. Mag. **24**, 339 (1971).
11. P. Jarvis and J. G. Park, Physica **55**, 386 (1971).
12. W. H. Warnes and D. C. Larbalestier, Cryogenics **26**, 643 (1986).
13. S. Takacs, Cryogenics **28**, 374 (1988).
14. G. L. Dorofeev, A. B. Imenitov, and E. Yu. Klimenko, Cryogenics **20**, 307 (1980).
15. E. Yu. Klimenko and A. E. Trenin, Cryogenics **23**, 527 (1983).
16. F. Voelker, Particle Accelerators **1**, 205 (1970).
17. E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, et al., Appl. Phys. Lett. **56**, 680 (1990).
18. E. Yu. Klimenko and A. E. Trenin, Cryogenics **25**, 27 (1985).
19. Ю. В. Бобков, Н. Г. Васильев, С. И. Застрожных и др., ФММ **59**, 756 (1985).
20. A. E. Pashitskii, A. Gurevich, A. A. Polyanskii et al., Science **275**, 367 (1997).
21. J. Albrecht, Ch. Jooss, R. Warthmann et al., Phys. Rev. B **57**, 10332 (1998).
22. B. Pietrass, Phys. Stat. Sol. A **60**, 441 (1980).
23. N. Kozlenkova, A. Shikov, V. Pantsyrnyi et al., Physica C **401**, 87 (2004).
24. И. М. Дмитренко, Н. А. Фогель, А. Г. Сидоренко, ФНТ **8**, 1153 (1982).
25. Г. Л. Дорофеев, А. Б. Именитов, Е. Ю. Клименко и др., «Сверхпроводимость в технике» Труды 2 Всесоюз. Конф. по техническому использованию сверхпроводимости, Ленинград, Т. 2 (1984), с. 51.
26. K. Hense, V. Vuller, R. Lackner et al., Physica C **401**, 214 (2004).
27. Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. Strnad, Phys. Rev. Lett. **9**, 306 (1962).
28. P. W. Anderson and Y. B. Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).
29. Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. Strnad, Rev. Mod. Phys. **36**, 43 (1964).
30. M. R. Beasley, R. Labusch, and W. W. Webb, Phys. Rev. **181**, 682 (1969).
31. Е. Ю. Клименко, Н. Н. Мартовецкий, С. И. Новиков, ДАН СССР **261**, 1350 (1981).
32. M. Polak, I. Hlasnik, and L. Krempassky, Cryogenics **13**, 702 (1973).

33. Р. Г. Минц, А. Л. Рахманов, *Неустойчивости в сверхпроводниках*, Наука, Москва (1984).
34. P. G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W. A. Benjamin, Inc. NY-Amsterdam (1966) [пер.: П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968)].
35. М. Тинкхам, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill Book Co (1975) [пер.: М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, Москва (1980)].
36. Y. B. Kim and M. J. Stephen, in *Superconductivity*, ed. by R. Parks and M. Dekker, New York, Vol. 2 (1969), p. 1107.
37. E. W. Collings, *Applied Superconductivity, Metallurgy, and Physics of Titanium Alloys*, Vol. 1, Plenum Press, New York, London (1989).
38. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
39. Е. Ю. Клименко, В. Г. Кон, в сб. «Сверхпроводимость», *Материалы конференции по техническому использованию сверхпроводимости, Алушта-75*, т. 4, Атомиздат (1977), с. 114.
40. Г. Л. Дорофеев, А. Б. Именитов, Е. Ю. Клименко, Препринт ИАЭ-2987, Москва (1978).
41. S. Glasstone, K. Laidler, H. Eyring, *The Theory of Rate Processes*, McGraw-Hill Book Co., Inc. (1941).
42. P. Anderson, in *Superconductivity*, ed. by R. Parks and M. Dekker, New York, Vol. 2 (1969), p. 1343.
43. D. Dew-Hughes, *Cryogenics* **28**, 674 (1988).
44. Y. Yeshurun, A. P. Malozemov, and A. Shavlov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
45. А. В. Митин, *ЖЭТФ* **93**, 590 (1987).
46. A. Gurevich and H. Kupfer, *Phys. Rev. B* **48**, 6477 (1993).
47. A. Gurevich and H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 178 (1994).