

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВТСП-КЕРАМИК
И ИХ КРИТИЧЕСКИЙ ТОК И ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА***Е.З. Мейлихов*

(Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва)

*(Статья поступила 16.11.92 г., после доработки 27.12.92 г.)***СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение (27).
 2. Морфологические и структурные особенности ВТСП-керамик (28). 2.1. Гранулы и межгранульные контакты. 2.2. Плоскости двойникования.
 3. Свойства отдельных межгранульных контактов (31).
 4. Расчет критического тока ВТСП-керамик (перколяционная модель) (36). 4.1. Аналитические методы. 4.2. Численные методы.
 5. Расчет критического тока ВТСП-керамик (модель джозефсоновской решетки) (39).
 6. Влияние различных факторов на критический ток ВТСП-керамик (41). 6.1. Магнитополевая зависимость критического тока. 6.2. Температурная зависимость критического тока. 6.3. Зависимость критического тока от давления (всестороннее и одноосное сжатие).
 7. Расчет вольтамперной характеристики ВТСП-керамик (перколяционная модель) (47). 7.1. Аналитические методы. 7.2. Численные методы.
 8. Влияние внешних факторов на вольтамперную характеристику ВТСП-керамик (50). 8.1. Магнитополевые и температурные зависимости ВАХ. 8.2. Зависимость ВАХ от давления (всестороннее и одноосное сжатие).
 9. Заключение (52).
- Список литературы (53).

1. Введение. Использование высокотемпературной сверхпроводящей керамики — единственный способ сделать практически возможными многие технические приложения высокотемпературной сверхпроводимости. Одно из основных препятствий на пути реализации этих возможностей — малые (даже в нулевом магнитном поле) критические токи ВТСП-керамик, которые отличаются от критического тока кристаллов в 10—1000 раз (в зависимости от способа получения керамик) и быстро падают с ростом магнитного поля. Из того факта, что единственным принципиальным отличием ВТСП-керамик от ВТСП-кристаллов является присущая им макрогранулярная структура, с очевидностью следует, что причина плохих сверхпроводящих характеристик

ВТСП-керамик связана не со свойствами отдельных сверхпроводящих кристаллитов (гранул, или зерен), а с контактами между ними — так называемыми межгранульными (или межзеренными) границами. Поэтому путь к повышению токонесущей способности ВТСП-керамик проходит через понимание и (основанное на этом понимании) улучшение свойств межзеренных границ.

Настоящий обзор посвящен обсуждению вопросов, связанных с "устройством" и свойствами тех элементов гранулярной структуры ВТСП-керамик (с упором на керамики состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$), которые определяют критический ток и вольтамперную характеристику керамических материалов. Как уже указывалось, основным элементом такого рода являются межзеренные границы, роль которых в принципе может быть двоякой: в качестве центров пиннинга они могут повышать критический ток, а в качестве "слабых" мест (т.е. областей с малой плотностью критического тока) — понижать его. В практически интересных материалах основной является, по-видимому, вторая (негативная) функция межзеренных границ, и задача состоит в том, чтобы свести ее к минимуму.

Используемая в настоящее время технология получения объемных ВТСП материалов сильно отличается от первоначального "наивного" ее варианта. Получающиеся при этом образцы ближе к поликристаллам, в связи с чем термин "керамика" носит в значительной мере условный характер. Современный "керамический" материал — это, как правило, совокупность разориентированных (в той или иной степени) однофазных кристаллитов, разделенных относительно тонкими слоями материала другой структуры или состава.

Обсуждение роли межзеренных границ в определении сверхпроводящих свойств ВТСП-керамик

следовало бы начать с их классификации. К сожалению, не существует какого-либо одного физического параметра таких границ, который можно было бы положить в основу однозначной классификационной схемы. Поэтому имеется несколько подходов, каждый из которых исходит из представления о решающей роли того или иного свойства межзеренных границ [1]. В качестве соответствующего параметра может выступать:

- 1) угол разориентации соседних (разделенных только межзеренной границей) зерен [2];
- 2) ориентация плоскости межзеренной границы относительно плоскостей (001) и (100), в которых анизотропная корреляционная длина принимает экстремальные значения [1];
- 3) кислородная стехиометрия приграничных областей зерен [5];
- 4) вероятность сегрегации примесей на межзеренной границе;
- 5) склонность к образованию дефектов упаковки, а также "несобственных" или аморфных фаз на межзеренной границе [3,4].

Независимо от того, какой из перечисленных (а также неупомянутых) факторов лежит в основе "плохих" сверхпроводящих свойств ВТСП-керамики, все они в конечном счете приводят к образованию слабых сверхпроводящих связей между ее отдельными гранулами. Поэтому в модельном отношении керамику можно рассматривать как джозефсоновскую среду — совокупность сверхпроводящих гранул, соединенных друг с другом джозефсоновскими переходами.

Хотя здесь (и ниже) в целях семантического единообразия и краткости употребляются термины "джозефсоновская среда" и "джозефсоновский переход", имеются в виду слабые связи произвольного типа.

Это позволяет описывать многие свойства сверхпроводящих керамик, не вдаваясь в подробности конкретного происхождения и "устройства" слабых межзеренных связей. Хотя в такой модели и удастся описать магнитные и транспортные свойства керамик, для выработки конкретных рекомендаций по целенаправленному изменению этих свойств необходимо все же привлекать те или иные представления о физических механизмах, приводящих к отличию свойств межзеренных границ от объемных свойств сверхпроводящих кристаллитов керамики.

2. Морфологические и структурные особенности ВТСП-керамик.

2.1. Гранулы и межгранульные контакты.

С морфологической точки зрения ВТСП-ке-

рамика представляет собой совокупность сверхпроводящих кристаллитов различных форм, размеров и кристаллографических ориентации, находящихся в механическом контакте друг с другом, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамика состоит в основном из зерен орторомбической фазы, хотя состав части зерен отвечает тетрагональной фазе; кроме того, имеются вкрапления других фаз различного состава (Y_2BaCuO_5 , BaCuO_2 , CuO и др.). [6].

Везде ниже под ВТСП-керамикой имеется в виду в первую очередь керамика состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$. В настоящее время именно она наиболее полно исследована с точки зрения тех вопросов, которым посвящена настоящая работа. Однако значительная часть рассматриваемых моделей и результатов в полной мере относится и к ВТСП-керамикам другого состава.

В первоначальных работах, в которых ВТСП-керамики получались по "керамической" технологии, все перечисленные параметры различных кристаллитов были слабо коррелированы, так что микроскопические изображения керамик представляли собой вполне хаотическую картину. Однако уже тогда было замечено, что форма отдельных кристаллитов не является совершенно случайной: значительная их часть представляет собой относительно тонкие пластины (неправильной, чаще всего вытянутой в одном из направлений, формы), плоскость которых близка к плоскости (001). (Это связано с тем, что преимущественным направлением роста кристаллитов является направление [100].) Характерные размеры кристаллитов существенно зависят от технологии получения керамик и обычно составляют 1—100 мкм. Внутренняя область кристаллитов подвержена сильному двойникованию, может содержать микротрещины (число которых, как правило, увеличивается с ростом размеров кристаллитов); вблизи мест соприкосновения, а также на границах и (реже) внутри зерен имеются поры (пустоты). На границах зерен часто наблюдаются нарушения и аморфизация структуры, а также изменения стехиометрии. Значительная часть контактов между зернами осуществляется через высокоугловые межзеренные границы с плохой токонесущей способностью (см. ниже). Поэтому критические токи таких керамик невелики ($1\text{--}10^3 \text{ А/см}^2$ в отсутствие внешнего поля, $T=77 \text{ К}$) и быстро падают с ростом магнитного поля (до $\sim 1 \text{ А/см}^2$ в поле $\sim 0,1 \text{ Тл}$).

Очень существенным элементом структуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики является текстурирование, выражающееся в таком "упорядочении" ее кристаллитов, при котором направления их *c*-осей (направления [001]) оказываются близки друг другу. Не-

большая степень текстурированна ВТСП-керамик наблюдалась уже при использовании первоначальной керамической технологии. После того, как было осознано, что текстурирование существенно улучшает токонесущую способность, были найдены способы получения почти полностью текстурированной $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики. Наиболее прогрессивные из них связаны с использованием жидкофазных (обеспечивающих почти равновесный рост кристаллов) технологий — текстурированный рост в расплаве [7], рост в расплаве с предварительной закалкой [8], зонная плавка [9].

Структура материалов, получаемых жидкофазными методами, построена по схеме: керамика — макрозерна — субзерна — кристаллиты — двойниковые домены (с соответствующей иерархией масштабов: $1\text{ см} \rightarrow 10^{-1}\text{ см} \rightarrow 10^{-2}\text{ см} \rightarrow 10^{-(3-4)}\text{ см} \rightarrow 10^{-(5-6)}\text{ см}$) и отличается гораздо большей степенью упорядоченности по сравнению с керамикой. Наличие текстуры выражается в том, что направления осей c (осей [001]) всех элементов любого уровня этой структуры близки друг другу. Однако с ориентацией базовых ab -плоскостей (плоскостей (001)) дело обстоит иначе: разориентация на границах макрозерен близка к случайной, на границах субзерен — порядка 10° , на границах кристаллитов — порядка 1° [10] и на двойниковых границах — 90° . Критические токи таких материалов значительно выше, чем для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамик ($10^4\text{--}10^5\text{ А/см}^2$ в собственном магнитном поле тока, $T = 77\text{ К}$), и гораздо слабее зависят от внешнего магнитного поля ($10^3\text{--}10^4\text{ А/см}^2$ в поле $\sim 1\text{ Тл}$) [11]. Существенна анизотропия критического тока, наблюдаемая как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля: критический ток выше, когда он пропускается вдоль плоскости ab , а магнитное поле, параллельное этой плоскости, слабее влияет на критический ток.

Главное отличие плотных текстурированных $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -материалов от $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамик состоит в том, что значительная часть имеющихся в них межгранулярных контактов — это малоугловые межкристаллитные границы, плоскости которых параллельны общему для всех кристаллитов направлению [001]. (Преимущественное образование малоугловых границ связано с большой скоростью диффузии в жидкой фазе и большой продолжительностью существования этой фазы, способствующими "подстройке" межзеренных границ к низкоэнергетической малоугловой конфигурации. Остающиеся при этом высокоугловые границы приобретают явно выраженную огранку и не содержат аморфных слоев [12].) Поэтому естественно предположить, что повышенная токонесущая способность текстурирован-

ных материалов связана именно с малой разориентацией соседних гранул. Проверке и подтверждению этого предположения посвящено большое число экспериментальных работ (см. ниже).

Из всего сказанного выше вытекает, что токонесущая способность рассматриваемых материалов связана с их "слабыми местами", каковыми являются межзеренные (межкристаллитные) контакты. Плотность критического тока керамики определяется количеством и критическими токами таких контактов, т. е. межзеренных границ. Для того, чтобы понять, чем в свою очередь определяется критический ток межзеренных границ в ВТСП-керамике, необходимо обратить внимание на их структуру.

В первую очередь отметим, что для большинства исследованных керамик характерно отсутствие (точнее, малая распространенность) аморфных и дополнительных кристаллических фаз на межзеренных границах [13, 14]. Так, в работе [14] показано (методом Z -контрастной электронной микроскопии), что стехиометрический состав зерен $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики на расстояниях 2 \AA от межзеренных границ соответствует формульной единице $\text{Y}_{0,87} < x < 1,13 \text{Ba}_{1,92} < y < 2,07 \text{Cu}_{2,79} < z < 3,21 \text{O}_{4,91} < \delta < 9,09$, где в указанных пределах может меняться содержание лишь одной из компонент. Таким образом, исключается наличие на границе фаз типа $\text{Y}_2\text{Ba}_4\text{Cu}_4\text{O}_8$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, BaCuO_2 и др. Это означает, что снижение критического тока на межзеренной границе (по сравнению с критическим током в объеме кристаллита) связано не с "микроструктурой" границы, а с ее микроструктурой. Основными же элементами микроструктуры межзеренной границы являются 1) кристаллографическая ориентация обоих контактирующих кристаллитов; 2) граничные дислокации; 3) кислородная стехиометрия.

Граничные поверхности кристаллитов, составляющих ВТСП-керамику, как правило, обладают огранкой, то есть являются кристаллическими плоскостями с малыми миллеровскими индексами. В нетекстурированных керамиках контакт большинства кристаллитов (около 90 %) осуществляется таким образом, что контактная граничная поверхность хотя бы одного из них совпадает с плоскостью (001); в текстурированных керамиках, обладающих гораздо большими критическими токами, большинство границ перпендикулярны этой плоскости [3, 13]. Отсюда следует, что граничная поверхность (001) является "плохой", т.е. характеризуется малой плотностью критического тока.

Существует несколько факторов, которые могли бы объяснить такое свойство поверхности (001). Это, во-первых, часто возникающий на этой поверхности

планарный дефект, который представляет собой лишний слой CuO и создает несверхпроводящую (металлическую или даже диэлектрическую) прослойку между контактирующими кристаллитами [3,13]. Во-вторых, это анизотропия корреляционной длины сверхпроводящих электронов, выражающаяся в том, что корреляционная длина ξ_c вдоль оси c (т.е. в направлении, перпендикулярном плоскостям (001)) существенно меньше корреляционной длины ξ_{ab} в плоскости (001). Оба фактора приводят к тому, что возникающая в межгранульном контакте слабая связь характеризуется малым критическим током. Однако количественных исследований таких контактов до сих пор не проводилось.

Гораздо более изучены (как в экспериментальном, так и в теоретическом отношении) межгранульные контакты, плоскости которых параллельны оси c , и особенно те из них, которые представляют собой малоугловые границы наклона и подробно изучались в серии работ [15–20]. Есть указания, что достаточно высокими критическими токами обладают и малоугловые границы кручения [18,21], однако их свойства изучены еще довольно плохо.

Важным фактором, определяющим свойства межгранульных контактов, является кислородная стехиометрия в приконтактных областях сверхпроводящих зерен [5]. Причина, по которой концентрация кислородных атомов в непосредственной близости от границы может отличаться от их концентрации в объеме зерен, связана с перестройкой этих областей, происходящей с целью понижения граничной энергии. Энергетически выгодными (а значит, и преимущественно образующимися) являются такие границы, для которых велика доля решеточных узлов, принадлежащих одновременно обоим контактирующим кристаллам. Образованию таких границ способствует соответствующая "подстройка" решеточных параметров, которая в кристаллах типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ может происходить за счет изменения кислородной стехиометрии. Эксперимент [5] показывает, что содержание кислорода вблизи границы (в приграничном слое толщиной менее 100 \AA) зависит от угла разориентации контактирующих зерен: для малоугловых границ $\delta \approx 7$, для границ с большими углами разориентации $\delta < 7$. Известная связь сверхпроводящих свойств соединений $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ с концентрацией кислорода — понижение T_c с уменьшением δ — объясняет, почему "хорошими" являются именно контакты, соответствующие малоугловым межзеренным границам.

2.2. Плоскости двойникования. Эксперименты, выполненные на монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$, показывают, что присутствующие в них

плоскости двойникования являются (анизотропными) центрами пиннинга и в таком качестве могут существенно влиять на критический ток [104,105]. Ясно, что тот же механизм пиннинга может быть актуальным и в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ -керамиках. Причиной двойникования микрокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ является структурный фазовый переход, происходящий при температуре $T(0 \leftrightarrow t) \approx 600\text{--}700^\circ\text{C}$ (точное значение температуры перехода зависит от концентрации кислорода в окружающей атмосфере). Возникновение двойниковой структуры не связано с диффузией атомов и может произойти очень быстро, что характерно для типичного мартенситного перехода. Такой переход происходит при охлаждении керамического образца в кислородсодержащей атмосфере от температуры синтеза ($\sim 900^\circ\text{C}$) до комнатной температуры и сопровождается превращением исходной тетрагональной структуры (равновесной при $T > T(0 \leftrightarrow t)$) в ортогональную структуру (равновесную при $T < T(0 \leftrightarrow t)$). В момент перехода размер элементарной ячейки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ вдоль оси c практически не меняется, а постоянные решетки a , b в базисной плоскости изменяются скачкообразным образом. Относительная величина этого скачка составляет $\Delta b/b \sim -\Delta a/a \approx 0,008$, что соответствует сжатию кристалла вдоль оси a и его растяжению вдоль оси b . В керамике возникающие при таких деформациях изменения формы микрокристалла в значительной мере ограничиваются соседними микрокристаллами, что должно приводить к появлению значительных механических напряжений. Релаксация этих напряжений происходит путем образования (в объеме микрокристаллов) двойниковой доменной структуры, представляющей собой совокупность чередующихся областей орторомбической фазы с параллельными осями c , но повернутыми друг относительно друга базисными плоскостями ab . Угол разориентации базисных плоскостей в соседних доменах равен $\phi = 2 \arctg(b/a)$. В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ $a \approx b$ и потому $\phi \approx 90^\circ$, т. е. плоскость двойникования должна совпадать с плоскостью (110) (или $(\bar{1}\bar{1}0)$). Возникающая двойниковая структура "помогает" микрокристаллу сохранить форму (или свести ее изменения к минимуму). При этом площади двойниковых доменов различной ориентации должны быть примерно одинаковы.

Изучение микрокристаллов керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ с помощью оптического (и электронного) микроскопа показывает, что они действительно подвержены сильному двойникованию, причем двойниковые домены в них представляют собой обычно длинные (длиной $\sim 1 \text{ мкм}$) узкие "полосы", параллельные оси [110] (или $[\bar{1}\bar{1}0]$). Ширина этих доме-

нов $\Delta = 50\text{—}3000 \text{ \AA}$ [106] зависит от технологии получения керамики и, в частности, от размера G составляющих ее микрокристаллических зерен. В [107] приводится эмпирическое соотношение $\Delta(\text{мкм}) \sim 0,03[G(\text{мкм})]^{1/2}$, которое относится к микрокристаллам небольшого размера (1—30 мкм) и, видимо, отражает ту роль границ зерен, которую они играют в процессе релаксации упругих напряжений. С другой стороны, в [108] предложена простая модель, позволяющая оценить ширину Δ двойниковых доменов в достаточно крупных микрокристаллах (где роль границ становится несущественной), исходя из кристаллохимических представлений о структуре $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$.

В отличие от высокотемпературной тетрагональной структуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$, в которой атомы кислорода, расположенные в базисных плоскостях (001), распределены случайным образом, в низкотемпературной ортогональной структуре такие атомы кислорода вместе с атомами меди образуют регулярную систему цепочек, вытянутых вдоль оси b . Количество кислородных вакансий в таких цепочках зависит от полного содержания кислорода в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$: они отсутствуют при $\delta = 7$ и появляются во все большем количестве по мере приближения δ к 6. В модели [108] предполагается, что внутри каждого двойникового домена $\delta = 7$, а составы с меньшим содержанием кислорода реализуются за счет увеличения числа границ двойникового домена (т.е. уменьшения ширины доменных "полос"), к которым "привязаны" кислородные вакансии в медь-кислородных цепочках (в пользу этой модели говорят результаты исследования двойниковой структуры сверхпроводящих монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ методом ЭПР [109]). При ширине домена Δ среднее число элементарных ячеек между его границами равно $N_\Delta \sim \Delta/a$, а отношение числа кислородных вакансий, сосредоточенных на этой границе, к числу цепочечных атомов меди составляет $\sim 1/N_\Delta \sim a/\Delta$. С другой стороны, это отношение определяется только стехиометрией соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ и равно $(7 - \delta)/6$. Отсюда следует $\Delta \sim 6a/(7 - \delta)$. Для образцов, отожженных в кислороде, типичное значение $\delta = 6,98$, и ширина двойникового домена должна составлять $\sim 1000 \text{ \AA}$.

Что касается границы между двойниковыми доменами двух типов (отличающихся ориентацией осей a , b), то ее одномерный образ — пересечение с границей микрокристалла — чаще всего представляет собой ломаную линию, состоящую из большого числа прямолинейных отрезков, параллельных осям [110] или $[1\bar{1}0]$. "Извилистость" этой линии можно характеризовать ее фрактальной размерностью, ко-

торая, как показано в [110], может достигать значений 1,2—1,4.

Значительная часть двойниковых доменов заканчивается на границах микрокристаллических зерен керамики. Часто они имеют свое продолжение и по другую сторону этих границ, особенно в почти "симметричных" случаях, когда углы, под которыми доменные "полосы" в двух соседних зернах подходят к разделяющей их границе, не сильно различаются друг от друга [111].

Кроме рассмотренных выше "зеркальных" двойниковых границ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ могут возникать и "вращательные" двойниковые границы, на которых происходит смена кристаллографических осей соседних областей (доменов) микрокристалла: ось c переходит в ось b (или, реже, в ось a). Вероятность образования таких границ велика, когда отношение c/b близко к трем, т.е. для тех составов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$, структура которых близка к тетрагональной и которые характеризуются сравнительно низкой критической температурой [112,113].

3. Свойства отдельных межгранульных контактов. В работах [16—20] изучались свойства индивидуальных "искусственных" межзеренных границ в эпитаксиальных пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ (плоскость пленки совпадает с базисной плоскостью ab , толщина порядка 1 мкм), созданных методом лазерной абляции на бикристаллической подложке из титаната стронция. Ориентация межзеренной границы в пленке диктуется бикристаллической границей подложки. Изучались критические токи и вольтамперные характеристики (ВАХ) межзеренных границ с различной разориентацией. При этом были выявлены две универсальных закономерности: а) средняя (по площади) плотность j_c^{GB} критического тока через границу зависит лишь от угла ϑ разориентации зерен на этой границе; б) характерное напряжение $v_c = i_c r_N$, являющееся произведением критического тока i_c межзеренного контакта на его сопротивление r_N в нормальном состоянии, зависит лишь от плотности критического тока j_c^{GB} этого контакта. Наличие этих универсальных закономерностей свидетельствует о том, что сверхпроводящие свойства межзеренных границ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ являются собственными свойствами материала.

Первая из упомянутых закономерностей иллюстрируется рис. 1, из которого следует; что плотность критического тока j_c^{GB} быстро падает с ростом ϑ , уменьшаясь на порядок при $\vartheta \sim 10^\circ$; при дальнейшем увеличении ϑ спад j_c^{GB} замедляется. В различных работах, где зависимость $j_c^{\text{GB}}(\vartheta)$ использовалась для вычисления критического тока ВТСП-керамик, для

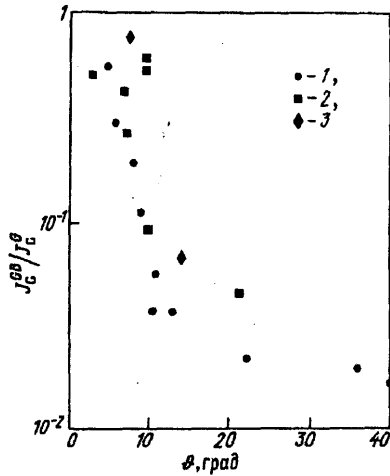


Рис. 1. Зависимость плотности критического тока j_c^{GB} межзеренной границы в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ от угла разориентации контактирующих зерен ϑ при $T = 5\text{K}$ [18]. Тип границы: 1 — [001]-граница наклона, 2 — [100]-граница наклона, 3 — [100]-граница кручения

нее предлагались разные аппроксимации. Так, в [22] показано, что экспериментальная зависимость $j_c^{\text{GB}}(\vartheta)$ неплохо аппроксимируется выражением

$$\frac{j_c^{\text{GB}}}{j_c^{\text{G}}} = \frac{\sin \delta}{\sin(\vartheta + \delta)}, \quad (1)$$

в котором j_c^{G} — плотность критического тока в зерне, $\delta = 0,87 \cdot 10^{-2}$. В [23] применялась другая аппроксимация:

$$\frac{j_c^{\text{GB}}}{j_c^{\text{G}}} = 0,6 \left[\frac{1}{1 + (\vartheta/\vartheta_0)} + \frac{1}{1 + (\pi/2 - \vartheta)/\vartheta_0} \right] - 0,08, \quad (2)$$

где $\vartheta_0 = 4^\circ$. Наконец, в работе [24] экспериментальные данные описываются экспоненциальной зависимостью

$$j_c^{\text{GB}}/j_c^{\text{G}} = \exp(-\vartheta/\vartheta_0), \quad \vartheta_0 = 5^\circ. \quad (3)$$

Следует, однако, иметь в виду, что описанный выше метод создания межзеренных границ в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$, связанный с использованием кубических подложек, позволяет получать границы с углом разориентации $0 \leq \vartheta \leq 45^\circ$. Поэтому к утверждению о монотонном уменьшении плотности критического тока межзеренной границы с ростом угла разориентации ϑ следует относиться с осторожностью. Так, в работах [25,26] экспериментально установлено, что в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ [010] граница кручения с $\vartheta = 90^\circ$ не проявляет свойств, характерных для слабых связей. (На такой межзеренной границе происходит поворот ab -плоскостей на 90° вокруг общей оси a или b .)

Магнитополевые зависимости $i_c(B)$ критического

тока межзеренных контактов свидетельствуют о том, что они представляют собой джозефсоновские переходы [27]: в большинстве случаев наблюдаются периодические зависимости $i_c(B)$ с периодами, согласующимися с теорией [28] и определяемыми геометрическими размерами контактов. В зависимости от плотности критического тока контакта последний можно считать "узким" или "широким" [19]; параметром, определяющим тип контакта, является отношение его ширины L к джозефсоновской глубине проникновения

$$\lambda_J = \left(\frac{\hbar c^2}{8\pi e d j_c^{\text{GB}}} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где $d \approx 2\lambda_L$ — эффективная толщина контакта, равная удвоенной лондоновской глубине проникновения λ_L . Контакты, для которых $L/\lambda_J > 4$, являются широкими, в противном случае — узкими. Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ $\lambda_L \sim 10^{-5}$ см, поэтому при $j_c^{\text{GB}} \sim 10^4 \text{ A/cm}^2$ (такие плотности тока характерны для малоугловых ($\vartheta \leq 10^\circ$) межзеренных границ рассматриваемого типа при $T = 4,2 \text{ K}$) $\lambda_J \sim 1 \text{ мкм}$; учитывая, что обычно $L \sim 1 \text{ мкм}$, заключаем: при $T = 4,2 \text{ K}$ малоугловым границам соответствуют широкие джозефсоновские переходы, а большеугловым — узкие. В то же время при $T = 77 \text{ K}$, когда $j_c^{\text{GB}} \leq 10^4 \text{ A/cm}^2$ (при любых значениях ϑ), практически все переходы являются узкими.

Джозефсоновские переходы различного типа в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ имеют разные вольтамперные характеристики: узкие переходы хорошо описываются резистивной моделью, в которой r_N практически не зависит от температуры (в диапазоне $4,2 < T < 77 \text{ K}$), а при высоких напряжениях ($v \gg v_c = i_c r_N$) имеет место закон Ома $v \approx r_N i$ (v, i — напряжение и ток контакта); широкие переходы резистивной моделью не описываются (их свойства определяются так называемыми джозефсоновскими вихрями [28]) и характеризуются наличием "избыточного" тока i_{exc} (сравнимого с критическим током i_c), нарушающего при высоких напряжениях закон Ома: $v \approx r_N (i - i_{\text{exc}})$. Следует, однако, отметить, что в любом случае величина критического напряжения v_c составляет всего лишь 0,2—8 мВ, то есть существенно меньше предсказываемого теорией значения, равного $\Delta/e \sim 15\text{—}30 \text{ мВ}$ (Δ — ширина энергетической щели в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$). Такая малая величина v_c связана, скорее всего, с подавлением параметра порядка в сверхпроводящих зернах вблизи границы, для чего (учитывая малую величину длины корреляции) достаточно присущих этим границам мелкомасштабных неоднородностей, связанных со структурным беспорядком и (или) механическими напряжениями, от-

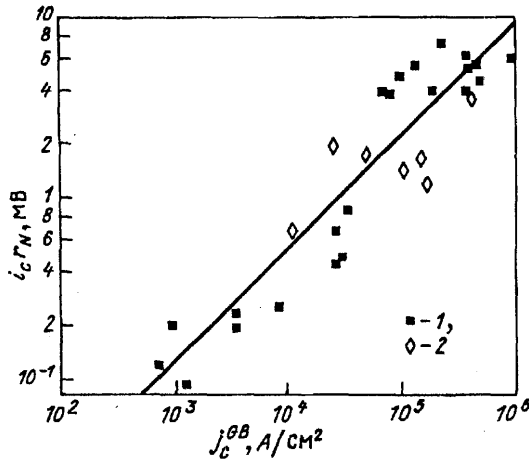


Рис. 2. Зависимость характерного напряжения $v_c = i_c r_N$ джозефсоновского перехода на межзеренной границе в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ от плотности его критического тока j_c^{GB} при $T = 4,2 \text{ K}$ [20]. Данные относятся к большеугловым ($15^\circ < \vartheta < 45^\circ$) [001] -границам наклона и [100] -границам кручения в пленках, полученных лазерной абляцией (1) и электроннолучевым испарением (2). Прямая линия соответствует зависимости $v_c \propto (j_c^{GB})^{0.6}$

клонениями от стехиометрии, примесями и т.д. Это в любом случае означает, что рассматриваемые джозефсоновские переходы не являются классическими туннельными переходами SIS-типа (S — сверхпроводник, I — изолятор), и могут быть переходами SS'IS'- или SNINS-типа (S' — сверхпроводник с пониженной критической температурой, N — нормальный металл). Более определенные выводы о типе перехода можно сделать, исходя из температурной зависимости его критического тока (см. ниже).

Вторая из отмечавшихся выше универсальных закономерностей относится к узким переходам и состоит в том, что их характерное напряжение v_c зависит только от плотности критического тока: $v_c \propto (j_c^{GB})^{0.6}$ [20]. Иллюстрацией этой закономерности служит рис. 2, относящийся к большеугловым ($\vartheta \geq 15^\circ$) границам наклона и кручения в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$. Собственная природа приведенной зависимости была подтверждена тем, что при искусственном изменении критического тока перехода (например, с помощью отжига) соответствующая точка "перемещалась" по описывающей эту зависимость кривой. Рассматриваемую корреляционную связь можно выразить и в другой, эквивалентной, форме:

$$j_c^{GB} \propto (\sigma_N)^{5/2}, \quad (5)$$

где $\sigma_N = (r_N \times \text{площадь перехода})^{-1}$ — нормальная проводимость перехода с единичной площадью.

Для выяснения природы джозефсоновских переходов очень важны измерения температурной зависимости $i_c(T)$ их критического тока. Теория [28] предсказывает, что вблизи T_c

$$i_c(T) \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^m, \quad (6)$$

где $m = 1$ для туннельного SIS-перехода и $m = 2$ для SNS-перехода. В последнем случае температурная зависимость $i_c(T)$ имеет вид [29]

$$i_c(T) \propto \frac{\Delta_\infty^2(T)}{\xi_N(T) \text{sh}(d_N/\xi_N(T))} \zeta(T), \quad (7)$$

где $\Delta_\infty(T)$ — параметр порядка в сверхпроводнике вдали от контакта, d_N — толщина межзеренной "прослойки" из нормального металла,

$$\begin{aligned} \xi_N(T) &\approx 0,23 \left(\frac{\hbar v_{FN} l_N}{kT} \right)^{1/2} \\ (l_N \leq \xi_N - \text{"грязный" предел}), \\ &\approx 0,16 \frac{\hbar v_{FN}}{kT} \\ (l_N \geq \xi_N - \text{"чистый" предел}) \end{aligned} \quad (8)$$

— длина когерентности в материале этой прослойки (v_{FN} , l_N — фермиевская скорость и длина свободного пробега носителей заряда соответственно) [30],

$$\zeta(T) = \text{th}^2 \frac{x_0}{\sqrt{2} \xi_S(T)} \quad (9)$$

— множитель, учитывающий уменьшение параметра порядка на границе сверхпроводника с нормальным металлом за счет эффекта близости (ξ_S — длина когерентности в сверхпроводнике, x_0 — характерная длина, определяющая подавление параметра порядка вблизи границ межзеренного контакта).

По различным оценкам в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ $\xi_N = 10$ — 100 \AA [27]; в работах [31,32] по экспоненциальной зависимости критического тока SNS-контакта от толщины нормальной прослойки получено $\xi_N = 20$ — 80 \AA . Из оценок для отношения $x_0/\xi_S(0)$, полученных в [33] путем сравнения теоретического соотношения (7) с экспериментальными температурными зависимостями критического тока керамики, следует, что для межзеренных контактов в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ $x_0 \sim 50 \text{ \AA}$.

Следует, однако, иметь в виду, что прямое использование соотношений (6), (7) для выяснения природы перехода затрудняется наличием сильных флуктуационных эффектов вблизи $T = T_c$ [19,27,34]. Сравнение экспериментальных зависимостей $i_c(T)$ с теорией, учитывающей флуктуации, показывает [19], что большинство межзеренных границ представляет собой джозефсоновские переходы типа SNS (или SNINS) и может быть приближенно описано соотношением (7), которое для "толстых" переходов ($d_N \geq \xi_N$) предсказывает экспоненциальную зависимость критического тока SNS-перехода от толщины d_N контакта:

$$i_c(T) \propto \frac{\Delta_\infty^2(T)}{\xi_N(T)} \xi(T) \exp\left(-\frac{d_N}{\xi_N(T)}\right). \quad (10)$$

Изучение магнитопольевых зависимостей $i_c(B)$ критического тока отдельных межзеренных контактов не только подтверждает их джозефсоновскую природу, но и позволяет сделать выводы о пространственном распределении $j_c^{GB}(x, y)$ плотности критического тока по площади контакта. Анализ основан на известном соотношении для узкого ($L < 4\lambda_J$) джозефсоновского перехода [28]

$$i_c\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = \left| \iint j_c^{GB}(x, y) \exp\left(2\pi i \frac{\Phi}{\Phi_0} \frac{x}{L}\right) dx dy \right|, \quad (11)$$

которое относится к случаю, когда проекция магнитного поля B_y на плоскость перехода (плоскость x, y) направлена вдоль оси y : $\Phi = B_y L d$ — магнитный поток, пронизывающий контакт, L — размер контакта, перпендикулярный магнитному полю, $d \approx d_N + 2\lambda_L$ — эффективная толщина контакта, $\Phi_0 = hc/2e \approx 2 \cdot 10^{-7}$ Гс·см² — квант магнитного потока.

С помощью (11) по известной зависимости $i_c(B)$ можно, в принципе, найти распределение $j_c^{GB}(x, y)$, однако эта обратная задача является некорректной, и обычно ограничиваются (основанным на тех или иных физических аргументах) "угадыванием" такого распределения $j_c^{GB}(x, y)$, которое обеспечивает зависимость $i_c(B)$, близкую к экспериментальной. При этом ориентирами могут служить показанные на рис. 3 известные магнитопольевые зависимости $i_c(B)$

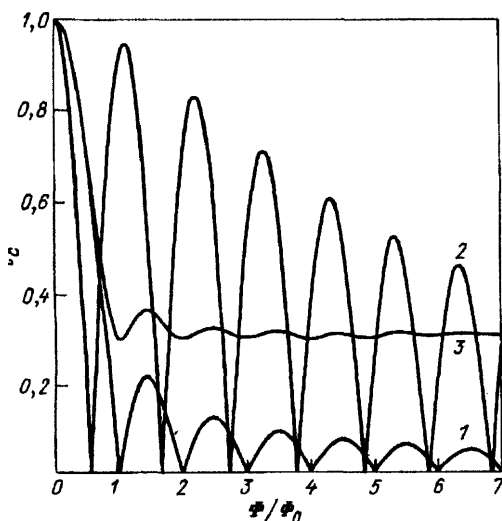


Рис. 3. Магнитопольевые зависимости $i_c(B)$ критического тока узкого джозефсоновского перехода при различных распределениях локальной плотности $j_c^{GB}(x)$ критического тока. 1 — однородное распределение (см. соотношение (7)), 2 — U-образное распределение (см. текст) с $\chi = 10$ [28], 3 — случайное распределение (см. текст) с $2\pi r/L = 0,01$ и $\gamma^2 = 0,09$ [96]

для прямоугольного контакта, соответствующие: а) однородному распределению плотности критического тока $j_c^{GB}(x, y) = \text{const}$:

$$\frac{i_c(\Phi/\Phi_0)}{i_c(0)} = \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right| \quad (12)$$

(так называемая фраунгоферова дифракционная зависимость); б) сильно неоднородному одномерному U-образному распределению $j_c^{GB}(x) \propto \text{ch}[2\chi(x/L)]$ ($\chi \gg 1$) с повышенной плотностью критического тока на краях контакта; в) случайно-неоднородному одномерному распределению $j_c^{GB}(x) = j_c^0 + j_c(x)$, в котором $j_c^0 = \text{const}$, а $j_c(x)$ — случайная функция с нулевым средним значением $\overline{j_c(x)} = 0$, радиусом корреляции r , определяемым соотношением

$$\overline{(j_c(x_1) - j_c^0)(j_c(x_2) - j_c^0)} = (j_c - j_c^0)^2 \exp(-|x_1 - x_2|/r),$$

и эффективной дисперсией $\gamma^2 = (2r/L)(j_c - j_c^0)^2/(j_c^0)^2$. Характерными для зависимостей $i_c(B)$ являются следующие моменты: а) симметричные (относительно центра контакта) распределения $j_c^{GB}(x)$ при некоторых значениях магнитного поля дают $i_c(B) = 0$, причем расстояние между первыми (симметричными относительно $B = 0$) нулевыми минимумами фраунгоферовой зависимости вдвое превышает расстояние между всеми последующими минимумами, а для U-образного распределения с $\chi \gg 1$ все эти расстояния одинаковы; б) при случайном распределении $j_c^{GB}(x)$ величина i_c не обращается в нуль ни при каком значении B , а огибающая зависимости $i_c(B)$ может иметь плато.

Неоднородность локальной плотности критического тока $j_c^{GB}(x)$ в контакте может быть связана не только с его "внутренней" структурной неоднородностью, но и с каким-либо "внешним" фактором, например, магнитным полем. Так, если сверхпроводящие границы контакта находятся в смешанном состоянии (что возможно, когда магнитное поле B превышает нижнее критическое поле B_{c1}^G материала сверхпроводящих гранул) неоднородное магнитное поле абрикосовских вихрей, близких к плоскости контакта, приводит к неоднородности $j_c^{GB}(x)$. Этот эффект подробно рассмотрен в работах [35] (случайно расположенные запиннигованные вихри) и [36] (регулярно расположенные вихри). Аналогично, причиной неоднородности $j_c^{GB}(x)$ в широком контакте может служить поле джозефсоновских вихрей [37].

Эксперименты показывают, что хотя магнитопольевые зависимости $i_c(B)$ критического тока отдельных контактов напоминают фраунгоферовы, они свидетельствуют о неоднородном характере соответствующих распределений $j_c^{GB}(x)$ [19]. Неоднород-

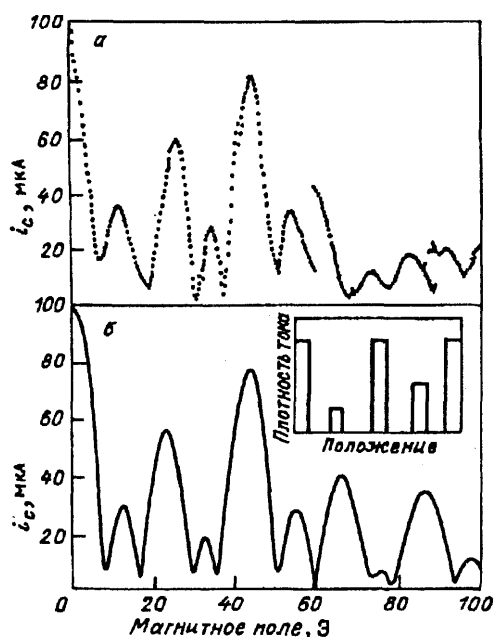


Рис. 4. Экспериментальная (а) и модельная (б) магнитопольевые зависимости $j_c(B)$ критического тока узкого межзеренного джозефсоновского перехода в поликристаллической пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ при $T = 4,2 \text{ К}$ [38]. На вставке — модельное распределение $j_c^{\text{GB}}(x)$

ными являются и широкие межзеренные джозефсоновские переходы в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$. Пример "угадывания" распределения $j_c^{\text{GB}}(x)$ в джозефсоновском переходе, соответствующем большеугольной межзеренной границе наклона в поликристаллической $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -пленке, приведен на рис. 4 [38].

Выше уже отмечалось, что одним из основных параметров межзеренных границ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$, определяющих величину и магнитопольевую зависимость их критического тока, является угол ϑ разориентации контактирующих зерен: с ростом ϑ сверхпроводящие свойства контакта ухудшаются. Несомненно, что одна из причин этого заключена в структурных особенностях такой границы. Согласно дислокационной модели межзеренной границы наклона она представляет собой дислокационную стенку, то есть совокупность краевых дислокаций, лежащих в плоскости границы и находящихся на расстоянии

$$D = \frac{a}{2\sin(\vartheta/2)} \quad (13)$$

друг от друга [39]; здесь a — величина вектора Бюргерса, которая для границы между зернами с общей осью c практически совпадает (из-за почти тетрагональной структуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$) с постоянной решетки в базисной плоскости. Для малоугольных границ между такими зернами $D \gg a$, и решетки соседних зерен хорошо сопряжены везде, за исключением об-

ластей вблизи ядер дислокаций; для большеугольных границ эти области перекрываются, и вся граница становится "плохой".

Возможны различные причины ухудшения сверхпроводящих свойств материала, связанные с наличием дислокаций на рассматриваемых границах наклона. Одна из них — подавление параметра порядка в упругодеформированных областях границы — рассматривается в работе [14]. Пусть ρ_m — эффективный радиус области деформации вблизи отдельной дислокации в перпендикулярной ей базисной плоскости (согласно теории ρ_m порядка постоянной решетки в этой плоскости [39]). Предполагая, что сверхпроводящий ток через границу течет лишь в ее недеформированной части, получим $j_c^{\text{GB}}/j_c^{\text{G}} = (D - 2\rho_m)/D$, где j_c^{G} — плотность критического тока в зерне. При малых углах разориентации, когда $D \approx a/\vartheta$, отсюда следует

$$\frac{j_c^{\text{GB}}}{j_c^{\text{G}}} = 1 - \frac{2\rho_m\vartheta}{a}, \quad (14)$$

т. е. линейное по ϑ уменьшение j_c^{GB} . Экспериментальные данные, приведенные на рис. 1, согласуются при $\vartheta \ll 1$ с этой зависимостью, если положить $\rho_m \approx 2,9a$. Такое большое значение ρ_m означает, что сверхпроводящие свойства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ очень чувствительны к деформации решетки (косвенно это под-

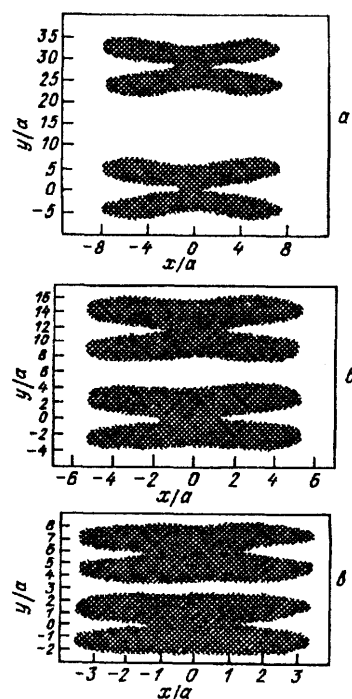


РИС. 5. Поле деформаций ε_{xx} (максимальная компонента деформации) на симметричной межзеренной границе наклона ($x=0$) с бесконечной дислокационной стенкой [14]. В темных областях $\varepsilon_{xx} \geq 0,01$. $\vartheta = 2^\circ$ (а), 5° (б) и 10° (в)

тверждается и тем фактом, что деформации $\sim 1\%$ достаточно, чтобы предотвратить переход из тетрагональной в орторомбическую фазу).

В целях дальнейшего уточнения рассматриваемой модели авторы [14] рассчитали пространственные контуры постоянного значения (равного 0,01) одной из компонент относительной деформации, создаваемой дислокационной стенкой на симметричной межзеренной границе наклона. Результаты расчета, проведенного в рамках изотропной теории упругости [39], приведены на рис. 5. Видно, что с ростом угла ϑ толщина слабodeформированных ($\epsilon_{xx} < 0,01$) приграничных областей уменьшается и при $\vartheta \sim 10^\circ$ становится меньше размера элементарной ячейки (в плоскости ab). Последнее означает, что структура, необходимая для существования сверхпроводимости, разрушается вдоль всей границы раздела. Этот "разрушенный" приграничный слой простирается в глубь контактирующих зерен на глубину порядка $D/2\pi \approx a/2\pi\vartheta \sim a$ и представляет собой нормальный металл (или изолятор). Именно таким образом на границе возникает джозефсоновский переход SNS (SNINS, SIS)-типа.

Несколько иной подход, учитывающий минимизацию энергии границы наклона за счет "подстройки" ее отдельных атомов, использован в [40]. Он позволяет оценить толщину d_N переходного слоя на границе и с помощью соотношения (5) найти зависимость критического тока от угла разориентации. Результат качественно совпадает с экспериментом [16].

Тем не менее, рассмотренная картина не означает, что любая межзеренная граница с достаточно большим углом разориентации ϑ обязательно представляет собой слабую связь. Так, выше уже отмечалось, что в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ [010] граница кручения с $\vartheta = 90^\circ$ не проявляет свойств, характерных для слабых связей. Кроме того, из экспериментов [25] следует, что таких свойств не проявляет и [001] граница кручения, соответствующая двум контактирующим кристаллитам с общей c -осью, повернутым друг относительно друга вокруг оси a (или b) на угол $\vartheta = 14^\circ$. Это означает, что атомарная структура реальных межзеренных границ может (по крайней мере, при определенных углах разориентации контактирующих зерен) перестраиваться таким образом, что не будет проявлять свойств слабой связи.

Давно известно о существовании "особых" большееугольных межзеренных границ, диффузия примесей вдоль которых проходит с наибольшей скоростью. Такие границы существуют при ориентациях, соответствующих хорошему сопряжению решеток соседних зерен [41]. Не исключено, что именно такие границы в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ не проявляют свойств сла-

бой связи.

Подобная перестройка облегчается, если процесс роста кристаллитов и формирования межзеренных границ происходит при наличии жидкой фазы. Поэтому в материалах, полученных с помощью жидкофазной технологии, даже высокоугольные межзеренные границы часто не проявляют свойств, характерных для слабых связей [102,103].

4. Расчет критического тока ВТСП-керамики (перколяционная модель).

4.1. Аналитические методы. Расчет плотности j_c критического тока ВТСП-керамики как совокупности сверхпроводящих зерен, соединенных слабыми (джозефсоновскими) связями, представляет собой сложную задачу, при решении которой в общем случае надо учитывать не только разброс энергий связи ϵ_J джозефсоновских контактов, но и корреляцию фаз параметра порядка в различных зернах. Задача существенно облегчается, если последним фактором можно пренебречь: в этом случае токи в соседних контактах можно считать независимыми друг от друга. Такая ситуация возможна либо при достаточно высоких температурах ($T \geq \epsilon_J$), когда велики температурные флуктуации параметра порядка, либо в достаточно сильном магнитном поле $B \geq \Phi_0/q^2$, которое приводит к сильным "магнитопольным" флуктуациям параметра порядка. В этом случае расчет критического тока можно произвести на основе теории перколяции [42,43] или теории эффективной среды [44].

Любая из этих теорий предполагает известной (нормированную на единицу) функцию $f(i_c)$ распределения межгранульных контактов по критическим токам, вид которой можно в принципе определить на основе модельных представлений о свойствах межгранульных контактов ВТСП-керамики или экспериментальным путем. Одна из схем приближенного расчета плотности j_c критического тока керамики предложена в [45] и состоит в следующем. Вводится функция

$$P(i) = \int_i^\infty f(i_c) di_c = 1 - \int_0^i f(i_c) di_c, \quad (15)$$

которая определяет долю контактов с критическими токами $i_c > i$. Пусть при $i = i^*$ эта доля достигает так называемого перколяционного предела P_c (т.е. $P(i^*) = P_c$). Тогда совокупность контактов с $i_c \geq i^*$ образует бесконечный кластер, обеспечивающий протекание сверхпроводящего тока через всю систему. Однако критический ток такого кластера равен нулю, и для получения конечного значения j_c необходимо включить в рассмотрение также контакты с

$i < i^*$. Рассмотрим бесконечный кластер, состоящий из контактов с критическими токами $i_c > i^{**}$, где $i^{**} < i^*$. Плотность его критического тока конечна и возрастет еще на величину $\Delta j(i^{**})$, если к нему добавить контакты с критическими токами в интервале $i^{**} - \Delta i < i_c < i^{**}$. При этом функция P возрастет на величину $\Delta P(i^{**}) \equiv P(i^{**} - \Delta i) - P(i^{**}) = f(i^{**}) \Delta i$. Если бы рассматриваемый кластер представлял собой случайную сетку одинаковых, но с вероятностью $1 - P$ разорванных, резистивных связей, то согласно теории эффективной среды его проводимость была бы линейной функцией $P(i^{**})$ [44]. Основное (и неочевидное) предположение работы [45] сводится к утверждению, что вклад $\Delta j_c(i^{**})$ "добавленных" контактов (с критическими токами $i^{**} - \Delta i < i_c < i^{**}$) в плотность критического тока всего рассматриваемого кластера пропорционален $\Delta P(i^{**})$, а кроме того, — среднему критическому току

$$\langle i_c \rangle = \frac{1}{P(i^{**})} \int_{i^{**}}^{\infty} i_c f(i_c) di_c$$

контактов этого кластера:

$$\Delta j_c(i^{**}) \propto \langle i_c \rangle \Delta P(i^{**}). \quad (16)$$

Суммируя эти вклады, находим полную плотность критического тока керамики

$$j_c = A \int_{P_c}^1 \frac{dP}{P} \int_0^P i(P) dP, \quad (17)$$

где $i(P)$ — функция, обратная функции $P(i)$ (см. (14)), A — не зависящий от вида $f(i_c)$ коэффициент пропорциональности, который легко найти, рассматривая кубическую сетку связей из одинаковых контактов с критическим током i_c . Плотность критического тока в такой системе, очевидно, равна $j_c = i_c / a^{D-1}$, где a — расстояние между контактами, D — размерность системы. Сравнивая этот результат с (17), находим $A = [a^{D-1} (1 - P_c)]^{-1}$.

Несколько иная (и, как нам представляется, более последовательная) процедура определения j_c предложена в [46] и использована в конкретных расчетах в [47]. Она состоит в следующем. Представим себе, что кластер, состоящий из контактов с критическими токами $i_c > i$, определяет плотность j_c критического тока системы (это означает, что при плотности тока, равной j_c , все контакты, не входящие в этот кластер, находятся в резистивном состоянии). Ясно, что величина j_c ограничена наиболее "плохими" (т.е. обладающими наименьшим критическим током $i_c = i$) контактами и потому пропорциональна i . Кроме того, ток через рассматриваемый кластер пропорционален плотности перколяционных путей в нем. Сама же эта плотность пропорциональна проводимо-

сти эквивалентной сетки резистивных связей, в которой P — доля неразорванных связей. Эта проводимость согласно теории перколяции пропорциональна $(P - P_c)^t$, где t — зависящий от вида и размерности решетки связей критический индекс проводимости. Таким образом,

$$j_c(P) \propto (P - P_c)^t i(P). \quad (18)$$

Истинный критический ток системы находится максимизацией выражения (18) по P и соответствует некоторому "критическому" кластеру с $P = P_{кр}$: при $P_c < P < P_{кр}$ кластер, хотя и бесконечный, но очень "редкий", а при $P > P_{кр}$ в кластере очень много "плохих" контактов. (Неизвестный постоянный множитель в (18) находится тем же способом, что и выше.)

В рассмотренных схемах расчета влияние какого-либо внешнего параметра ξ (например, магнитного поля или давления) на величину критического тока можно учесть, если известна зависимость $i_c = i_c(i_{c\xi}, \xi)$, связывающая "старый" критический ток i_c отдельного контакта с "новым" критическим током $i_{c\xi}$. "Новая" функция распределения $f_\xi(i_{c\xi})$ контактов вычисляется с помощью соотношения

$$f_\xi(i_{c\xi}) = f(i_c(i_{c\xi}, \xi)) \left| \frac{di_{c\xi}}{di_c} \right|^{-1}. \quad (19)$$

После этого можно вновь применять одну из описанных выше процедур вычисления критического тока.

Таким образом, задача сводится к определению функции распределения $f(i_c)$. Для этого предложено несколько процедур, опирающихся на результаты экспериментов различного рода: зависимость критического тока контакта от угла разориентации контактирующих зерен [22], крип магнитного потока в керамическом образце [23], вольтамперная характеристика ВТСП-керамики в резистивном состоянии [47].

В первой из них предполагается, что контакты равномерно распределены по углам разориентации ϑ и имеют одинаковые площади. Тогда, положив в (19) $\xi \equiv \vartheta$, легко получить $f(i_c) \propto |di_c/d\vartheta|^{-1}$. В [22] угловая зависимость $i_c(\vartheta)$ описывается соотношением (1), вид которого представляется довольно искусственным, а применимость при $\vartheta > 45^\circ$ — сомнительной (напомним, что эксперименты [18], на которых основано представление $i_c(\vartheta)$ в виде (1) — (3) принципиально ограничены углами $\vartheta < 45^\circ$; кроме того, в других работах предлагаются иные формы зависимости $i_c(\vartheta)$, см., например, соотношения (2), (14)). Поэтому при таком подходе целесообразнее, как нам кажется, использовать более простую и общую двухпараметрическую степенную зависимость $i_c(\vartheta) \propto (\vartheta + \vartheta_0)^{-(n-1)}$, в которой ϑ_0 и n — подгоночные параметры. В этом случае функция распределе-

ния также оказывается степенной: $f(i_c) \propto i_c^n$. Естественно, последнее соотношение может быть справедливым только в некоторой ограниченной сверху области критических токов $i_c < i_0$ (i_0 — максимальный критический ток контакта), так что нормированная функция распределения $f(i_c)$ определяется выражением

$$f(i_c) = \frac{n+1}{i_0} \left(\frac{i_c}{i_0} \right)^n, \quad i_c < i_0, \\ = 0, \quad i_c > i_0. \quad (20)$$

Такая функция распределения, но совсем на других основаниях, была предложена в [47], где с ее помощью объяснялись экспериментально наблюдаемые степенные вольтамперные характеристики ВТСП-керамик (см. ниже). Заметим, что распределение (20) можно получить для джозефсоновских переходов SNS-типа, критический ток которых описывается соотношением (10), если предположить, что их распределение $f_d(d_N)$ по толщине d_N межзеренной прослойки из нормального металла является экспоненциальным: $f_d(d_N) \propto \exp(-d_N/\langle d \rangle)$ [47]. При этом величина и температурная зависимость параметра n (вблизи T_c) определяются соотношением

$$n = \frac{\xi_N(T)}{\langle d \rangle} - 1, \quad (21)$$

в котором $\langle d \rangle$ — средняя толщина межзеренных прослоек.

Другую процедуру определения $f(i_c)$ можно предложить для керамик с известной функцией $F(\vartheta)$ распределения межзеренных границ по углам разориентации ϑ . Тогда $f(i_c) = F(\vartheta(i_c)) |di_c/d\vartheta|^{-1}$, где $\vartheta(i_c)$ — функция, обратная известной (из эксперимента) функции $i_c(\vartheta)$. Распределение $F(\vartheta)$ можно, в прин-

ципе, найти, исследуя с помощью электронной микроскопии большое число межзеренных границ. Результат такого исследования для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ -керамики, полученной по расплавной технологии, представлен на рис. 6 [24]. Видно, что это распределение близко к экспоненциальному

$$F(\vartheta) \propto \exp\left(-\frac{\vartheta}{\langle \vartheta \rangle}\right). \quad (22)$$

В данном случае средний угол разориентации гранул $\langle \vartheta \rangle \approx 6^\circ$ и характеризует, естественно, только изучавшуюся керамику. Используя найденное распределение и зависимость $i_c(\vartheta)$ в виде (3), снова приходим к соотношению (20), в котором

$$n = \frac{\vartheta_0}{\langle \vartheta \rangle} - 1. \quad (23)$$

Сравнивая (23) с (21), находим связь между средней толщиной $\langle d \rangle$ SNS-перехода и средним углом $\langle \vartheta \rangle$ разориентации гранул

$$\langle d \rangle = \frac{\xi_N(T)}{\vartheta_0(T)} \langle \vartheta \rangle. \quad (24)$$

Из нее следует, что температурная зависимость параметра ϑ_0 , определяющего угловую зависимость критического тока контакта (см. (3)), должна совпадать с температурной зависимостью $\xi_N(T)$.

Еще один метод определения $f(i_c)$ основан на анализе крипа магнитного потока в ВТСП-керамике в условиях, когда он обусловлен термоактивационным движением отдельных вихрей через потенциальные барьеры в джозефсоновских контактах [48]. Обработка экспериментальных данных позволяет найти функцию распределения контактов по высотам ϵ_J таких барьеров. Однако поскольку $\epsilon_J \propto i_c$, та же функция описывает и распределение контактов по их критическим токам. Хотя полученная в [48] функция $f(i_c)$ характеризует лишь использованную в этой работе "плохую" (с точки зрения токонесущей способности) керамику ($\text{Y}_{0.25}\text{Ba}_{0.75}$)CuO с $T_c \approx 80$ К, она демонстрирует одно существенное обстоятельство: смещение максимума этой функции в сторону малых критических токов контактов в слабом (4 Гс) магнитном поле. Именно учет такой "деформации" функции распределения магнитным полем позволяет объяснить магнитополевою зависимость критического тока ВТСП-керамики (см. ниже).

4.2. Ч и с л е н н ы е м е т о д ы . Для расчета критических токов ВТСП-керамик широко использовались различные численные методы [23,49,50]. Один из них — метод критической поверхности [23] — основан на следующей идее. Представим образец из ВТСП-керамики в виде совокупности плотно упакованных кубических сверхпроводящих зерен (с одинаковой плотностью внутризеренного критиче-

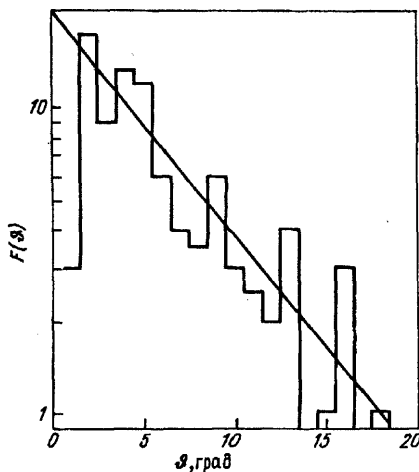


Рис. 6. Распределение $F(\vartheta)$ межзеренных границ по углам разориентации в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_\delta$ -керамике [55]. Прямая линия — $F(\vartheta) \propto \exp(-\vartheta/\langle \vartheta \rangle)$, $\vartheta = 6^\circ$

ского тока). Их контактирующие грани представляют собой слабые связи с различными (по величине) критическими токами i_{cl} (l — номер связи), характеризующимися функцией распределения $f(i_l)$. При заданном расположении токовых электродов выберем произвольную (состоящую из граней кубических зерен) поверхность u , разделяющую рассматриваемый образец на две отдельные части, в каждой из которых оказывается один из этих электродов. Среди таких поверхностей найдем такую, для которой сумма $\sum i_{cl}$ критических токов всех ($l \in \gamma$) межзеренных слабых связей будет максимальна. Эта "критическая" поверхность γ_c и определяет критический ток образца, равный $I_{кр} = \sum i_{cl}$ ($l \in \gamma_c$). По существу, найденная таким образом критическая поверхность представляет собой один большой, не плоский и пространственно-неоднородный джозефсоновский переход.

Хотя авторы [23] провели численные расчеты по этой схеме только для двумерной текстурированной системы, базисные плоскости всех зерен которой параллельны друг другу (как это имеет место, например, в текстурированной поликристаллической пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$), приводимые ими результаты позволяют качественно понять, какое влияние на критический ток керамики оказывает разброс критических токов межзеренных контактов. Последний связан с различной ориентацией зерен, определяемой углом ϕ между их осью a и средним направлением протекания тока и характеризуемой функцией распределения $f_\phi(\phi) \propto \exp(-\phi^2/\phi_0^2)$. Угол взаимной разориентации зерен есть $\vartheta = |\phi - \phi'|$ (углы ϕ и ϕ' относятся к двум соседним зернам), и с помощью соотношения (2) легко найти функцию распределения $f(i_c)$ для любого значения ϕ_0 . Результаты численных расчетов состоят в следующем. 1) Средняя плотность критического тока $j_{кр}$ нетекстурированного материала ($\phi_0 = \infty$) оказывается в 30 раз меньше, чем в случае идеальной текстуры ($\phi_0 = 0$). 2) Плотность $j_{кр}$ критического тока керамики определяется усредненным по углам разориентации ϑ критическим током $\langle i_c \rangle_\vartheta = \int i_c(\vartheta) f_\vartheta(\vartheta) d\vartheta$ межзеренных контактов только в сильнотекстурированной системе ($\phi_0 \lesssim 5^\circ$): в этом случае можно считать $j_{кр} = \langle i_c \rangle_\vartheta / a^2$, где a — размер зерна; в противном случае величина $j_{кр}$ оказывается в 2—3 раза меньше ожидаемой. Последний вывод очень важен: он свидетельствует о том, что часто используемый способ расчета критического тока керамики путем усреднения критических токов отдельных ее межзеренных контактов (см., например, [51]) не является корректным, поскольку не учитывает перколяционной природы рассматриваемого явления.

Принципиально иной, вариационный, метод численного расчета критического тока (и вольтамперной характеристики ВТСП-керамики, см. ниже) развит в работе [49]. В ней также используется модель кубических сверхпроводящих зерен, слабые связи между которыми образуют трехмерную сеть джозефсоновских переходов с различными критическими токами i_{cl} . Эта сеть описывается нелинейной системой уравнений Кирхгофа для токов i_l и напряжений v_l , относящихся к отдельным джозефсоновским переходам с индивидуальными вольтамперными характеристиками $v_l = v_l(i_{cl}, i_l)$. Решение этой системы находится итерационным методом с использованием вариационного принципа, который является обобщением принципа минимума диссипируемой мощности [52], относящегося лишь к линейным системам. Показано, что реальное распределение токов и напряжений в рассматриваемой системе соответствует минимуму функционала

$$W = \sum_l \int_0^{i_l} v_l(i_{cl}, i_l') di_l', \quad (25)$$

в котором суммирование производится по всем элементам сети и который для линейной сети ($v_l \propto i_l$) равен мощности, диссипируемой в системе. Численные расчеты проводились для функции распределения (20) с $n = 0$ и 2.

Результаты упомянутых работ представлены в таблице:

Результаты численного расчета критического тока и показателя степени ВАХ в случайных решетках из элементов с критическими токами, описываемыми степенным распределением (20)

	Квадратная решетка			Кубическая решетка		
	$n = 0$	1	2	0	1	2
$I_{кр}/i_0$ (на одну связь*)	0,12 [47] 0,11 [50] 0,06 [23]	0,26 [47]	0,36 [47]	0,14 [47] 0,36 [49]	0,28 [47]	0,38 [47] 0,66 [49]
μ ($V \propto I^\mu$)	2,1 [47] 2 [50]	3,2 [47]	4,3 [47]	1,8 [47] 2,6 [49]	2,6 [47]	3,4 [47] 2,9 [49]
*) i_0 — максимальный критический ток связи (см. (20))						

5. Расчет критического тока ВТСП-керамики (модель джозефсоновской решетки). В условиях, когда нельзя пренебречь корреляцией фаз параметра порядка в различных гранулах сверхпроводящей ВТСП-керамики (см. выше), ее критический ток и вольтамперная характеристика становятся коллективными свойствами системы, которую в связи с этим называют джозефсоновской средой. Послед-

нюю чаще всего изучают с помощью модели джозефсоновской сети (или решетки), случайно расположенные узлы которой соответствуют гранулам керамики, а связи — джозефсоновским контактам с присущими им свойствами (критическим током, вольтамперной характеристикой и т.д.). Это эквивалентно предположению, что внутри каждой гранулы фаза параметра порядка не претерпевает изменений.

Исследование свойств такой сети основано на использовании уравнения Джозефсона

$$\frac{d}{dt}(\phi_k - \phi_l) = \frac{2e}{\hbar}(V_k - V_l) \quad (26)$$

(ϕ_k — фаза параметра порядка в k -й грануле, V_k — ее потенциал), уравнения, определяющего ток i_{kl} слабой связи между k -й и l -й гранулами

$$i_{kl} = i_{kl}^c \sin(\phi_k - \phi_l) + (V_k - V_l)/R_{kl} \quad (27)$$

(i_{kl}^c — критический ток связи, R_{kl} — ее сопротивление в нормальном состоянии) и уравнения Кирхгофа

$$\sum_l i_{kl} = 0, \quad (28)$$

дополненных соответствующими граничными условиями. В отсутствие диссипации в системе (то есть при токах, меньших критического) $V_k = V_l$.

Расчет состояния системы (при заданном внешнем токе) сводится к определению всех токов i_{kl} , фаз ϕ_{kl} и потенциалов V_{kl} , что требует применения тех или иных численных методов [53,54]. Что касается транспортного критического тока, то он может быть найден различными способами. Так, в работе [53] определялась зависимость полного тока системы от разности фаз параметра порядка на ее границах (электродах) и критической называлась максимальная величина этого тока. С этой целью вычислялся вклад в свободную энергию системы

$$E = \sum_{k,l} (\epsilon_J)_{kl} [1 - \cos(\phi_k - \phi_l)],$$

$$(\epsilon_J)_{kl} = \frac{\hbar}{2e} i_{kl}^c \quad (29)$$

связанный с пропусканием через нее тока, и искалась конфигурация (т.е. набор фаз параметра порядка), соответствующая абсолютному минимуму этой энергии. Выражение (29) не учитывает пропорциональных i_{kl}^2 слагаемых, соответствующих энергии магнитного поля тока слабых связей и кинетической энергии электронов.

Оказалось, что при не очень сильном разбросе критических токов i_{kl}^c контактов полный критический ток образца, состоящего из большого числа гранул, совпадает с усредненной по его сечениям токонесущей способностью, которая понимается как сумма критических токов связей, пронизывающих сечение образца, перпендикулярное току.

Численный расчет критического тока (и ВАХ, см. ниже) двумерной системы, характеризуемой экспоненциальной зависимостью (3) критического тока отдельных джозефсоновских переходов от угла ориентации ϑ и "обрезанной" гауссовской функцией распределения этих углов ($F(\vartheta < 20^\circ) \propto \exp(-\vartheta^2/2\langle\vartheta^2\rangle)$, $F(\vartheta > 20^\circ) = 0$), производился в [24]. Критический ток такой системы быстро падает с ростом параметра $\langle\vartheta^2\rangle$ (т.е. по мере уширения распределения $F(\vartheta)$): для $\langle\vartheta^2\rangle^{1/2} = 5^\circ, 10^\circ$ и ∞ получено $I_{кр}/I_{кр}^0 \approx 0,2; 0,1$ и $0,06$ соответственно, где $I_{кр}^0$ — критический ток при $\langle\vartheta^2\rangle = 0$ (монокристалл).

В работе [54] численное решение системы нелинейных дифференциальных уравнений (26) производилось для двумерной плотноупакованной структуры из гранул, имеющих форму правильных шестиугольников с осью c , перпендикулярной плоскости структуры. Ориентация этих шестиугольников в базисной плоскости считалась случайной, а соединяющие их связи (с одинаковыми нормальными сопротивлениями R_{kl}) делились по величине критического тока на два типа: "хорошие" — с высоким критическим током $i_{kl}^c = i_1$ и "плохие" — с критическим током $i_{kl}^c = i_2 \ll i_1$. "Хорошей" считалась связь между гранулами, разориентированными друг относительно друга на угол $\vartheta \leq \vartheta_1$ (в соответствии с результатами работ [16—20] $\vartheta_1 \approx 10^\circ$), в противном случае связь считалась "плохой"; величина отношения i_1/i_2 принималась равной 25. В зависимости от соотношения между долей $p = \vartheta_1/45^\circ$ "хороших" связей и перколяционным порогом $p_c \approx 0,35$ следует различать два возможных режима: а) $p < p_c$ — критический ток системы определяется только "плохими" связями: $I_{кр} \propto i_2$; б) $p_c < p < 1$ — критический ток системы определяется связями обоих типов. В последнем случае результаты численного расчета можно представить в виде

$$i_{кр} - i_2 \propto (p - p_c)^v, \quad (30)$$

где $i_{кр} = I_{кр}/N$, N — число слабых связей в сечении системы, перпендикулярном току, $v \approx 1,23$.

Подобная скейлинговая зависимость (но с другим показателем степени v) описывает и критический ток более сложной трехмерной системы, исследованной в работе [56]. Численный расчет критического тока случайной трехмерной кубической решетки, состоящей из одинаковых джозефсоновских связей дает $I_{кр} \propto (p - p_c)^v$, где $v \approx 1,7$, $p_c \approx 0,37$.

Полученное значение p_c отличается от известного для бесконечной кубической решетки ($p_c = 0,312$ [42]). Различие связано, скорее всего, с малым числом элементов в исследованной сети $7 \times 7 \times 7$.

6. Влияние внешних факторов на критический ток ВТСП-керамик.

6.1. Магнитополевая зависимость критического тока. Как указывалось выше, учет влияния магнитного поля на токонесущую способность ВТСП-керамики в рамках аналитического расчета плотности ее критического тока требует знания "перестроенной" магнитным полем функции распределения $f_B(i_{cB})$ межгранульных контактов по их критическим токам i_{cB} . Последняя может быть рассчитана с помощью соотношения (19), если известна зависимость $i_{cB}(i_c, B)$, описывающая изменение критического тока отдельного контакта в магнитном поле. Эта зависимость определяется четырьмя факторами: 1) размером, 2) ориентацией, 3) формой и 4) пространственным распределением локальной плотности $j_c^{GB}(x, y)$ критического тока по площади контакта. При расчетах обычно считают, что форма и распределение $j_c^{GB}(x, y)$ для всех контактов одинаковы. Что касается размеров и ориентации контактов, то по ним производят усреднение, полагая для простоты, что соответствующие распределения являются (в некоторых пределах изменения параметров) однородными.

Как указывается в [51], конкретный вид распределений контактов по размерам и ориентациям мало сказывается на результатах усреднения.

В работах [47, 96] такая задача решена для контактов квадратной формы с начальной функцией распределения (20) для однородного распределения плотности критического тока $j_c^{GB}(x, y) = \text{const}$ (см. (12)) и случайно-неоднородного одномерного распределения $j_c^{GB}(x)$, рассмотренного выше. Результаты, демонстрирующие эволюцию функции распределения $f_B(i_{cB})$ в магнитном поле, представлены на рис. 7, а, б. Величина магнитного поля определяется

безразмерным параметром $b = 2\pi l_G a B / \Phi_0$, где a — средний размер контакта; начальная ($b = 0$) степенная функция распределения $f(i_c)$ описывается соотношением (20) с $n = 2$. В обоих случаях магнитное поле сдвигает функцию распределения $f_B(i_{cB})$ в сторону меньших критических токов, однако вид этой функции в сильном ($b \gg 1$) магнитном поле совершенно различен: для однородного j_c^{GB} -распределения функция $f_B(i_{cB})$ меняется с ростом магнитного поля постепенно и при малых критических токах $f_B(i_{cB}) = \text{const}$, а для случайно-неоднородного одномерного j_c^{GB} -распределения существует область магнитных полей (для рис. 7, а это поля $3 \leq b \leq 300$), где эта функция меняется слабо (по сравнению с меньшими и большими полями), и при малых критических токах $f_B(i_{cB}) \propto i_{cB}^2$. Такие различия обуславливают и разный характер магнитополевых зависимостей $I_{кр}(b)$ критического тока керамики в двух рассмотренных ситуациях: в первом случае $I_{кр}(b \gg 1) \propto 1/b$, а во втором — зависимость $I_{кр}(b)$ имеет плато (рис. 8, а, б).

Вид зависимости $I_{кр}(b)$ в сильных магнитных полях ($b \gg 1$) при однородном j_c^{GB} -распределении зависит от формы контактов: $I_{кр}(b \gg 1) \propto 1/b$ для квадратных контактов, но $I_{кр}(b \gg 1) \propto 1/b^{3/2}$ для круглых контактов [57]. Учет анизотропии контактов, обусловленной анизотропией лондоновской глубины проникновения, незначительно меняет этот результат: расчет [58] дает $1 < |\partial \ln I_{кр} / \partial \ln b| < 2$.

Эксперименты [59, 60] действительно показывают, что магнитополевые зависимости $I_{кр}(b)$ для ВТСП-керамик различного состава имеют плато в области достаточно сильных магнитных полей. Имеются в виду "первичные" зависимости $I_{кр}(b)$, соответствующие монотонному изменению магнитного поля от нуля до заданного значения. (В противном

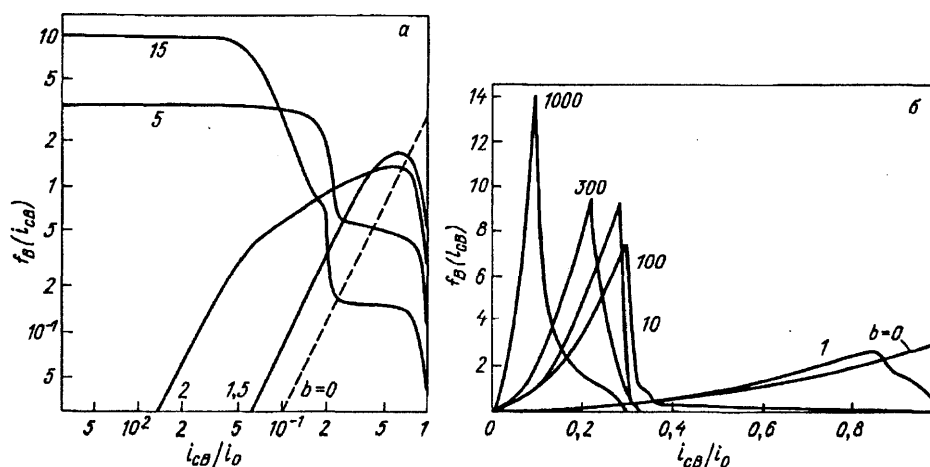


Рис. 7. Эволюция функции $f_B(i_{cB})$ распределения контактов по критическим токам i_{cB} под действием магнитного поля. а — Однородное распределение локальной плотности критического тока [47]. б — Случайно-неоднородное одномерное распределение [96]; радиус корреляции $r = 0,01$ ($L/2\pi$), дисперсия $\gamma^2 = 0,09$. Начальная ($b = 0$) функция распределения $f(i_c)$ описывается соотношением (20) с $n = 2$

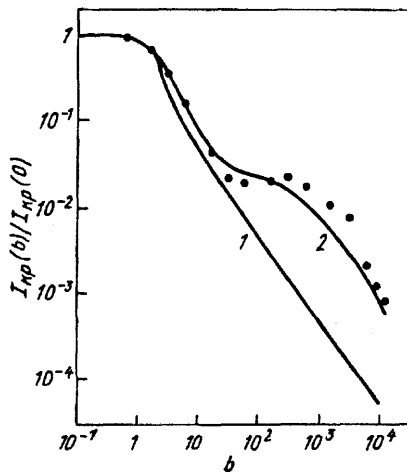


Рис. 8. Магнитопольевые зависимости критического тока керамики $I_{кр}$. 1 — однородное распределение локальной плотности J_c^{GB} критического тока [47]. 2 — случайно-неоднородное одномерное распределение $J_c^{GB}(x)$ [96]; радиус корреляции $2\pi r/L = 1/300$, дисперсия $\gamma^2 = 4 \cdot 10^{-4}$, начальная ($b=0$) функция распределения $f(i_c)$ описывается соотношением (20) с $n = 2$. Точки — экспериментальные данные для $YBa_2Cu_3O_8$ -керамики ($T_c \approx 90$ К, $T=77$ К) [59]

случае наблюдаются гистерезисные явления, связанные с захватом магнитного потока внутри сверхпроводящих зерен [61].)

Является ли это аргументом в пользу пространственной неоднородности джозефсоновских контактов ВТСП-керамики, приводящей к случайному распределению локальной плотности критического тока по площади контакта? В [59,60] предлагается другая интерпретация: каждый (или почти каждый) джозефсоновский контакт пространственно неоднороден и содержит область "сильной" связи. Именно эти области обеспечивают перенос тока в сильных магнитных полях, снижающих локальную плотность критического тока в остальных ("слабых") частях каждого контакта.

В пользу такой интерпретации, по мнению авторов [60], говорят результаты исследования магнитопольевых зависимостей $I_{кр}(b)$ в текстурированных $YBa_2Cu_3O_8$ -керамиках, представляющих собой совокупность кристаллитов с почти параллельными ab -плоскостями (рассогласование направлений их осей c около $\pm 10^\circ$). В этих экспериментах транспортный ток пропусклся вдоль плоскости ab , а магнитное поле, перпендикулярное току, направлялось либо вдоль этой плоскости, либо перпендикулярно к ней. В обоих случаях наблюдалось плато $I_{кр}(b)$, однако поле B^* , соответствующее его границе со стороны сильных полей, в первом случае существенно выше: $B^*(\parallel ab) \approx 30$ Тл, $B^*(\parallel c) \approx 7$ Тл при $T = 76$ К. Полагая, что эти значения поля близки к значениям $B_{c2}(\parallel ab)$ и $B_{c2}(\parallel c)$ верхнего критического поля для

$YBa_2Cu_3O_8$, авторы [60] делают вывод о том, что критический ток текстурированного материала в сильном магнитном поле ограничивается не слабыми связями, а материалом со свойствами, близкими к свойствам монокристалла. В связи с этим надо сделать два замечания. Во-первых, известные значения $B_{c2}(\parallel ab) \approx 130$ Тл и $B_{c2}(\parallel c) \approx 25$ Тл (при $T = 76$ К) [62] существенно выше измеренных значений B^* . Во-вторых, при оценке поля внутри кристаллитов и межкристаллитных "прослоек" (имеющих в данном случае форму относительно тонких пластин, параллельных плоскости ab) необходимо учитывать (различные для разного направления поля) факторы размagnичивания. Тогда различие измеренных граничных полей $B^*(\parallel c)$ и $B^*(\parallel ab)$ может быть связано не столько с анизотропией верхнего критического поля, сколько с различием этих факторов. Таким образом, предлагаемая в [60] интерпретация не является строго обоснованной.

Обе рассмотренные гипотезы (случайно-неоднородные контакты или контакты с "сильной" связью) можно совместить, предположив, что в нетекстурированной керамике "сильные" межгранульные связи отсутствуют и ее поведение в области плато магнитопольевой зависимости $I_{кр}$ определяется случайно-неоднородными слабыми связями, в то время как в текстурированной керамике "сильные" связи появляются за счет особенностей ее структуры. Одна из возможных причин этого — благоприятные структурные условия для образования упоминавшихся выше межкристаллитных [001] границ кручения (поворот контактирующих кристаллитов друг относительно друга вокруг общей c -оси) с углами разориентации вблизи $\vartheta = 14^\circ$ (а также, возможно, и с другими благоприятными углами разориентации), демонстрирующих свойства "сильной" связи [25]. Доля таких границ может быть достаточной ($\geq 15\%$) для образования непрерывных токовых путей в сильных магнитных полях, когда все остальные (слабые) связи оказываются "разрушенными".

Поскольку систематические исследования границ такого типа отсутствуют, не исключено, что $\vartheta = 14^\circ$ — это не единственный угол разориентации, обеспечивающий свойства "сильной" связи. Кроме того, если по аналогии с результатами [18] (относящимися к малоугловым границам наклона) считать, что свойства "сильной" связи сохраняются для всех границ рассматриваемого типа с углами разориентации $\vartheta = 14^\circ \pm \Delta\vartheta$, где $\Delta\vartheta \sim 5^\circ$, то долю границ с "сильной" связью можно оценить в $(2\Delta\vartheta/45^\circ) \approx 0,2$ (при этой оценке не делается различия между осями a и b , т.е. считается, что свойства контактов с углами разориентации $\vartheta = 14$ и 76° одинаковы).

Это и могло бы объяснить результаты работы [60].

Анализ экспериментальных данных показывает, что плато на зависимостях $I_{кр}(B)$ наблюдается только для керамик с достаточно высокой плотностью критического тока и отсутствует в случае низких плотностей тока. Смысл этой корреляции обсуждается в разделе, посвященном вольтамперным характеристикам керамик.

Эксперименты показывают, что магнитное поле не только снижает критический ток ВТСП-керамик, но и способствует появлению (даже в нетекстурированной керамике) его анизотропии: плотности критического тока вдоль $j_{кр}(I \parallel B)$ и поперек $j_{кр}(I \perp B)$ магнитного поля существенно (в 2–3 раза) отличаются друг от друга [61–64]. Этот эффект связан с селективным действием магнитного поля на различные контакты: эффективно снижается критический ток лишь тех контактов, плоскости которых составляют с направлением магнитного поля небольшой угол, контакты же, плоскости которых почти перпендикулярны к этому направлению, сохраняют свою токонесущую способность. Поэтому токовые траектории в ВТСП-керамике в сильном магнитном поле при токе I , близком к критическому, имеют совершенно различный вид для разных взаимных ориентации B и I : в случае $I \parallel B$ почти все участки токовых траекторий направлены приблизительно вдоль тока, а в случае $I \perp B$ — поперек тока (рис. 9). В силу различия этих траекторий усреднение, определяющее величину $j_{кр}$, приводит к разным результатам [65].

Помимо описанных выше аналитических расчетов магнитополевых зависимостей $I_{кр}(B)$ критического тока керамики в рамках перколяционной модели, известны также расчеты этих зависимостей,

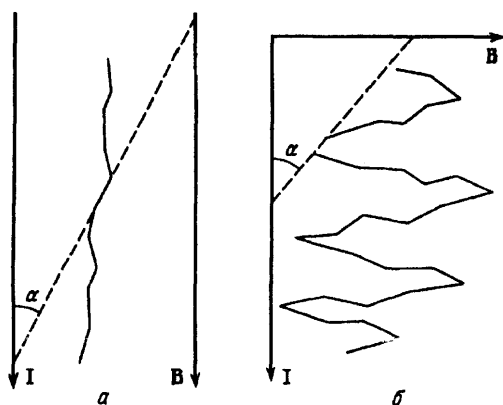


Рис. 9. Токовые траектории в ВТСП-керамике в сильном магнитном поле для тока, близкого к критическому. Магнитное поле параллельно (а) и перпендикулярно (б) среднему направлению тока I . Извилистость (α) токовой траектории характеризуется средним значением угла отклонения α траектории от среднего направления тока

основанные на использовании модели джозефсоновской решетки [66–68,56]. Аналитические результаты, полученные в этой модели, относятся лишь к двумерным системам, состоящим из идентичных джозефсоновских контактов. Влияние разброса свойств контактов (в двумерной системе), а также трехмерная система (из одинаковых контактов) изучались только численными методами.

Так, в работе [67] рассмотрена двумерная квадратная решетка, связи которой представляют собой джозефсоновские контакты с критическими токами i_{kl}^c , экспоненциально зависящими от магнитного поля:

$$i_{kl}^c(B)/i^c(0) = 1, \quad B < B_{kl}, \\ = (i_c(\infty)/i_c(0))^{1 - (B_{kl}/B)}, \quad B > B_{kl}, \quad (31)$$

где $i_c(0)$ и $i_c(\infty)$ — одинаковые для всех контактов критические токи в малых $B < B_{kl}$ и больших $B \gg B_{kl}$ полях, B_{kl} — индивидуальное для каждого контакта "критическое" поле.

В сильных магнитных полях ($B > B_{kl}$) выражение (31) сводится к асимптотической магнитополевой зависимости критического тока широкого джозефсоновского контакта, в котором неоднородность $j_c^{GB}(x)$ -распределения связана с полем проникающих в него джозефсоновских вихрей [37].

Расчеты $I_{кр}(B)$ (основанные на минимизации энергии системы (29)) проводились для двух типов распределения $f(B_{kl})$ контактов по "критическим" полям B_{kl} : равномерного распределения ($f(B_{kl}) = \text{const}$ в некотором интервале значений $1 < B_{kl}/B_* < b_*$, вне которого $f(B_{kl}) = 0$; параметр $b_* \gg 1$) и степенного распределения ($f(B_{kl}) \propto B_{kl}^{-\beta}$ за исключением некоторой области малых полей $0 < B_{kl} < B_*$, в которой $f(B_{kl}) = 0$; показатель $\beta = 1,8 - 2,3$). Во всех исследованных случаях оказалось, что в области сильных полей ($B \geq B_*$) критический ток системы экспоненциально падает с ростом магнитного поля:

$$\ln I_{кр}(B) \propto \text{const} + \frac{1}{B^a}. \quad (32)$$

Показатель a зависит от распределения параметров контактов и в рассмотренных случаях меняется в пределах от 0,8 до 1,0.

Экспоненциальные зависимости $I_{кр}(B)$ вида (32) действительно наблюдались для $YBa_2Cu_3O_8$ -керамики [69], однако экспериментальное значение параметра $a \approx 0,5$ сильно отличалось от расчетного. Не исключено, что это различие связано с трехмерным характером реальной керамики. Численное исследование магнитополевой зависимости критического тока трехмерной решетки джозефсоновских контактов ограничено имеющимися вычислительными воз-

можностями и проводилось лишь для решеток небольших размеров. Так, в работе [56] исследовалась трехмерная решетка ($7 \times 7 \times 7$) сверхпроводящих гранул, соединенных слабыми связями с одинаковыми критическими токами.

Исследовалась система уравнений, отличавшаяся от (26)–(28) тем, что фигурирующая в соотношении (27) разность фаз дополнялась появляющимся в магнитном поле фазовым фактором

$$A_{kl} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \int A \, dl,$$

который получается интегрированием вектор-потенциала вдоль линии, соединяющей центры k -го и l -го зерен.

Присущий реальным ВТСП-керамикам беспорядок имитировался в этой системе случайными смещениями составляющих ее гранул. Принципиальным свойством такой системы в магнитном поле является присущая ей фрустрация — наличие множества метастабильных состояний, соответствующих локальным минимумам энергии и отличающихся распределением магнитных потоков $\Phi_\alpha = (\text{целое число} + \delta_\alpha) \Phi_0$ ($0 < \delta_\alpha < 1$) по различным ячейкам решетки (α — номер ячейки). Авторы [56] приводят качественные соображения в пользу того, что в сильном магнитном поле параметры δ_α равномерно распределены между 0 и 1, и с ростом магнитного поля это распределение меняется незначительно. Поле перехода к такой ситуации оценивается как $B_\delta \sim \Phi_0 / \Delta S$, где ΔS — среднеквадратичная флуктуация площади ячеек. В результате на магнитополевой зависимости $I_{кр}(B)$ должно возникать плато.

К сожалению, экспериментально проверить правильность предлагаемой модели трудно. Дело в том, что основным элементом рассмотренной модели являются не слабые связи, а беспорядок и фрустрация, которые, по мнению авторов, должны приводить к плато на зависимости $I_{кр}(B)$ и для (достаточно "дырявой") решетки "сильных" связей. Тем не менее, дальнейшие исследования в этом направлении представляются интересными и важными.

6.2. Температурная зависимость критического тока. Температурная зависимость $I_{кр}(T)$ критического тока ВТСП-керамики определяется двумя факторами: 1) температурной зависимостью $i_c(T)$ критического тока отдельных межгранульных джозефсоновских контактов керамики и 2) увеличением числа эффективных (т.е. участвующих в переносе тока, близкого к критическому) контактов при понижении температуры. Как отмечалось выше, большинство межгранульных контактов представляют собой контакты SNS (или SNINS) -ти-

па, поэтому температурная зависимость их критического тока описывается вблизи T_c соотношением (5) с $m = 2$. Что же касается второго из упомянутых факторов, то его роль можно оценить с помощью описанного в предыдущем разделе аналитического метода расчета критического тока керамики $I_{кр}$. Как показано в [47], для функции распределения $f(i_c)$ вида (20) и температурной зависимости $i_c(T) \propto [1 - (T/T_c)]^m \exp(-d/\xi_N)$ величина $I_{кр}$ определяется соотношением

$$I_{кр}(T) \propto K(T) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^m, \quad (33)$$

$$K(T) = [t(n+1)]^t [t(n+1) + 1]^{-[1/(n+1) + t]} \times \\ \times (1 - P_c)^{1/(n+1)},$$

где $t \approx 1,5$ и $P_c = 0,25$ — перколяционные параметры для трехмерной среды, $n + 1 = \xi_N(T)/\langle d \rangle$ (см. соотношение (21)). Для межгранульной прослойки из "чистого" материала $n(T) + 1 = \xi_N(T)/\langle d \rangle T_c/T$. Расчет по (33) показывает, что при $1 - (T/T_c) \sim 0,1$ температурная зависимость коэффициента $K(T)$, связанного с распределением контактов по критическим токам, очень слаба и практически не изменяет степенной температурной зависимости $I_{кр}(T) \propto [1 - (T/T_c)]^m$, характерной для индивидуальных межгранульных контактов. Это служит обоснованием часто используемого метода определения природы контактов керамики по асимптотике ее критического тока вблизи T_c . При этом, однако, не следует забывать о том, что в непосредственной близости к T_c степенная зависимость (6) может искажаться за счет флуктуаций [19,27,34].

При температурах, заметно отличающихся от T_c , температурная зависимость функции распределения $f(i_c)$ могла бы оказаться существенной. Однако $n \rightarrow \infty$ при $T \rightarrow 0$, т.е. $K(T) \rightarrow 1$; поэтому такая зависимость становится несущественной и температурный ход $I_{кр}(T)$ снова определяется свойствами индивидуальных контактов.

Таким образом, почти во всем диапазоне температур $T < T_c$ температурная зависимость критического тока керамики близка к температурной зависимости критического тока отдельных ее межгранульных контактов.

6.3. Зависимость критического тока от давления (всестороннее и одноосное сжатие).

6.3.1. Всестороннее сжатие. Многочисленные эксперименты показывают, что под действием гидростатического давления критический ток ВТСП-керамик увеличивается [70–77]. Относительное изменение критического тока при давлении $P \sim 10$ кбар достигает 100 % и зависит от его вели-

ны в отсутствие давления: для "плохих" керамик (с низким критическим током) относительные изменения, как правило, больше, чем для "хороших" керамик. При интерпретации этих результатов существенно, что вывод предыдущего раздела (относительно температурной зависимости $I_{кр}$) полностью сохраняется и в отношении зависимости критического тока керамики от давления: последняя в основном определяется изменением критического тока отдельных межгранульных контактов.

Однако тот факт, что керамика представляет собой совокупность различным образом ориентированных контактов с разными критическими токами, оказывается в ряде случаев важным (см. ниже). Его необходимо учитывать, если в системе имеется выделенное направление, например, направление одноосного сжатия или магнитного поля (когда критический ток керамики становится анизотропным [78]), или в текстурированной керамике.

Таким образом, необходимо проанализировать механизм воздействия давления на свойства отдельного джозефсоновского контакта SNS-типа [78]. Локальная плотность $j_c^{GB}(x, y)$ критического тока в таком контакте определяется соотношением (см. (9))

$$j_c^{GB}(x, y) \propto \exp\left(-\frac{d(x, y)}{\xi_N}\right), \quad (34)$$

где $d(x, y)$ — локальная толщина нормальной прослойки. При рассмотрении "реакции" межгранульного контакта на внешнее давление удобно использовать простейшую модель — две сферические гранулы радиуса R , сдавливаемые внешней силой F . В этом случае радиус контакта r и локальное давление $p(x, y)$ в его плоскости определяются соотношениями [79]

$$r = \alpha [(F + F_0) R]^{1/3},$$

$$p(x, y) = \frac{3(F + F_0)}{2\pi r^2} \left(1 - \frac{x^2}{r^2} - \frac{y^2}{r^2}\right)^{1/2}, \quad (35)$$

где $\alpha = [3(1 - \nu^2)/8E]^{1/3}$, E, ν — соответственно модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала гранул. "Внутренняя" сила F_0 учитывает, что в рассматриваемом случае гранулы деформированы даже в отсутствие внешней силы F (например, за счет термических напряжений, возникающих при синтезе керамики) и область их контакта характеризуется начальным радиусом $r_0 = \alpha (F_0 R)^{1/3}$. "Внешняя" F и "внутренняя" F_0 силы связаны с внешним P и "внутренним" P_0 давлением простыми соотношениями: $P \sim F/R^2$, $P_0 \sim F_0/R^2 \sim \alpha (r_0/R)^3$. Полагая $r_0/R \sim 0,1$ и $E \sim 10^3$ кбар, получаем $P_0 \sim 1$ кбар $\ll E$, т. е. начальная деформация является упругой. Из (35) следует, что радиус контакта r_p увеличивается с давлением по закону

$$r_p = r_0 \left(1 + \frac{P}{P_0}\right)^{1/3}. \quad (36)$$

Неоднородное распределение давления по площади контакта (см. (35)) приводит к переменной его толщине $d(x, y) = d_0[1 - (p(x, y)/E)]$ и в соответствии с (10) — к неоднородному распределению локальной плотности тока

$$j_c^{GB}(x, y) \propto \exp\left[\frac{A}{r_0}(r_p^2 - x^2 - y^2)^{1/2}\right],$$

$$r_p = r_0 \left(1 + \frac{P}{P_0}\right)^{1/3}, \quad (37)$$

где $A = (4/\pi)(r_0/R)(d_0/\xi_N)/(1 - \nu^2)$, d_0 — толщина нормальной прослойки на краю контакта. При относительно небольших давлениях, когда деформация керамики обратима, распределение $j_c^{GB}(x, y)$ может быть существенно неоднородным только для "плохих" керамик, для которых $d_0 \gg \xi_N$. В "хороших" керамиках ($d \leq \xi_N$) это распределение всегда близко к однородному. (Сейчас мы, естественно, не учитываем никаких других причин, не связанных с неоднородностью локального давления в контакте, но приводящих к неоднородному распределению $j_c^{GB}(x, y)$.)

Полный критический ток i_c контакта (при наличии магнитного поля B , лежащего в его плоскости и направленного вдоль оси y) определяется соотношением (11). Для "хороших" керамик действие давления сводится лишь к изменению площадей межгранульных контактов. Эксперименты показывают слабую зависимость собственно сверхпроводящих параметров высокотемпературных сверхпроводников от давления (для $YBa_2Cu_3O_8$, например, $\partial(T/T_c)/\partial P \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ кбар $^{-1}$).

В таком случае

$$i_c(P, B) \propto \frac{J_1(kr_p)}{kr_p} r_p^2, \quad (38)$$

где J_1 — функция Бесселя. Осцилляции i_c исчезают после усреднения по всем контактам керамики, после чего выражения для плотности ее критического тока приобретают в нулевом магнитном поле следующий вид:

$$j_{кр}(P, 0) = \left(\frac{r_p}{r_0}\right)^2 j_{кр}(0, 0) =$$

$$= j_{кр}(0, 0) \left(1 + \frac{P}{P_0}\right)^{2/3}, \quad (39)$$

что близко к экспериментально наблюдающимся зависимостям, а в сильном магнитном поле ($kr_p \gg 1$) —

$$j_{кр}(P, B) = j_{кр}(0, B) \left(1 + \frac{P}{P_0}\right)^{1/6}, \quad (40)$$

что соответствует гораздо более слабой зависимости критического тока керамики от давления. Это связано с тем, что увеличение площади контакта, потен-

циально выгодное с точки зрения повышения его критического тока, одновременно приводит к росту магнитного потока через боковую поверхность контакта ($\Phi \propto r_p \lambda_G B$), что в соответствии с (12) способствует снижению критического тока.

Для "плохих" керамик приближенное (асимптотически точное при $A \gg 1$) выражение для критического тока отдельного контакта имеет вид

$$i_c(P, B) \propto \left(1 + \frac{P}{P_0}\right)^{1/2} \Theta(P, B), \quad (41)$$

где

$$\Theta(P, B) = \int_0^{\pi/2} \exp\left(\frac{Ar_p}{r_0} \sin\theta\right) \cos(kr_p \cos\theta) \sin^{3/2}\theta \, d\theta.$$

Рассчитанные по (39) и (41) зависимости критического тока керамики от давления в отсутствие магнитного поля ($B = 0$) представлены на рис. 10. Они иллюстрируют мысль, высказанную по этому поводу авторами работы [75]: "Для бедного любой заработок велик!" В данном случае, чем ниже начальный ($P = 0$) критический ток, тем больше он возрастает под действием давления. При $A \gg 1$ (очень "плохая" керамика) критический ток может увеличиться на несколько порядков.

Другая картина должна наблюдаться в сильном магнитном поле ($kr_p \gg 1$). В этом случае рост критического тока под действием давления оказывается сравнительно слабым даже для "плохой" керамики (рис. 11). Причина этого аналогична рассмотренной выше для "хорошей" керамики.

6.3.2. Одноосное сжатие. До сих пор речь шла об изменении критического тока керамики под действием всестороннего давления. Одноосное сжатие

приводит к новым интересным эффектам [65]. В этом случае деформация $e(\phi)$ среды анизотропна. Ее величина (и знак) зависит от угла ϕ между направлением сжатия и направлением деформации [80]:

$$e(\phi) = \frac{P\phi}{E}, \quad P_\phi = P [(1 + \nu) \cos^2\phi - \nu]. \quad (42)$$

В соответствии с соотношением (42) одноосное сжатие сопровождается растяжением в направлениях, для которых $|\pi/2 - \phi| < \arccos[\nu/(1 + \nu)]$. Это означает, что все межгранульные контакты можно разделить на два типа: критические токи одной части контактов (плоскости которых составляют с направлением сжатия угол, не превышающий $\arccos[\nu/(1 + \nu)]$) уменьшаются, а другой части увеличиваются. Суммарный эффект воздействия одноосного сжатия на критический ток керамики зависит при этом от ориентации среднего направления транспортного тока относительно направления сжатия и "извилистости" токопроводящих путей, по которым происходит перенос тока, близкого к критическому (см. рис. 9). Если эта извилистость, характеризуемая средним отклонением $\langle\alpha\rangle$ токовых траекторий от направления транспортного тока, невелика (более точно, если $\langle\alpha\rangle \leq (6\nu)^{1/2}$ [65]), то для тока, текущего (в среднем) вдоль направления сжатия, наиболее важными оказываются сжимаемые контакты, а для тока, перпендикулярного (в среднем) направлению сжатия, наиболее важны растягиваемые контакты. Соответственно в первом случае плотность критического тока должна под действием одноосного сжатия увеличиваться, а во втором случае уменьшаться. Расчет показывает, что отношение изменений плотностей этих токов (при слабой извилистости токовых

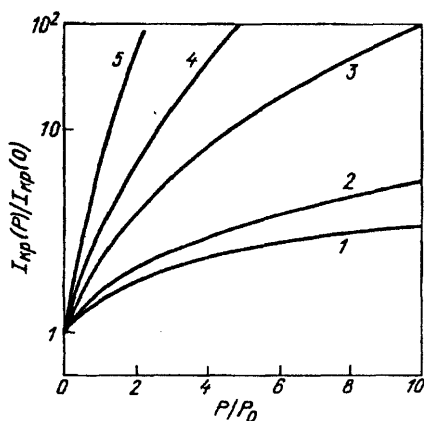


Рис. 10. Зависимости критического тока различных керамик от давления при $B = 0$, рассчитанные с помощью соотношений (39), (41) [78]. "Качество" керамики определяется параметром A ($A \ll 1$ — "хорошая" керамика, $A \geq 1$ — "плохая" керамика). 1 — $A \ll 1$, 2 — $A = 1$, 3 — $A = 3$, 4 — $A = 5$, 5 — $A = 9$

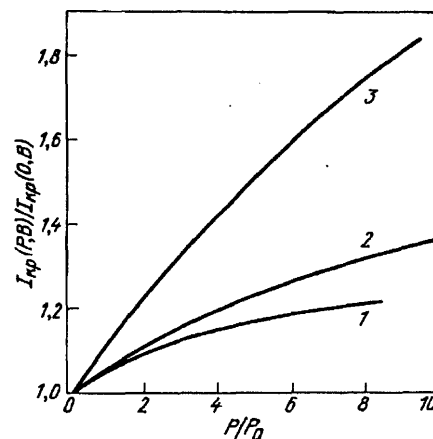


Рис. 11. Зависимости критического тока различных керамик от давления в сильном магнитном поле ($kr_p = 10$), рассчитанные с помощью соотношений (40), (41) [78]. "Качество" керамики определяется параметром A ($A \ll 1$ — "хорошая" керамика, $A \geq 1$ — "плохая" керамика). 1 — $A \ll 1$, 2 — $A = 1$, 3 — $A \geq 5$

путей) равно $\Delta j_{\text{кр}}^{\perp} / \Delta j_{\text{кр}}^{\parallel} \approx -\nu$ (для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ — керамики $\nu \approx 0,2$). Эксперименты [73], выполненные на $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамике (с критическим током $j_{\text{кр}}(77\text{ K}) \sim 10^7 \text{ A/cm}^2$) полностью подтверждают этот вывод. Отсюда, в частности, следует, что извилистость токовых путей в ней невелика: $\langle \alpha \rangle \leq 30^\circ$.

К нетривиальным результатам приводит одноосное сжатие керамики в магнитном поле [65]. Давление увеличивает критический ток контактов, плоскость которых перпендикулярна направлению сжатия, а магнитное поле уменьшает критический ток контактов, плоскость которых параллельна направлению магнитного поля. Поэтому результат воздействия одноосного сжатия существенным образом зависит от взаимной ориентации направлений одноосного сжатия, магнитного поля и тока. В работе [65] рассмотрен случай, когда все три направления параллельны (эта ситуация соответствует условиям эксперимента [74]). Показано, что в сильном магнитном поле ($b \gg 1$) влияние одноосного сжатия на критический ток керамики описывается соотношением

$$j_{\text{кр}}(P, B) = \alpha \frac{1 + (P/P_1)}{B^{3/2}}, P_1 \approx \frac{1}{3} P_0 (E/P_0)^{1/3} \quad (43)$$

(для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики $P_1 \sim 10$ кбар [65]) и быстро падает с ростом поля: $I_{\text{кр}}(P, B) - I_{\text{кр}}(B, 0) \propto P/B^{3/2}$. Именно такая закономерность и была установлена в экспериментах [74].

7. Расчет вольтамперной характеристики ВТСП-керамик (перколяционная модель).

7.1. Аналитические методы. Расчет вольтамперной характеристики (ВАХ) сверхпроводящей керамики при токах I , превышающих критический ток $I_{\text{кр}}$, осложняется тем обстоятельством, что резистивные элементы такой системы — межзеренные контакты — существенно нелинейны: напряжение v на контакте SNS-типа с критическим током i_c и нормальным сопротивлением r_N описывается функцией [81]

$$v(i, i_c) = 0, \quad i < i_c, \\ = r_N(i^2 - i_c^2)^{1/2}, \quad i > i_c, \quad (44)$$

где i — ток, протекающий через контакт. Поскольку для нелинейных систем не справедлив принцип суперпозиции, расчет проводимости такой системы нельзя производить, используя развитые методы теории перколяции и эффективной среды. В частности, при сильном разбросе параметров (i_c и r_N), определяющих нелинейную проводимость отдельных элементов системы, ее ВАХ может сильно отличаться от ВАХ элементов, составляющих систему.

Это легко увидеть в простой и часто используемой модели, в которой ВТСП-керамика рассматривается как совокупность параллельно соединенных одномерных "нитей", состоящих из большого числа последовательно соединенных слабых связей [82]. В этом случае напряжение V на концах "нити" с током i есть

$$V(i) \propto \int_0^i v(i, i_c) f(i_c) di_c. \quad (45)$$

Нормальное сопротивление контакта r_N пропорционально его толщине d_N и для "толстых" контактов (см. (10)) слабо (логарифмически) зависит от i_c . Пренебрегая этой зависимостью и используя функцию распределения (20), из (44), (45) получаем [47]

$$V(i) \propto \int_0^i (i^2 - i_c^2)^{1/2} f(i_c) di_c \propto i^{n+2}, \quad i < i_0, \\ \propto i, \quad i \gg i_0, \quad (46)$$

откуда следует, что одномерная цепочка джозефсоновских связей обладает при не слишком больших токах степенной ВАХ, переходящей в линейную при больших токах. Естественным масштабом тока является при этом максимальный критический ток связей i_0 .

Привлекательной чертой рассмотренной модели является не только ее простота, но и возможность восстановления по виду ВАХ функции распределения $f(i_c)$ контактов по критическим токам [47]. Для приближенного решения этой задачи аппроксимируем ВАХ одиночного контакта (44) ступенчатой функцией

$$v(i, i_c) = 0, \quad i < i_c, \\ = r_N i, \quad i > i_c. \quad (47)$$

Тогда вместо (46) получаем для нелинейного сопротивления "нити"

$$r(i) \equiv \frac{V(i)}{i} \propto \int_0^i f(i_c) di_c, \quad (48)$$

откуда следует

$$f(I/N) \propto \frac{\partial R}{\partial I}, \quad (49)$$

где $R = Nr$, $I = Ni$ — сопротивление и ток образца, состоящего из N параллельных "нитей". Пример использования соотношения (49) приведен на рис. 12, где представлены найденные с его помощью функции распределения $f(i_c)$ и $f_B(i_{cB})$ (в магнитных полях $B=0$ и 250 Гс соответственно) для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики с низким критическим током $j_{\text{кр}}(78\text{ K}) \approx 10 \text{ A/cm}^2$. Сравнение с рис. 7 показывает, что в данном случае большинство контактов ВТСП-керамики — это контакты с однородным распределением плотности критического тока.

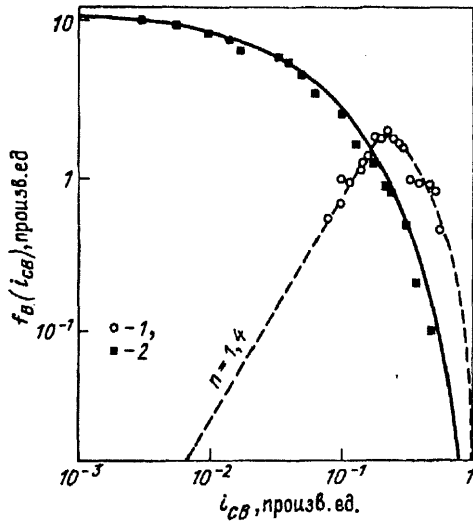


Рис. 12. Функции распределения межзеренных джозефсоновских связей по критическим токам в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамике в отсутствие (1) и при наличии (2) магнитного поля $B = 250$ Гс [47]

Рассмотренная простая модель адекватно описывает ВТСП-керамику, по-видимому, только в непосредственной близости от T_c , когда сетка токопроводящих путей достаточно редка и может быть приближенно представлена в виде совокупности параллельно соединенных "нитей". При понижении температуры в эту сетку "включается" все большее число межгранульных контактов, топология ее усложняется, и для расчета ВАХ необходим более общий подход. Первое приближение состоит в том, чтобы, сохраняя разброс контактов по критическим токам, считать их сопротивления в нормальном состоянии одинаковыми [47]. Тогда можно использовать аналогию с перколяционной задачей о проводимости в случайной системе из резистивных и сверхпроводящих связей [83].

Если доля P_s сверхпроводящих связей в такой случайной решетке меньше порогового значения P_c , то ее проводимость Σ конечна и равна $\Sigma \propto (P_c - P_s)^{-s}$. (Для трехмерной кубической решетки связей $P_c = 0,25$ и $s = 0,7-0,9$; для двумерной квадратной решетки $P_c = 0,5$ и $s = 1,1-1,15$.) "Расстояние" до точки перехода в сверхпроводящее состояние характеризуется в этой задаче разностью $(P_c - P_s)$. Ее аналогом при расчете ВАХ является увеличивающаяся с ростом $I > I_{кр}$ доля разорванных связей в (определенном выше) критическом кластере, т.е. разность $1 - P'$, где $P' = P'(I)$ — доля контактов, остающихся в сверхпроводящем состоянии при $I > I_{кр}$. Для степенной функции распределения (20) зависимость $P'(I)$ также должна быть степенной; учитывая, кроме того, что $P'(I_{кр}) = 1$, находим $P'(I) - 1 \propto (I - I_{кр})^{n+1}$. Увеличение показателя степени в выражении для $P'(I)$ на единицу по срав-

нению с показателем степени в распределении (20) связано с интегральным характером зависимости

$$P'(I) \propto \int f(i_c) di_c.$$

Тогда для проводимости рассматриваемой системы при $I > I_{кр}$ получаем

$$\begin{aligned} \Sigma(I) &\propto \langle r_N \rangle^{-1} (1 - P'(I))^{-s} = \\ &= \langle r_N \rangle^{-1} (I - I_{кр})^{-s(n+1)}, \end{aligned}$$

где $\langle r_N \rangle$ — среднее сопротивление контактов в нормальном состоянии. Таким образом, ВАХ $V(I) \propto I / \Sigma(I)$ рассматриваемой системы описывается соотношением

$$V(I) \propto \langle r_N \rangle I (I - I_{кр})^{(n+1)s} \quad (50)$$

и при $I \gg I_{кр}$ приобретает степенной вид

$$V \propto I^\mu, \quad \mu = 1 + (n+1)s. \quad (51)$$

Учитывая, что $s \sim 1$, находим, что, в соответствии с полученным выше выражением для ВАХ одномерных "нитей", $V \propto I^{n+2}$ (см. (46)).

7.2. Численные методы. Сложность аналитического решения задачи о вольтамперной характеристике случайной системы нелинейных элементов, каковой является ВТСП-керамика, инициировала попытки ее численного решения [49,50,84] и экспериментальные работы по изучению ВАХ искусственных нелинейных систем [85]. При этом было обнаружено интересное обстоятельство: система из пороговых элементов с кусочно-линейными индивидуальными ВАХ при случайном разбросе пороговых значений демонстрирует степенную вольтамперную характеристику. Примером такой системы является рассмотренная в работе [50] квадратная сетка $L \times L$, в которой каждая связь представляет собой нелинейный пороговый элемент (типа зенеровского диода) со следующей связью между током i и напряжением v

$$\begin{aligned} i &= 0, & v < v_g, \\ &= \sigma(v - v_g), & v > v_g. \end{aligned} \quad (52)$$

Если все элементы сетки идентичны, то ее ВАХ имеет аналогичный вид: $I \propto (V - V_g)$, где $V_g = Lv_g$. Если же элементы сетки имеют одинаковую проводимость σ , но случайные пороги v_g (равномерно распределенные в диапазоне от 0 до v_g), то, как показывает численный расчет, ее вольтамперная характеристика (в области промежуточных напряжений, при которых еще не все элементы участвуют в переносе тока) становится нелинейной:

$$I \propto (V - V_g)^\gamma, \quad (53)$$

с порогом $V_g = (0,22 \pm 0,02)Lv_g$ и показателем степени $\gamma = 2 \pm 0,08$. При $L \gg 1$ интервал напряжений, в котором ВАХ описывается соотношением (53), достаточно велик (для $L = 100$ $1 \leq V/V_g \leq 10^3$).

Понять происхождение этого результата можно с помощью следующего рассуждения. При небольшом увеличении δV напряжения на сетке падение напряжения на каждом из ее элементов пропорционально δV . При равномерном распределении их порогов v_g число элементов δn , "вступающих в строй" (т.е. начинающих переносить ток) также пропорционально δV . Пренебрегая корреляцией между проводящими элементами, можно воспользоваться классическим результатом теории эффективной среды [44], согласно которому изменение полной проводимости (кондактанса) сетки $\delta \Sigma \propto \delta n \propto \delta V$. Учитывая, что $\delta I = \Sigma \delta V$, получаем $I \propto (V - V_g)^2$, что совпадает с численным результатом (53).

Принцип дуальности электрических цепей [86] позволяет перенести полученный результат на систему, которая моделирует ВТСП-керамику и состоит из нелинейных элементов, имеющих порог не по напряжению, а по току (аналог слабой межзеренной связи, обладающей критическим током). Тогда для квадратной сетки из сверхпроводящих элементов со случайно распределенными критическими токами вместо (53) получаем степенную ВАХ

$$V \propto (I - I_{кр})^\mu, \mu = 2 \pm 0,08, \quad (54)$$

показатель которой практически совпадает с приведенным в соотношении (51), поскольку последний для двумерной квадратной решетки равен $\mu = 2,1$ (принято $t = 1,1$, $n = 0$ — равномерное распределение элементов по критическим токам).

Выше (см. раздел 5) уже обсуждалась модель двумерной сетки из "джозефсоновских" элементов, критические токи которых могут принимать два сильно отличающихся значения [54]. Кроме численного расчета критического тока такой системы, исследовалась и эволюция ее ВАХ при изменении доли p "сильноточных" элементов. Когда $p \ll p_c \approx 0,35$ или $p \approx 1$, вольтамперная характеристика системы совпадает с ВАХ ее отдельных элементов ("слаботочных" в первом случае и "сильноточных" — во втором). Однако в диапазоне $p_c \leq p \leq 1$ случайность в расположении элементов с различной токонесущей способностью становится существенной и можно заметить (хотя это обстоятельство никак не комментируется авторами [54]), что вблизи $I_{кр}$ ВАХ системы приобретает явные признаки степенного поведения.

Более реалистическая модель (рассмотренная выше в разделе 5) была положена в основу расчета вольтамперной характеристики двумерной квадратной сетки "джозефсоновских" элементов в работе [24]. Распределение $f(i_c)$ критических токов по элементам сетки в отличие от предыдущей работы считалось непрерывным и определялось комбинацией

экспоненциальной зависимости $i_c(\vartheta)$ (см. (3)) и "обрезанной" (для углов разориентации $\vartheta > 20^\circ$) гауссовской функции распределения $F(\vartheta) \propto \exp(-\vartheta^2/\langle \vartheta^2 \rangle)$. Анализ приведенных в [24] ВАХ показывает, что они описываются степенными зависимостями вида $V \propto (I - I_{кр})^\mu$, показатель степени которых уменьшается по мере уширения распределения $F(\vartheta)$. Так, для $\langle \vartheta^2 \rangle^{1/2} = 5^\circ, 10^\circ$ и ∞ можно найти $\mu \approx 4,4, 2,4$ и $1,4$ соответственно. Нетрудно убедиться в том, что распределения $f(i_c)$ в этих трех случаях таковы, что их "слаботочная" часть (в основном и ответственная за вид ВАХ) близка к степенной зависимости $f(i_c) \propto i_c^n$ с $n \approx 2, 0,6$ и -1 соответственно. Если с помощью этих значений n рассчитать величину μ по (51), то окажется $\mu \approx 4,3, 2,7$ и 1 , что довольно близко к результатам, которые получены из анализа ВАХ, приведенных в [24].

Численный расчет вольтамперной характеристики трехмерной сети джозефсоновских контактов требует существенно большего времени счета, чем в двумерном случае, и проводился в работе [49] с помощью описанного выше (см. раздел 5) вариационного принципа. Результаты, относящиеся к различным способам разупорядочения параметров элементов системы, показывают, что во всех случаях, когда такое разупорядочение существенно, т.е. разброс параметров джозефсоновских элементов велик, ВАХ системы имеют значительный участок степенного типа. В то же время в работе [56] показано, что и в перколяционной трехмерной системе, состоящей из джозефсоновских элементов с одинаковыми критическими токами, имеются степенные участки ВАХ. Однако показатели степени μ при этом невелики ($1 < \mu < 2$). Таким образом, все рассмотренные в этом разделе работы подталкивают к выводу о том, что степенной характер вольтамперной характеристики есть универсальное свойство системы, состоящей из большого числа пороговых нелинейных элементов с большим разбросом параметров. Однако сейчас не ясно, является ли этот вывод универсальным, и невозможно сформулировать требования к свойствам отдельных элементов системы, которые необходимы для появления степенной ВАХ.

В заключение этого раздела отметим, что существует довольно большое число работ, авторы которых объясняют степенные вольтамперные характеристики ВТСП-керамик критическими флуктуациями фазы параметра порядка вблизи перехода системы сверхпроводящих гранул (связанных джозефсоновскими межгранулярными контактами) в когерентное состояние [87—89]. Эта модель (называемая моделью сверхпроводящего стекла) также предсказывает ВАХ вида (54) с $\mu \approx 2$, однако область ее при-

менимости ограничена близостью к температуре перехода в сверхпроводящее состояние, а предсказываемые ею значения параметра $\mu \sim 1$ и его слабые температурные и магнитопольевые зависимости заставляют сомневаться в действенности такого механизма во всей широкой области температур и полей, где наблюдалась степенная ВАХ в ВТСП-керамиках.

8. Влияние внешних факторов на вольтамперную характеристику ВТСП-керамик.

8.1. Магнитопольевые и температурные зависимости ВАХ. В рамках рассмотренной в разделе 7.1 модели зависимость вольтамперной характеристики от температуры и магнитного поля определяется соответствующими зависимостями показателя степени μ , критического тока $I_{кр}$ и среднего сопротивления $\langle r_N \rangle$ в нормальном состоянии (см. (50)). Наиболее интересными и важными являются, конечно, зависимости $\mu(T)$ и $\mu(B)$.

Температурную зависимость показателя степени ВАХ можно найти с помощью соотношений (21), (51):

$$\begin{aligned} \mu(T) - 1 &= s \frac{\xi_N(T)}{\langle d \rangle} = \\ &= s \frac{\xi_N(T_c)}{\langle d \rangle} \times \left(\frac{T}{T_c} \right)^{-1/2} \quad (\text{"грязный" предел}), \\ &\quad \times \left(\frac{T}{T_c} \right)^{-1} \quad (\text{"чистый" предел}). \end{aligned} \quad (55)$$

Согласно (55) параметр μ должен монотонно расти с понижением температуры. Что касается магнитопольевой зависимости $\mu(B)$ показателя степени ВАХ, то она определяется характером эволюции функции распределения $f_B(i_{cB})$ в магнитном поле (см. рис. 7).

В случае контактов со случайно-неоднородным распределением локальной плотности $j_c^{GB}(x)$ критического тока магнитное поле слабо меняет вид функции распределения, что соответствует слабой зависимости $\mu(B)$. Для контактов с однородной локальной плотностью тока ($j_c^{GB}(x) = \text{const}$) та часть функции распределения $f_B(i_{cB})$, которая определяет критический ток $I_{кр}$ керамики, соответствует (в достаточно сильном магнитном поле) значению $n = 0$. Это означает (см. (51)), что с ростом магнитного поля величина μ должна уменьшаться до значения $\mu = 1 + s$.

Степенные вольтамперные характеристики вида (51) неоднократно наблюдались в экспериментах с ВТСП-керамиками различного состава [90–95]. Анализ показывает, что для керамик с низкой токонесущей способностью ($j_{кр}(77 \text{ К}) \sim 10 \text{ А/см}^2$ при $T_c = 80\text{--}90 \text{ К}$) всегда $\mu(B=0) \sim 1$ [91, 92, 94], а для керамик с достаточно высокой плотностью критического тока ($j_{кр}(77 \text{ К}) \sim 10^2 \text{ А/см}^2$) $\mu(B=0) \gg 1$ [93, 95]. Такое поведение естественно объясняется с помощью соотношения (55): первый случай ($\mu \sim 1$) соответствует "толстым" контактам, для которых $\langle d \rangle / \xi_N \geq 1$ и, значит, критические токи малы (см. (10)), а второй — "тонким" контактам ($\langle d \rangle / \xi_N \leq 1$) с большими критическими токами.

В рамках этой схемы можно также объяснить различный вид магнитопольевых зависимостей $\mu(B)$ для керамик с низкой и высокой токонесущей способностью. Для этого достаточно учесть, что случайно-неоднородным распределением локальной плотности $j_c^{GB}(x)$ критического тока могут характеризоваться только "тонкие" контакты, чувствительные к структурным неоднородностям приконтактных областей сверхпроводящих гранул керамики. В случае

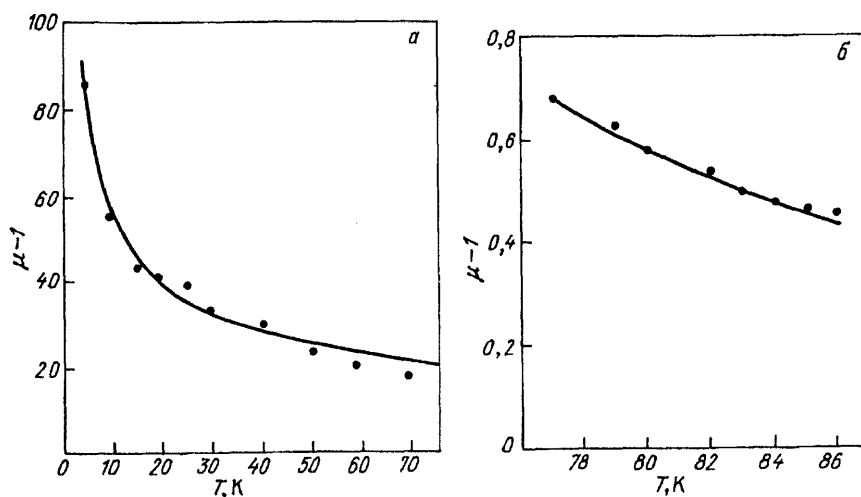


Рис. 13. Температурные зависимости показателя μ степенной ВАХ. а — Bi-керамика (фаза 2212) с $I_{кр}(77 \text{ К}) \sim 10^3 \text{ А/см}^2$, $B=0$ [95]; сплошная кривая — зависимость $\mu - 1 \propto T^{-1}$ ("чистый" предел). б — $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ керамика с $j_{кр}(77 \text{ К}) \sim 1 \text{ А/см}^2$, $B=0$ [91]. Сплошная кривая — подгоночная зависимость $\mu - 1 \propto T^{-4}$

же "толстых" контактов пространственное распределение $j_c^{GB}(x)$ локальной плотности тока практически однородно. Выше уже обсуждалось, почему это должно приводить к различным магнитопольным зависимостям $\mu(B)$.

На рис. 13 приведены температурные зависимости $\mu(T)$ для Вi-керамики (фаза 2212) с $j_{кр}(77\text{ К}) \sim 10^3 \text{ А/см}^2$ [95] и $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики с $j_{кр}(77\text{ К}) \sim 1 \text{ А/см}^2$ [91] при $B=0$. Видно, что в первом случае, действительно, $\mu \gg 1$, а во втором — $\mu \sim 1$. Оценки по (55) дают $\langle d \rangle / \xi_N \sim 0,1$ для Вi-керамики с большой плотностью критического тока и $\langle d \rangle / \xi_N \sim 1$ для $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики с малой плотностью критического тока.

Дополнительные аргументы в пользу приведенных выше соображений дает и рис. 14, на котором представлены магнитопольные зависимости $\mu(B)$ для Вi-керамики (фаза 2212) $j_{кр}(77\text{ К}) \sim 10^3 \text{ А/см}^2$ [93] (верхняя кривая) и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики с $j_{кр}(77\text{ К}) \sim 1 \text{ А/см}^2$ [92] (нижняя кривая) при $T = 50$ и 77 К соответственно. Здесь также в первом случае $\mu \sim 1$ (и существенно зависит от магнитного поля), а во втором — $\mu \gg 1$ (и слабо зависит от магнитного поля вплоть до $B \sim 1 \text{ Тл}$).

Одна из любопытных и часто отмечаемых особенностей вольтамперных характеристик ВТСП-керамик состоит в наличии своеобразного скейлинга: при экстраполяции степенных участков ВАХ, отвечающих различным температурам (или различным магнитным полям), обнаруживается, что все они пересекаются в одной точке (или, по крайней мере, все точки их пересечения расположены очень близко друг к другу) [92—94]. Оказывается, это свойство ВАХ также "заложено" в рассматриваемой модели. На рис. 15 представлено семейство ВАХ, полученных

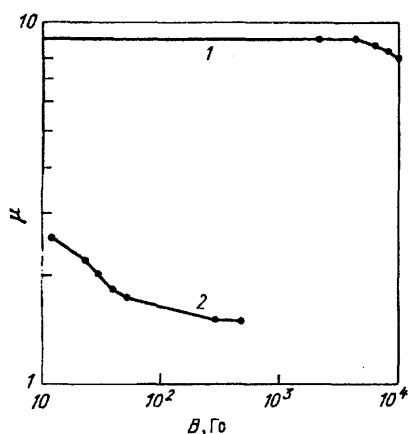


Рис. 14. Магнитопольные зависимости $\mu(B)$ показателя степенной ВАХ. Кривая 1 — Вi-керамика (фаза 2212) с $j_{кр}(77\text{ К}) \sim 10^3 \text{ А/см}^2$, $T = 50\text{ К}$ [93]; кривая 2 — $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамика с $j_{кр}(77\text{ К}) \sim 1 \text{ А/см}^2$, $T = 77\text{ К}$ [92]

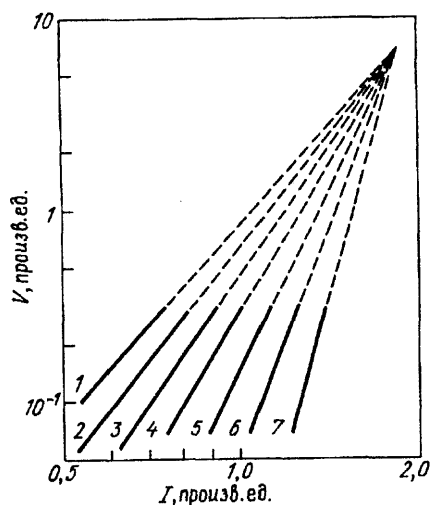


Рис. 15. Вольтамперные характеристики ВТСП-керамики, рассчитанные с помощью соотношения (50) при следующих значениях параметров: $t = 1,5$; $s = 0,9$; $P_c = 0,25$ (трехмерная система); $n [T = (77/91)T_c] = 2$; $m = 2$ (SNS-контакты) $t = 0,9(1)$, $0,8(2)$, $0,7(3)$, $0,6(4)$, $0,5(5)$, $0,4(6)$ и $0,3(7)$

с помощью соотношения (50). При этом критический ток вычислялся по (33), и, кроме того, было учтено, что $\langle r_N \rangle \propto T$ (типичная температурная зависимость нормального сопротивления сверхпроводящих металлооксидов). Рис. 15 явно демонстрирует указанное свойство ВАХ.

8.2. Зависимость ВАХ от давления (всестороннее и одноосное сжатие). Исследованию влияния всестороннего давления или одноосного сжатия на вольтамперную характеристику ВТСП-керамик посвящены немногочисленные экспериментальные работы [71—74]. Установлено, что всестороннее сжатие, сохраняя качественный характер ВАХ, приводит к их смещению в сторону больших токов [71—73]. Анализ приведенных ВАХ показывает, что во всем исследованном интервале давлений ($P \leq 9$ кбар) ВАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамик с критическими токами $j_{кр}(77\text{ К}) \sim 20 \text{ А/см}^2$ остаются степенными, причем показатель степени μ практически не зависит от давления ($\mu \approx 1,5—2$). В свете рассмотренной выше модели, согласно которой $\mu = \xi_N / \langle d \rangle - 1$, это означает, что давление не приводит (в исследованных керамиках) к изменению толщины нормальной прослойки в межгранульных контактах SNS-типа и его роль сводится лишь к изменению площади контакта (см. раздел 6.3).

Влияние одноосного сжатия на ВАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ -керамики не столь однозначно [73,74]: вольтамперная характеристика, соответствующая току, перпендикулярному направлению сжатия, смещается в сторону больших токов, а для тока, параллельного направлению сжатия, ВАХ смещается в противоположную сторону. Это соответствует обсуждавшейся вы-

ше неоднозначности воздействия одноосного сжатия на критический ток керамики (см. раздел 6.3).

В целом можно констатировать, что влияние сжатия на вольтамперные характеристики ВТСП-керамик сводится в основном к перенормировке критического тока при сохранении общего вида ВАХ, описываемого соотношением

$$V \propto (I - I_{кр})^\mu. \quad (56)$$

9. Заключение. Проблема увеличения плотности критического тока объемных высокотемпературных сверхпроводников связана с решением двух задач: устранение (или сведение к минимуму) "плохих" межзеренных слабых связей и создание эффективных центров пиннинга в объеме сверхпроводящих зерен. В настоящем обзоре мы совершенно не касались вопросов, связанных с решением второй (и очень важной) из упомянутых задач, и пытались лишь проследить связь между свойствами отдельных межзеренных контактов ВТСП-керамики и такими ее макроскопическими транспортными свойствами, как критический ток и вольтамперная характеристика. Выявление этой связи позволяет понять физическую суть описанных ранее и определить возможные направления новых перспективных методов повышения токонесущей способности ВТСП-керамик. Среди таких методов отметим следующее:

1) *Преимущественное формирование межзеренных контактов с благоприятной "геометрией".* Типичными контактами такого рода являются малоугловые границы наклона, плоскости которых параллельны оси c . Именно они обладают наивысшей (характерной для монокристаллической пленки) плотностью критического тока. Следует отметить, что известные методы текстурирования керамик [98,99] приводят к выполнению лишь одного из этих требований, поскольку такие керамики состоят обычно из зерен с (почти) параллельными осями c , но хаотически ориентированных в базисной плоскости ab . В результате большинство межзеренных контактов представляют собой либо границы наклона (параллельные оси c) с широким распределением углов разориентации ϑ , либо границы кручения с плоскостями, перпендикулярными оси c , обладающие пониженной плотностью критического тока. Поэтому дальнейшее улучшение свойств текстурированных ВТСП-керамик требует либо разработки технологии, обеспечивающей более полное упорядочение отдельных зерен (включая их упорядочение в базисной плоскости), либо создания керамики с такими "архитектурными" особенностями, которые позволяли бы даже с не очень "хорошими" межзеренными

границами кручения получать достаточно высокие плотности критического тока. Первый из этих путей пока не дал ощутимых результатов, а второй, по-видимому, реализован в ряде жидкофазных методов получения ВТСП-керамик.

2) *Создание случайно-неоднородных межзеренных контактов.* С точки зрения практики чрезвычайно важно (помимо повышения абсолютной величины плотности критического тока), чтобы ВТСП-керамика сохраняла высокие значения $j_{кр}$ в достаточно сильных магнитных полях. Единственным эффективным механизмом ограничения быстрого спада критического тока джозефсоновского контакта с ростом магнитного поля является присущая ему (или тем или иным способом индуцированная в нем) случайная неоднородность локальной плотности критического тока $j_c^{GB}(x, y)$. Именно она, по всей вероятности, и приводит к появлению плато на магнитопольных зависимостях $j_{кр}(B)$ для ВТСП-керамик различного состава [96,101]. Отношение y критических плотностей тока в магнитных полях, соответствующих этому плато, и в нулевом магнитном поле есть $\gamma \sim (r_0/L)\delta^2$ для одномерной случайной функции $j_c^{GB}(x)$ [96] и $\gamma \sim (r_0^2/S)^{1/2}\delta$ для двумерной случайной функции $j_c^{GB}(x, y)$ [28, 101] (S — площадь контакта); здесь r_0 , δ — радиус корреляции и среднеквадратичная относительная флуктуация этой функции соответственно. Поэтому надо стремиться увеличить значения δ и r_0 , которые ограничены, естественно, значениями $\delta \sim 1$ и $r_0 \ll L$ (одномерная неоднородность) и $r_0^2 \ll S$ (двумерная неоднородность). С другой стороны, магнитное поле, соответствующее верхней границе плато магнитопольной зависимости $j_{кр}(B)$, обратно пропорционально r_0 [96]. Это означает необходимость определенного компромисса в выборе величины r_0 (если, конечно, предположить, что имеются технологические возможности для такого выбора).

3) *Получение текстурированных керамик с благоприятной "архитектурой".* Пример такой "архитектуры" являет керамика, зерна которой представляют собой относительно тонкие пластины (параллельные плоскости ab), "уложенные" на манер кирпичей в стене. В этом случае общая площадь контактов между "кирпичиками" — зернами, принадлежащими различным рядам "кладки" (контакты типа А), существенно превосходит общую площадь контактов между зернами, расположенными в одном ряду (контакты типа Б). Отношение этих площадей равно $L/D \gg 1$, где $2L$ — размер зерна (вдоль ряда), D — его толщина. Поэтому линии тока, в среднем направленного вдоль рядов "кладки", будут представлять собой извилистые линии, проходящие через

контакты типа А с большой площадью и минующие контакты типа Б с малой площадью. В результате плотность критического тока керамики возрастает и становится равной $j_{кр} \sim \langle j_c^{GB} \rangle (L/D)$, где $\langle j_c^{GB} \rangle$ — средняя по площади контакта плотность критического тока через границу кручения (контакты типа А). Таким образом, повышая отношение L/D , можно существенно увеличить токонесущую способность керамики [100].

Следует, однако, иметь в виду, что эффективность этого метода ограничена тем обстоятельством, что величина $\langle j_c^{GB} \rangle$ падает с ростом длины L контакта за счет собственного магнитного поля тока: $\langle j_c^{GB} \rangle \propto \lambda_J/L$ при $L \gg \lambda_J$ [28]. Поэтому дальнейшего повышения $j_{кр}$ можно достичь лишь уменьшением толщины зерен D .

Наконец, еще одно направление повышения плотности критического тока ВТСП-керамик состоит в целенаправленном изменении "химии" межзеренных границ. Примером такого подхода являются исследования керамик, легированных серебром (см. [72] и приведенные там ссылки). Малые (несколько процентов) добавки Ag, не изменяя критической температуры $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -керамики, существенно (в несколько раз) повышают плотность ее критического тока. Механизм этого явления до конца не ясен, и требует дальнейшего изучения.

**

В заключение сформулируем несколько выводов, следующих из проведенного обсуждения свойств ВТСП-керамик: 1) функция распределения критических токов межгранульных контактов близка к степенной; 2) случайная структурная неоднородность "хороших" межгранульных контактов — причина плато на магнитопольевой зависимости критического тока ВТСП-керамик; 3) существует корреляция между показателем степени ВАХ и плотностью критического тока; 4) степенная ВАХ ВТСП-керамик — универсальное свойство систем, представляющих собой множество нелинейных элементов с большим разбросом параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Babcock S.E., Larbalestier D.C. // J. Mater. Res. 1990. V. 5. P. 919.
2. Dimos D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 219.
3. Zandbergen H.W., Gronsky R., Thomas G. // J. Microsc. and Spectrosc. Electron. 1988. V.13. P.307.
4. Zandbergen H.W., Gronsky R., van Tendeloo G. // J. Superconductivity. 1989. V.2. P.337.
5. Zhu Y., Zhang H., Wang H., Suenaga M. Grain Boundary Studies by the Coincidence Site Lattice Model and Electron Energy Loss Spectroscopy of the Oxygen K-Edge in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Preprint. 1992.
6. Ayache J. et al // J. Less-Common Metals. 1990. V.164—165. P. 152.

7. Jin S. et al // Phys. Rev. B. 1988. V.37. P.7850.
8. Murakami M. et al // Japan J. Appl. Phys. 1989. V.28. P.1189.
9. McGinn P.J., Chen W., Black M.A. // Physica C. 1989. V.161. P.198.
10. Kimura M. et al // Physica C. 1991. V.174. P.263.
- [11] Башкиров Ю.А., Флейшман Л.С. // СФХТ. 1992. Т.5. С.1351.
12. Donglu Shi et al Grain Boundary Microstructure and Transport Critical Current in $YBa_2Cu_3O_x$. Preprint. 1991.
13. Zandbergen H.W. et al // Cryogenics. 1990. V.30. P.628.
14. Chisholm M.F., Pennycook S.J. // Nature. 1991. V.351. P.47.
15. Chaudhary P. et al // Phys. Rev. Lett. 1988. V.60. P.1653.
16. Dimos D. et al // Phys. Rev. Lett. 1988. V.61. P.219.
17. Mannhart J. et al // Science. 1989. V.245. P.839.
18. Mannhart J. // J. Superconductivity. 1990. V.3. P.281.
19. Gross R. et al Superconducting Transport Characteristics of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Grain Boundary Junctions. Preprint. 1990.
20. Gross R. et al // Supercond. Sci. and Technol. 1991. V.4. P.253.
- [21] Lin T.X. et al // J. Phys.: Condens. Matter. 1991. V.3. P.6875.
22. Matsushita T., Ni B., Yamafuji K. // Cryogenics. 1989. V.29. P.384.
23. Rhyner J., Blatter G. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. P.829.
24. Cai Z.X., Welch D.O. // Phys. Rev. B. 1992. V.45. P.2385.
25. Babcock S.E. et al. // Nature. 1990. V.347, No. 6289. P.167.
26. Eom C.B. et al // Nature. 1991.10 Oct. V.353. P. 544.
27. Куприянов М.Ю., Лихарев К.К // УФН, 1990.Т.160, вып. 5. С.49.
28. Бароне А, Патерно Дж. Эффект Джозефсона: физика и применения. М.: Мир, 1984.
29. De Gennes P.G. // Rev. Mod. Phys. 1964. V.36. P.225.
30. Tinkham M. // Electrical Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media / Eds. J.C. Garland, D.B. Tanner. New York: AIP, 1978. P.130.
- [31] Hunt B.D., Foote M.C., Bajuk L.J. // Appl. Phys. Lett. 1991. V.59. P.982.
32. Polturak E. et al // Phys. Rev. Lett. 1991. V.67. P. 3038.
33. Xiao-jun Yu., Sayer M. // Phys. Rev. B. 1991. V.44. P. 2348.
34. Peyral P. et al Scaling in Superconducting Ceramics. Preprint; E-MRS Fall Meeting. Strasbourg, France, Nov. 8—10, 1988.
35. Фустуль М.В. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т.49. С.95.
36. Nikulov A.V., Remisov D.Yu. // Supercond. Sci. and Technol. 1991.V.4.P.312.
37. Винокур В.М., Кошелев А.Е. // ЖЭТФ. 1990. Т.97. С.976.
38. Lathrop D.K. et al // Appl. Phys. Lett. 1991. V.58. P.1095.
39. Hirth J.P., Lothe J. Theory of Dislocations. New York: Wiley, 1982.
40. Jagannadham K., Narayan J. // Phil. Mag. 1990. V.61. P.129.
- [41] Van Bueren H.G. // Imperfections in Crystals. Amsterdam: North Holland, 1960.
42. Stauffer D. // Phys. Rep. 1979. V.54. P.2.
43. Essam J.W. // Rep. Prog. Phys. 1980. V.43. P.833.
44. Kirkpatrick S. // Rev. Mod. Phys. 1973. V.45. P.570.
45. Matsushita T. et al // Japan J. Appl. Phys. 1988. V.27. P.929.
46. Rosenblatt J., Peyral P., Raboutou A. Inhomogeneous Superconductors — 1979 / Eds. D.A. Gubser, T.L. Francavilla, S.A. Wolf, J.R. Leibowitz, New York, AIP, 1980. P.33.
47. Meilikhov E., Gershanov Yu. // Physica C. 1989. V.157. P.431.
48. Mee C. et al // Phys. Rev. 1991. V.43. P.2946.
49. Гуревич М.И., Мейлихов Е.З., Тельковская О.В., Яньков В.В. // СФХТ. 1988. Т.1, вып.4. С.80.
50. Roux S., Herrmann H. // Europhys. Lett. 1987. V.4. P.1227.
- [51] Peterson R.L., Ekin J.W. // Phys. Rev. B. 1988. V.37. P.9848.
52. Onsager L. // Phys. Rev. 1931. V.37. P.405. V.38. P.2265.
53. Подлевских Н.А., Фишер Л.М. // ФТТ. 1989. Т.31. С.201.
54. Nichols C.S., Clarke D.R. // Acta Metall. Mater. 1991. V.39. P.995.
55. Zhu Y.M., Zhang H., Suenaga M. (гистограмма $F(\vartheta)$; приведена в работе [24]).
56. Lee K.H., Stroud D. // Phys. Rev. B. 1992. V.45. P.2417.
57. Peterson R.L., Ekin J.W. // Phys. Rev. 1990. V.42. P.8014.
58. Кугель К.И., Лисовская Т.Ю., Минц П.Г. // СФХТ. 1991. Т.4. С. 2263.
59. Ekin W. et al // Physica. C. 1989. V.160. P.489.

60. Ekin J. W., Hart H.R., Jr., Gaddipati A.R. // J. Appl. Phys. 1990. V.68. P.2285.
- [61] Evetts J.E., Gbawacki B.A. // Cryogenics. 1988. V.28. P.641.
62. Мейлихов Е.З., Шануро В.Г. // СФХТ. 1991. Т.4. С. 1437.
63. Dai U., Hess N., Deutscher G. et al Critical Currents of YBaCuO Ceramics Correlated to Magnetic Field Orientation, Preprint. 1990
64. Ekin J.W., Larson T.M. Dependence of the Critical Current On Angle between Magnetic field and Current in Y-, Bi-, and Tl-Based High- T_c Superconductors. Preprint. 1989
65. Мейлихов Е.З. // СФХТ. 1991. Т.4. С.2297.
66. Брыксин В.В., Гольцев А.В., Дороговец С.Н. // Письма ЖЭТФ. 1990. Т.51. С.53, 440; Physica C. 1990. V.172. P.352.
67. Андрианов А.В. // СФХТ, 1992. Т.5. С.1398.
68. Баранов М.А., Горбачев В.С., Чернов А.С. // СФХТ. 1992. Т.5.
69. Андрианов А.В. // Письма ЖЭТФ. 1991. Т.53. С.246.
70. Баряхтар В.Г. и др. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т.47. С.457.
- [71] Свистунов В.М. и др. Токоперенос в высокотемпературных металлооксидных сверхпроводниках. Препринт. 1989.
72. Свистунов В.М. и др. Транспортные свойства ВТСП-керамики. Препринт. 1990.
73. Орлова Т.С. и др. // ФТТ. 1990. Т.32. С.1031.
74. Марков Л.К. и др. // ФТТ. 1990. Т.32. С.2818.
75. Shilling J.S. et al // Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems // Eds. T. Francavilla, R.A. Hein, D. Liebenberg. New York: Plenum Press, 1991.
76. Diderichs J. et al Supercond. Sci. and Technol. 1991. V.4. P.S97.
77. Svistunov V.M. et al Supercond. Sci. and Technol. 1992. V.5. P.101.
78. Мейлихов Е.З. (не опубликовано)
79. Ландау Л.Д., Лифшиц ЕМ. Теория упругости. М.: Наука. 1990.
80. Бреховских Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред, М.: Наука, 1982.
- [81] Лухарев К.К., Ульрих Б.Т. Системы с джозефсоновскими контактами. М.: Изд-во МГУ, 1978.
82. Лухарев К.К. // ФТТ. 1973. Т. 15. С.2524.
83. Bernasconi J. // Phys. Rev. B. 1978. V.18. С.2185.
84. Roux S. et al // C.R. Ac. Sci., Paris. Ser. II. 1987. Т. 305. P.943.
85. Gilabert A., Roux S., Guyon E. // J. de Phys. 1987. Т.48. P.1609.
86. Зевеке Г.В. и др. Основы теории цепей. М.; Л.: Энергия, 1965.
87. Lebeau C. et al U Europhys. Lett. 1986. V.1. P.313.
88. Peyeral P. et al // J. Less-Common Met. 1989. V. 151. P.49.
89. Сергеев С.А. // Physica C. 1990. V.167. P.339.
90. Мейлихов Е.З. и др. // Сверхпроводимость. М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1987. Вып. 1. С.61.
- [91] Zhao Y. et al // Sol. State Commun. 1988. V.66. P.31.
92. Копелевич Я.В., Леманов В.Г., Макаров В.В. // ФТТ. 1990. Т.32. С.3613.
93. Fukami T., Kamura T. // Supercond. Sci. and Technol. 1990. V.3. P. 467.
94. King P. et al // Physica C. 1991. V.181. P.88.
95. Paul W., Baumann Th. Voltage-Current Characteristic between 10^{-13} V/cm and 10^{-3} V/cm of BSCCO and Time Decay of the Magnetization. Preprint. 1991.
96. Мейлихов Е.З. // СФХТ. 1990. Т.3. С.1422.
97. Головашкин А.И. и др. // Кр. сообщ. физ., ФИАН. 1987. № 12. С.31.
98. Tkaczyk J.E. et al Critical Current and Microstructure of Uniaxially Aligned, Polycrystalline YBa₂Cu₃O₈. Preprint. 1991.
99. Murakami M. // Supercond. Sci. and Techn., 1992 (Review "Processing of Bulk YBaCuO", in press).
100. Mannhart J., Tsuei C.C. // Zs. Phys. 1989. V.B77. P.53.
- [101] Bulaevskii L.N. et al // Phys. Rev. B. 1992. V.45. P.2545.
102. Willen D.W.A., Salama K, Method to Control Grain-Boundary Properties in Melt-Textured YBa₂Cu₃O_{7-x} Superconductors, Preprint. 1992.
103. Donglu Shi // Appl. Superconductivity. 1993. V.1, No. 1/2. P.61.
104. Винников Л.Я. и др. // СФХТ. 1990. Т.3. С. 1434.
105. Kwok W.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V.64. P.966.
106. Nakahara S. et al. // J. Appl. Phys. 1988. V.63. P.451.
107. Shaw T.M. et al // J. Mater. Res. 1989. V.4. P.248.
108. Murphy D. W. et al // ACS Symposium Series 351: Chemistry of High-Temperature Superconductors / Eds. D.L. Nelson, M.S. Whittingham, T.F. George. Washington, DC: ACS, 1987.
109. Куковицкий Е.Ф. и др. // Письма ЖЭТФ. 1990. Т.51. С.61.
110. Mueiler J.-P., Schurig Th. // Phys. Stat Sol. b. 1991. V.167. P.79.
- [111] Gayle F.W., Kaiser D.L. // J. Mater. Res. 1991. V.6. No 5.
112. Zandbergen H.W. et al. // Physica C. 1990. V.166. P.255.
113. Zandbergen H.W., van den Berg J., Res P.H. // Cryogenics. 1990. V.30. P.633.