

ПРИРОДА

117049, Москва, Мароновский пер., д. 26
тел. : [095] 238-24-56; e-mail: byalko@landau.ac.ru

№ 3 - 1999 г.

Е.З. Мейлихов

Токи в ВТСП-керамиках: преодоление границ

© Природа

*Использование или распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции*



Образовательный сетевой выпуск
VIVOS VOCO! - ЗОВУ ЖИВЫХ!

<http://www.techno.ru/vivovoco>



Токи в ВТСП-керамиках: преодоление границ

Е.З.Мейлихов

Евгений Залманович Мейлихов, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Института молекулярной физики Российского научного центра «Курчатовский институт». Область научных интересов — физика твердого тела.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ огня как источника энергии ознаменовало начало человеческой цивилизации. С тех пор все ее развитие связано с открытием и освоением новых источников и видов энергии. Из всех форм энергии, используемых сегодня человечеством, самая распространенная и эффективная — безусловно, электрическая. Одно из важнейших преимуществ электричества — возможность передачи энергии на большие (зачастую измеряемые многими тысячами километров) расстояния от точки ее производства к месту потребления. При этом инженеры, естественно, стремятся проектировать и строить такие линии передач, в которых потери энергии были бы минимальны.

КАК СНИЗИТЬ ПОТЕРИ

Главный источник потерь при передаче электроэнергии по металлическим проводам (как это делается сегодня) — конечное сопротивление проводов, из-за которого часть энергии рассеивается в виде тепла. Для снижения потерь используют высокие напряжения (и, значит, — низкие токи), для чего сооружают высоковольтные линии передачи.

Отношение мощности потерь в линии к передаваемой по ней полезной мощности P (которая потребляется на конце линии) равно Pr/U^2 , где r — сопротивление проводов, U — напряжение на нагрузке. При фиксированных значениях мощности P и сопротивления r доля теряемой в проводах энергии тем меньше, чем выше напряжение U . Так, при повышении напряжения от 200 до 200 000 В потери энергии уменьшаются в миллион раз. Тем не менее при большой передаваемой мощности они и в этом случае остаются весьма значи-

тельными: двухпроводная высоковольтная линия длиной 100 км из медного провода диаметром 5 см обладает сопротивлением ~ 5 Ом, что при мощности 1000 МВт приводит к потерям порядка 5%.

Однако за эту выгоду приходится платить усложнением и удорожанием необходимого технического оборудования — преобразователей напряжения, мощных коммутаторов, самих высоковольтных линий и т.д. Кроме того, возможности повышения напряжения в линиях ограничены из-за потерь другого рода — утечки энергии за счет электрических разрядов, возникающих при достаточно высоких напряжениях. Все это приводит к тому, что реальные потери энергии составляют не менее 10%, а это для экономики промышленно развитых стран — колоссальные убытки.

В связи с этим естественно обратиться к другой возможности снижения потерь энергии в линиях передачи, а именно к уменьшению сопротивления проводов. Как известно, сопротивление провода заданной длины определяется его диаметром и удельным сопротивлением материала, из которого он изготовлен. К сожалению, простое увеличение диаметра провода экономически невыгодно: оно резко повышает расход металла. Кроме того, значительно возрастает вес проводов, а это усложняет (и, естественно, удорожает) поддерживающие эти провода системы.

Еще одна возможность — снижение удельного сопротивления металла. Обычно применяемые в электротехнике металлы медь и алюминий имеют при комнатной температуре удельные сопротивления $\approx 1.7 \cdot 10^{-6}$ Ом·см и $2.8 \cdot 10^{-6}$ Ом·см соответственно. Мень-

шим (да и то ненамного) сопротивлением обладает лишь дорогостоящее серебро — $1.6 \cdot 10^{-6}$ Ом·см. Таким образом, медь и алюминий — практически оптимальный выбор.

Наконец, остается последнее: уменьшить сопротивление металлических проводов за счет их охлаждения. Если бы таким способом удалось снизить сопротивление, скажем, в 10 раз, то потери энергии упали бы с 10 до 1%. Для этого, поскольку сопротивление металлов приблизительно линейно падает с понижением температуры, провода нужно охладить до температуры, в 10 раз более низкой, чем комнатная, — примерно до 30 К. Достичь столь глубокого охлаждения можно лишь с помощью так называемых криогенных жидкостей — жидкого водорода или жидкого гелия (температура кипения при атмосферном давлении 20 и 4.2 К соответственно). Первый из них образует взрывоопасную смесь с кислородом воздуха, а второй — очень дорог, так как мало распространен на Земле; кроме того, требуются большие затраты энергии на охлаждение. Поэтому оба варианта оказываются экономически нецелесообразными.

До последнего времени по тем же экономическим соображениям не проходила и еще более заманчивая идея: использовать для передачи электроэнергии сверхпроводящие провода. Дело в том, что металлы и металлические сплавы становятся сверхпроводниками (полностью теряют электрическое сопротивление) и могут в таком состоянии пропускать ток большой плотности, вплоть до некоторой (критической) величины j_c также лишь при очень низких температурах (см. табл.1).

Таблица 1

Температура T_c перехода в сверхпроводящее состояние и плотность j_c критического тока некоторых металлов и сплавов

Материал	Al	Pb	Sn	Zn	V_3Ga	Ni
T_c , К	1.18	7.2	3.7	0.85	14.6– 16.8	18 1
j_c , А/см ² при $T=4.2$ К	—	—	—	—	—	≈

НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ: ВОЗМОЖНОСТИ И ПРЕПЯТСТВИЯ

Ситуация резко изменилась в конце 1986 г., когда А. Мюллер и Дж. Беднорц открыли новый класс сверхпроводящих материалов — так называемые металлооксидные сверхпроводники, которые представляют собой окислы (точнее, смесь окислов) металлов. Наличие у них сверхпроводящих свойств на первый взгляд тем более удивительно, что в нормальном состоянии, т.е. при температуре выше T_c , подобные окислы довольно плохие проводники (их удельное сопротивление в 100—1000 раз выше сопротивления меди).

Впрочем, еще в начале 30-х годов было установлено, что сверхпроводниками при низких температурах становятся как раз те металлы, в которых подвижность свободных электронов сравнительно невелика. Металлы же с высокой проводимостью, например медь или серебро, не становятся сверхпроводниками ни при какой температуре. Позднее данная закономерность нашла свое объяснение в теории, согласно которой и снижение подвижности электронов в нормальном состоянии, и появление сверхпроводимости связаны с одним и тем же явлением — взаимодействием электронов с квантами колебаний кристаллической решетки — фононами. Правда, это не означает, что и в металлооксидах сверхпроводимость

обусловлена именно электрон-фононным взаимодействием. Общепринятой теории высокотемпературной сверхпроводимости пока еще нет.

Новые материалы получили название высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), поскольку температуры их перехода в сверхпроводящее состояние на порядок выше, чем для «старых» материалов (см. табл.2).

Революционный характер открытия высокотемпературной сверхпроводимости в том, что оно показало путь к созданию сверхпроводящих проводов, работающих при таких температурах, которые можно получить с помощью жидкого азота — безопасной и дешевой криогенной жидкости (температура кипения при атмосферном давлении 77 К).

Однако до практического использования ВТСП-материалов еще далеко: нужно научиться производить из них длинные провода, имеющие достаточно большой критический ток. (Напомним, что критический ток — максимальный ток, протекание которого не вызывает рассеяния энергии в сверхпроводнике.) Чтобы понять, насколько сложна эта проблема, следует хотя бы кратко описать технологию получения ВТСП-материалов и проводов на их основе.

Высокотемпературные сверхпроводники изготавливаются по так называемой керамической технологии, с помощью которой люди еще в древние времена создавали изделия из глины. Последняя представляет собой мелкодисперсную смесь различных минералов. Древний гончар лепил (по-научному — прессовал) из этой смеси посуду, а затем обжигал ее на воздухе при высокой (~1000°C) температуре. Таким образом и получалась керамика. Практически та же технология используется и при изготовлении ВТСП-керамик: составляется смесь из исходных металлических окислов (например, окислов BaO, Y₂O₃ и CuO для ВТСП-керамики YBa₂Cu₃O₇), затем тщательно перетирается и перемешивается, после чего из полученной «пудры» прессуется образец, который и подвергается обжигу на воздухе (или в кислороде) при температуре 1000°C. В

Таблица 2
Температура T_c перехода в сверхпроводящее состояние некоторых высокотемпературных металлооксидных сверхпроводников

Материал	T_c , К
La _{1,85} Sr _{0,15} CuO ₄	37
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	92
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	100
Tl ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	125
HgSr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₇	135

результате получается керамический образец — поликристалл, который состоит из отдельных монокристаллических сверхпроводящих гранул — кристаллитов (с характерным размером 1—10 мкм), ориентированных случайным образом друг относительно друга. «Слабое место» всех спеченных образцов — контакты между гранулами; именно они определяют величину критического тока такого материала. В первых образцах критическая плотность составляла всего 100—1000 А/см² (в тысячу раз меньше, чем в «старых» сверхпроводниках!).

При производстве длинных проводов технология несколько модифицируется. Наиболее распространенный сегодня способ изготовления проводов на основе висмутовой керамики BiPbSrCaCuO , названный «порошок в трубе», состоит в следующем. Исходная композиция соответствующих окислов (или нитратов) несколько раз обжигается (с размолом после каждого обжига) и в виде порошка набивается в трубку из серебра (с толщиной стенок ~1 мм и диаметром ~5 мм). Трубка протягивается в провод диаметром 1 мм, а затем прокатывается в ленту прямоугольного сечения 3×0.1 мм². Наконец, эту «сырую» ленту отжигают и прессуют в горячем состоянии. Описанная механическая обработка приводит к тому, что ориентация и форма монокристаллических сверхпроводящих гранул, из которых состоит материал, уже не случайны — большая их часть (~90%) представляет собой тонкие пластинки размером ~ 10×10 мкм², расположенные почти параллельно плос-

кости ленты. Такой материал называют текстурированным.

ПОЧЕМУ СТОЛЬ ВАЖНЫ ГРАНИЦЫ

Чтобы получать керамические сверхпроводники с большим критическим током, необходимо понять причину его снижения на межкристаллитных границах и найти способ свести на нет их негативное влияние (или хотя бы существенно ослабить). Эксперименты показывают: в «хорошей» (со сравнительно высоким критическим током) керамике межгранульные границы также являются «хорошими». Это означает, что они прямолинейны, почти не содержат примесей и дефектов и, таким образом, весьма близки к «идеальной» границе между двумя, повернутыми друг относительно друга, совершенными кристаллами. Соответствующий угол поворота θ называют углом разориентации.

Существует два основных типа границ: граница кручения и граница наклона. В первом случае один кристаллит повернут относительно другого на угол θ вокруг нормали к плоскости границы, во втором — вокруг оси, лежащей в плоскости границы (рис.1). В общем случае имеет место комбинация таких поворотов.

ВТСП-керамика всегда содержит множество различных (по типам, размерам и углам разориентации) межгранульных границ, что сильно затрудняет изучение свойств отдельных границ. Поэтому исследователи научились со-

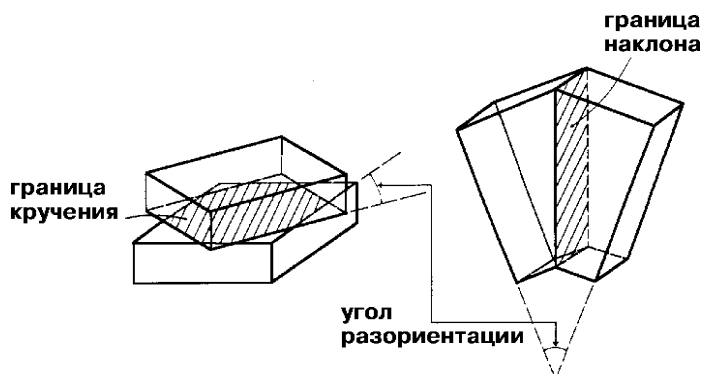


Рис. 1. Схематическое представление границ кручения и наклона между кристаллитами. Плоскости границ заштрихованы.

здавать искусственные одиночные границы между ВТСП-кристаллитами, наноя пленку из ВТСП-материала на «бикристаллическую» диэлектрическую подложку. Последняя представляет собой искусственно выращенную пластину из двух сросшихся между собой диэлектрических кристаллов, угол разориентации которых выбирается заранее. Кристаллографическая ориентация растущей пленки подстраивается под ориентацию подложки, так что получающаяся ВТСП-пленка имеет межгранульную границу (обычно — границу наклона) с заданным углом разориентации θ . С помощью набора подобных бикристаллических ВТСП-пленок с различными значениями угла θ удалось показать, что основной фактор, определяющий критический ток межгранульной границы, — именно угол разориентации. На рис.2 приведены соответствующие результаты для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -пленок: экспериментальные данные Дж.Манхарта¹ и расчет автора. Несмотря на довольно существенный разброс данных, основная тенденция прослеживается вполне четко: критический ток i_c межгранульного перехода быстро (для углов $\theta \leq 25^\circ$ — приблизительно экспоненциально) падает с ростом θ .

Какова же причина такого быстрого спада межгранульного критического тока? Это связано, конечно, с ухудшением сверхпроводящих свойств материала в приграничных областях контактирующих кристаллитов — вблизи границы он представляет собой либо сверхпроводник с меньшей, чем в объеме, критической температурой, либо вообще теряет сверхпроводящие свойства, превращаясь в нормальный металл (или даже диэлектрик). Получающаяся система — два сверхпроводящих кристалла, разделенные тонкой несверхпроводящей прослойкой, — известна как джозефсоновский переход. Установлено, что через такой переход благодаря туннельному эффекту может протекать вполне измеримый сверхпроводящий ток, критическая величина которого быстро (эк-

споненциально) падает с ростом толщины несверхпроводящей прослойки.

До открытия Б.Джозефсона было распространено мнение, что протекание сверхпроводящего тока через барьер из несверхпроводящего материала (туннельное «просачивание» электронных пар, являющихся в этом случае носителями заряда) практически невозможно. В пользу такого утверждения приводились следующие аргументы.

Энергетический барьер — это область пространства, в которой потенциальная энергия частицы больше ее полной энергии, поэтому туда она (согласно классическим воззрениям) попасть не может. Однако волновая природа частиц позволяет им (хотя и не очень глубоко) проникать в запрещенную область.

Волновые свойства частицы с массой m характеризуются дебройлевской длиной волны $\lambda_B = h/mv$, где h — постоянная Планка, v — скорость частицы. В нормальном металле масса электрона проводимости практически такая же, как у свободного электрона $m_0 \approx 10^{-27}$ г, а средняя тепловая скорость составляет $v \sim 10^8$ см/с, поэтому $\lambda_B \sim 10^{-7}$ см. Таким образом, через барьер толщиной $d \sim 10^{-6}$ см электрон пройдет с вероятностью $\exp(-d/\lambda_B) \sim e^{-10} \sim 10^{-4}$. Эта вероятность мала, но поскольку число электронов проводимости в металле ве-

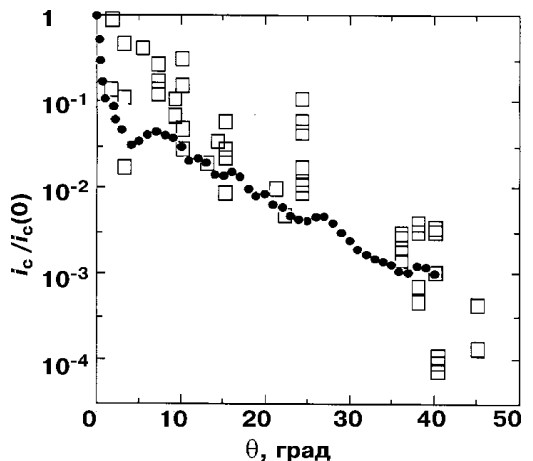


Рис.2. Зависимость критического тока бикристаллических YBaCuO -пленок от угла разориентации кристаллитов. \square — эксперимент, \bullet — расчет по модели случайно расположенных дислокаций.

¹ Mannhart J. // J. Superconductivity. 1990. V.3. P.281.

лико, туннельный ток из одного нормального металла в другой становится вполне измеримым. Это — так называемое одночастичное туннелирование, в названии которого отражено то обстоятельство, что электроны туннелируют сквозь барьер поодиночке.

Если же электроны будут туннелировать парами, масса туннелирующей «частицы» станет вдвое больше: $m \approx 2m_0$, что радикально меняет ситуацию с просачиванием. Уменьшение вдвое дебройлевской длины волны приведет к подавлению вероятности туннелирования ($\exp(-d/\lambda_B) \sim 10^{-8}$) в 10 тыс. раз и сделает наблюдение процесса туннелирования электронных пар невозможным.

Ошибочность приведенного рассуждения — в предположении, что волновые свойства пары сверхпроводящих электронов характеризуются дебройлевской длиной волны с заменой массы на удвоенную. Однако в построенной незадолго до открытия эффекта Джозефсона теории сверхпроводимости (теория Бардина, Купера, Шриффера) было показано, что все электроны сверхпроводника находятся в одном когерентном состоянии (при $T=0$) и аналогом дебройлевской длины волны электронной пары служит иная величина — длина когерентности ξ , характеризующая среднее расстояние между электронами в такой паре. Для низкотемпературных сверхпроводников $\xi \sim 10^{-6} - 10^{-5}$ см, и потому вероятность туннелирования пар на самом деле достаточно велика. В высокотемпературных сверхпроводниках длина когерентности меньше ($\xi \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ см), но все же легко позволяет наблюдать джозефсоновский туннельный ток электронных пар через барьеры толщиной $d \sim (1 - 10)\xi$.

НЕТ ГРАНИЦ БЕЗ НАПРЯЖЕНИЙ

С чем же связано подавление сверхпроводимости материала вблизи межгранульной границы? Для ответа на этот вопрос надо знать, как происходит «внезапный» поворот атомных кристаллических плоскостей (например, на границе наклона) при переходе от одно-

го кристаллита к другому. Известно, что это достигается путем добавления параллельных границ и оканчивающихся на ней кристаллических полуплоскостей (см. рис.3). Кромки этих дополнительных полуплоскостей — не что иное, как краевые дислокации. Кристалл вблизи такой дислокации находится в напряженном состоянии: там, где имеется лишняя полуплоскость, он сжат, а там, где ее нет, — растянут. Поле напряжений, возникающее вокруг одиночной краевой дислокации, также показано на рис.3.

Краевая дислокация создает вокруг себя сложное поле механических напряжений: кроме напряжений сжатия и растяжения в направлениях, перпендикулярных дислокации, возникают также касательные напряжения. Наиболее интенсивны те, что направлены вдоль нормали к «лишней» плоскости. Все напряжения максимальны вблизи дислокации, а вдали от нее спадают обратно пропорционально расстоянию.

Таким образом, на границе между гранулами возникает «стенка» краевых дислокаций, создающих некое суммарное поле напряжений. Поэтому граница представляет собой не двумерную плоскость, а объемный слой конечной толщины, в котором материал контактирующих гранул находится в сильно напряженном состоянии. Естественно предположить, что сильные механические напряжения, сопровождающиеся существенной деформацией кристаллической решетки, могут приводить к подавлению сверхпроводимости. Тогда на границе образуется джозефсоновский переход, свойства которого зависят от суммарного напряжения краевых дислокаций. Толщину несверхпроводящего слоя в таком переходе можно оценить, полагая для простоты, что сверхпроводимость полностью подавляется, когда напряжение σ достигает некоторой критической величины σ_c , а те области, в которых $\sigma < \sigma_c$, остаются сверхпроводящими. Есть основания считать, что $\sigma_c \sim 0.01E$, где E — модуль Юнга².

² Chisholm M.F., Pennycook S.J. // Nature. 1991. V.351. P.47.

Существует эмпирическое правило «трех единиц»: на расстоянии 1 мкм от дислокации напряжение составляет приблизительно 1 кбар и приводит к смещению температуры фазового перехода (любой природы) примерно на 1 градус. Для $E \sim 10^3$ кбар напряжение становится меньше критического $\sigma_c = 0.01E \sim 10$ кбар только на расстояниях более 0.1 мкм от дислокации, что совсем не мало, поскольку в ВТСП $\xi_{\max} \sim 0.01$ мкм. К счастью, толщина несверхпроводящей прослойки, создаваемой вблизи границы наклона, существенно меньше из-за взаимной компенсации напряжений разного знака (см. ниже).

Плотность краевых дислокаций на границе наклона тем выше, чем больше угол разориентации: расстояние между соседними дислокациями $D \approx a/\theta$, где a — постоянная решетки. Поэтому с ростом угла среднее (вдоль границы) суммарное напряжение дислокаций сначала растет (это следует хотя бы из того, что $\sigma=0$ при $\theta=0$), а затем падает, так как напряжения сжатия и растяжения, создаваемые отдельными дислокациями, все более компенсируют друг друга. В последнем случае толщина несверхпроводящей прослойки на границе умень-

шается, а значит, критический ток межгранулярного джозефсоновского перехода возрастает. Этот качественный вывод полностью подтверждается точным расчетом. Однако такой результат находится в явном противоречии с экспериментом (см. рис.2), который демонстрирует лишь быстрое уменьшение критического тока с ростом угла θ .

Означает ли это, что описанная дислокационная модель межгранулярных границ ВТСП-керамик неверна? Или только то, что в модели не учтено что-то существенное? Оказывается, дислокационную модель можно (и нужно!) «исправить». Для этого надо обратить внимание на следующее обстоятельство. Эффективная компенсация напряжений в системе краевых дислокаций на границе достигается лишь тогда, когда система регулярна, т.е. дислокации располагаются на равных расстояниях друг от друга. На самом же деле такой регулярности нет. Самая простая причина этого — несоизмеримость периода D системы дислокаций и постоянной решетки a . Ясно, что она порождает случайные смещения дислокаций относительно их «идеальных» регулярных положений на величину порядка a .

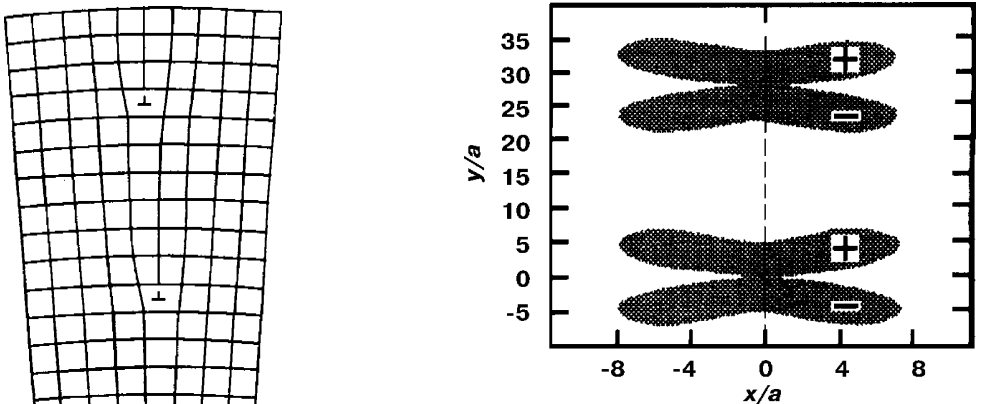


Рис.3. Краевые дислокации (\perp) на границе наклона (слева); стрелка (вдоль оси y) указывает положение плоскости границы. Поле напряжений вокруг краевых дислокаций на границе наклона с $\theta=2^\circ$ (справа); заштрихованы области, в которых $\sigma > \sigma_c$ (+ — сжатие, — — растяжение). Расстояния нормированы на постоянную решетки a .

Еще одна из возможных причин хаотизации в расположении дислокаций на границе — тепловые флуктуации. Дислокации при конечной температуре перестают быть прямолинейными и колеблются подобно упругим струнам. Согласно оценке, в области азотных температур амплитуда таких колебаний также $\sim a$.

Итак, при расчете создаваемого дислокациями суммарного напряжения надо внести в их расположение элемента случайности. Результаты такого расчета показывают³, что компенсация напряжений отдельных дислокаций становится гораздо менее эффективной и толщина несверхпроводящей прослойки монотонно увеличивается с ростом угла разориентации (в согласии с экспериментом).

Если известно суммарное напряжение дислокаций в каждой точке приграничной области, то расчет межгранулярного критического тока можно выполнить следующим образом. Проведя нормаль к границе в произвольной ее точке, отметим на ней отрезок по обе стороны границы, внутри которого $\sigma > \sigma_c$. Длина этого отрезка и будет определять локальную (относящуюся к выбранной точке) толщину несверхпроводящей межгранулярной прослойки, а значит, и локальный критический ток джозефсоновского перехода. В рассматриваемом случае он случайным образом меняется от точки к точке. Суммируя эти локальные токи, можно найти и полный критический ток i_c межгранулярного джозефсоновского перехода. Результат такого расчета показан на рис.2 и демонстрирует вполне разумное согласие с экспериментом.

УСРЕДНЯЕМ ПО ОРИЕНТАЦИЯМ ГРАНИЦ

Итак, мы научились описывать свойства отдельных межгранулярных границ. Нас же интересуют усредненные свойства сверхпроводящей керамики, содержащей множество границ с раз-

личными углами разориентации θ . Поэтому необходимо оценить, как часто встречаются в реальных керамиках границы с определенным значением θ , так как это позволит понять, насколько часто мы имеем дело с данным значением критического тока i_c . Наконец, зная распределение межгранулярных критических токов i_c , можно будет найти среднюю плотность критического тока керамики.

Обратимся сначала к первой из упомянутых проблем. Известны ее практическое и теоретическое решения. Во-первых, можно с помощью электронного микроскопа изучить большое число межгранулярных границ в реальной ВТСП-керамике и найти их распределение по углам разориентации. Достаточно часто оно оказывается экспоненциальным⁴ (см. рис.4). Во-вторых, можно с помощью компьютера «поиграть в кубики». В текстурированной керамике определенные кристаллографические оси всех гранул практически совпадают по направлению, так что разориентация соседних гранул соответствует их вращению в плоскости. Компьютер решает двумерную задачу: «склеивает» две плоские гранулы под произвольным, но не превышающим определенного значения, углом, затем «приклеивает» к ним также под произвольным углом третью гранулу и т.д. Единственное требование (которое оказывается достаточно жестким): гранулы должны заполнять плоскость без «дыр». Получив таким образом керамику из большого числа гранул, можно затем найти и распределение получившихся углов θ . И этот метод также приводит к экспоненциальному распределению⁵.

Наконец, мы можем перейти к последнему этапу нашего рассмотрения — к вычислению средней плотности критического тока керамики. Для того чтобы описать, как это делается, необходимо сказать несколько слов о теории протек-

³ Мейлихов Е.З. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1996. Т.110. С.1453.

⁴ Cai Z.X., Welch D.O. // Phys. Rev. 1992. V.B45. P.2385.

⁵ Goyal A., Specht E.D., Kroeger D.M., Mason T.A. // Appl. Phys. Lett. 1996. V.68. P.711.

кания, или, как часто говорят, — перколяции. Представим себе, что мы измеряем полную проводимость прямоугольного куска металлической сетки (для простоты — с квадратной ячейкой), прикладывая напряжение к его противоположным сторонам. Начнем постепенно удалять (например, разрезать) проводочки, соединяющие соседние узлы сетки. Ясно, что с уменьшением доли p целых проводочков (связей) полная проводимость будет падать и в конце концов обратится в нуль. Это произойдет тогда, когда доля целых связей достигнет некоторого критического значения p_c и в испорченной сетке не останется ни одного «пути», соединяющего ее противоположные стороны. Теория протекания⁶ позволяет найти критическое значение p_c (так называемый порог протекания) и зависимость полной проводимости сетки Σ от доли целых связей вблизи порога протекания: $\Sigma \sim (p - p_c)^t$, где t — так называемый критический индекс.

Для двумерной системы с квадратной ячейкой $p_c = 1/2$, $t \approx 1.15$. Вообще говоря, p_c зависит от размерности и топологии системы (например, для двумерной треугольной решетки $p_c \approx 0.35$, для трехмерной кубической решетки $p_c \approx 0.25$), а t — универсальный индекс, зависящий только от размерности системы.

Сверхпроводящая керамика очень похожа на перколяционную систему: роль решеточных связей в ней играют межгранульные контакты, которые в зависимости от величины протекающего по керамике тока могут быть в двух различных состояниях. В первом из них такой контакт является сверхпроводящим (для этого необходимо, чтобы ток через него не превышал i_c), а во втором обладает достаточно высоким сопротивлением. Такие состояния соответствуют целым и разорванным связям в теории протекания, что и позволяет пользоваться результатами этой теории для определения критического тока керамики⁷.

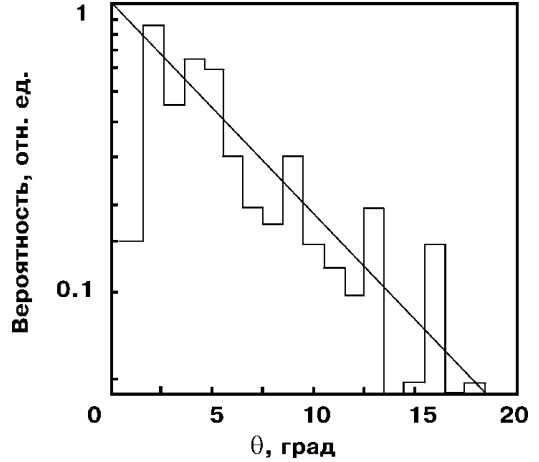


Рис.4. Распределение межгранульных границ наклона в $YBa_2Cu_3O_7$ -керамике по углам разориентации (данные электронно-микроскопического исследования).

Для этого нужно вместо доли p целых связей ввести функцию распределения $P(i)$, задающую долю контактов с критическими токами выше некоторой величины i . Эту функцию легко найти, если знать вероятность $f(i_c)\delta i_c$ того, что критический ток наугад выбранного контакта отличается от i_c не более, чем на δi_c . Исходя из того, что распределение межгранульных углов разориентации — экспоненциально (то есть углы, близкие к θ , встречаются с вероятностью, пропорциональной $\exp(-\theta/\langle\theta\rangle)$, где $\langle\theta\rangle$ — средний угол разориентации), а зависимость критического тока межгранульного контакта i_c от θ — тоже экспоненциальна (то есть $i_c \sim \exp(-\theta/\theta_j)$, где θ_j — некоторый параметр, характерный для данного материала), можно найти, что $f(i_c) \sim i_c^{-n}$, где $n = \theta_j/\langle\theta\rangle - 1$, $n \sim 1$. Степенной характер функции $f(i_c)$ приводит к тому, что и вольт-амперная характеристика керамики при токах выше критического также степенная: $E \sim j^{n+1}$ (E, j — напряженность электрического поля и плотность электрического тока в керамике).

ЧТО ДАЛЬШЕ?

Итак, дислокационная теория межгранульных контактов сверхпроводящих

⁶ Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979.

⁷ Мейлихов Е.З. // Успехи физ. наук. 1993. Т.163. С.27.

керамик позволяет вычислять среднюю плотность их критического тока. До сих пор мы рассматривали ситуацию без магнитного поля. На практике же чаще всего на систему воздействует магнитное поле (внешнее или создаваемое протекающим по системе током). Описанные методы позволяют решить проблему и в этом случае. Зная, как «откликается» на магнитное поле отдельный межгранульный контакт, можно понять, как будет реагировать керамика в целом, и найти (очень важную для практики) зависимость ее среднего критического тока от поля. Оказывается, что зависимость может иметь ряд особенностей, связанных с конкретным «устройством» межгранульных контактов. Однако рассмотрение этого круга вопросов уже невозможно без использования достаточно сложных формул.

Мы не коснулись также важного вопроса: каков все же механизм подав-

ления высокотемпературной сверхпроводимости в местах, подверженных сильным напряжениям? Окончательного ответа на него еще нет. Одна из гипотез состоит в том, что в таких местах материал обеднен кислородом, а это, как известно, приводит к понижению критической температуры ВТСП.

Итогом все возрастающего понимания физических механизмов, определяющих токнесущую способность ВТСП-керамик, явилось достигнутое к настоящему времени более чем стократное (по сравнению с 1987 г.) увеличение плотности критического тока материалов этого типа. Для ВТСП-провода на основе BiPbSrCaCuO $j_c \approx 50\,000 \text{ А/см}^2$ при $T=77 \text{ К}$.

Таким образом, изложенные представления помогают сознательно выбирать и совершенствовать технологии производства керамических ВТСП-материалов, приближая тем самым время их широкого внедрения в практику.

КОРОТКО

Министерство энергетики США намеревается использовать силовую кабель на основе высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) керамики для замены стандартного медного кабеля на уча-

стке промышленной энергосети длиной 130 м в районе г.Детройта¹. Многожильный кабель, рассчитанный на напряжение 24 кВ, будет изготовлен компанией «Pirelli Cables and Systems». Стоимость проекта 5.5 млн долл. США.

Начиная с открытия ВТСП в 1987 г. надежды на ее практическое применение

наталкивались на проблемы, связанные с хрупкостью и дороговизной керамики. На помощь индустрии в освоении этого нового перспективного материала министерство планирует затратить в 1999 г. 32.5 млн долл.

Nature. 1998. V.395. № 6692. P.733 (Великобритания).

¹ См. также: Мейлихов Е.З. Токи в ВТСП-керамиках: преодоление границ // Природа. 1999. № 3. С.49—58.