

538.945

# ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ И СТРУКТУРАХ НА ИХ ОСНОВЕ

*М. Ю. Куприянов, К. К. Лихарев*

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	49
2. Некоторые свойства поверхности ВТСП-материалов . . . . .	50
2.1. Влияние условий синтеза. 2.2. Очистка поверхности ВТСП. 2.3. Взаимодействие ВТСП с металлами. 2.4. Взаимодействие ВТСП с диэлектриками.	
3. Джозефсоновские переходы ВТСП/НТСП-типа . . . . .	55
4. Джозефсоновские контакты ВТСП/ВТСП-типа . . . . .	59
4.1. Точечные контакты. 4.2. Переходы на микротрещинах (break junctions). 4.3. Переходы на внутренних межзеренных границах. 4.4. Влияние разориентации зерен на свойства межзеренных переходов. 4.5. Переходы на микротрещинах в кристаллитах. 4.6. Туннельные ВТСП/ВТСП-контакты. 4.7. Структуры SNS-типа. 4.8. Граница двойникования — джозефсоновский контакт?	
5. Обсуждение экспериментальных данных. Сравнение с теорией . . . . .	66
5.1. Модели слабой связи малой длины. 5.2. Более сложные модели переходов с непосредственной проводимостью. 5.3. Более сложные модели туннельных переходов. 5.4. Краткие итоги.	
6. Заключение. Возможные направления дальнейших исследований эффекта Джозефсона в ВТСП-переходах . . . . .	77
6.1. Структуры с непосредственной проводимостью. 6.2. Структуры с туннельной проводимостью.	
Примечания к тексту . . . . .	82
Список литературы . . . . .	83

**1. Введение.** К настоящему времени уже опубликовано много обзорных статей, в которых обсуждаются физические свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) (см., например, [1—6]), методы их получения [7, 8] и возможные применения [9]. Однако вопросам, связанным с исследованием эффекта Джозефсона в ВТСП, в этих работах не было уделено должного внимания. Цель данного обзора — восполнить образовавшийся пробел.

Проявления эффекта Джозефсона в высокотемпературных сверхпроводниках и структурах на их основе сложны и многогранны. Так, в поликристаллических образцах ВТСП джозефсоновское взаимодействие между отдельными кристаллитами существенно влияет на электродинамику, поверхностный импеданс [10], структуру квантов магнитного потока [11, 12]. Однако наиболее прямую информацию об эффекте Джозефсона в ВТСП удастся получить при изучении искусственных джозефсоновских структур различных типов. К ним относятся, во-первых, такие хорошо известные структуры, как точечные контакты, туннельные переходы, SNS-сэндвичи и мостики переменной толщины. Во-вторых, значительную информацию можно получить из изучения переходов, в которых эффект Джозефсона осуществляется на границах двух или нескольких зерен, находящихся в области концентрации сверхпроводящего тока. Анализируя процессы в этих структурах, мы будем в основном концен-

трировать свое внимание на особенностях, отличающих ВТСП-джозефсоновские переходы от аналогичных структур из низкотемпературных сверхпроводников (НТСП), свойства которых достаточно хорошо изучены и описаны в известных обзорах и монографиях [13—16].

Вначале мы обсудим физические и химические свойства поверхности ВТСП, необходимые для дальнейшего анализа: влияние фазового состава поверхности керамики и ее обработки на сверхпроводимость приповерхностных слоев, химическое взаимодействие ВТСП с диэлектриками и металлами. В третьем и четвертом разделах будут рассмотрены основные экспериментальные результаты, полученные в переходах ВТСП/НТСП- и ВТСП/ВТСП-типов. В пятом разделе мы приведем результаты теоретических расчетов, полученных в рамках теории БКШ для различных моделей джозефсоновских переходов, и сравним эти результаты с экспериментальными данными. Наконец, в шестом разделе мы наметим возможные пути дальнейшего изучения эффекта Джозефсона в ВТСП, а также обсудим возможные варианты получения джозефсоновских ВТСП-структур с высокими значениями характерного напряжения  $V_c$ .

2. Некоторые свойства поверхности ВТСП-материалов. Сложная структура поверхности ВТСП связана с высокой химической активностью металлооксидных материалов, приводящей к различию фазового состава <sup>(1)</sup> их приповерхностных и внутренних областей. В частности, свойства ВТСП весьма критичны к содержанию кислорода (см., например, [20—38]). Если концентрация кислорода в соединении  $YBaCuO$  падает до значений  $7-x \approx 6,2 \pm 0,2$ , то в нем происходит переход от металлического к полупроводниковому характеру проводимости со щелью [39—41]:  $\Delta E \approx 0,7—0,9$  эВ.

Дефицит кислорода в приповерхностном слое может быть обусловлен целым рядом причин. Ниже мы остановимся на наиболее важных из них.

2.1. Влияние условий синтеза. Свойства поверхности ВТСП-пленок существенно зависят от способа их получения (*ex situ* или *in situ*). В наиболее изученных материалах типа  $YBaCuO$  этот факт связан с высокой химической активностью бария.

Если процесс синтеза протекает *ex situ*, то даже непродолжительный контакт поверхности керамики с воздухом в процессе получения пленки сопровождается разрушением сверхпроводимости в приповерхностной области, связанным с образованием на нем слоев  $BaO$  и  $BaCO_3$ , обладающих диэлектрическими свойствами [42—47]. Так, исследования в просвечивающем электронном микроскопе пленок  $YBaCuO$  показало [48], что соединение  $YBa_2Cu_3O_7$  образуется лишь в середине пленки на расстоянии 350 нм от поверхности. По мере перемещения к поверхности (в слое  $\approx 50$  нм) обнаруживаются большие вкрапления соединения  $Y_2Ba_4Cu_4O_n$ , которые, сливаясь, образуют однородный материал, не обладающий сверхпроводящими свойствами. На рис. 1 представлены результаты [49] исследования поверхности керамики  $YBa_2Cu_3O_7$ , усовершенствованным методом обратного резерфордовского рассеяния. Видно, что атомная концентрация кислорода у выхода на значения, близкие к 7, лишь на расстоянии порядка 150 нм от поверхности.

Если напыление исходного состава керамики и ее отжиг проводятся без разрыва вакуума (*in situ*), то состав и свойства приповерхностного слоя зависят от наличия в камере паров  $CO_2$  [44, 50] и скорости повышения температуры. При скоростях, меньших  $10^\circ C/c$ , наблюдается интенсивная диффузия  $Ba$  к поверхности, вблизи которой образуется фазовый состав, отличающийся от состава внутри сверхпроводника. Если

скорость повышения температуры отжига порядка  $10^\circ\text{C}/\text{с}$  и выше, то диффузия Ва кинетически ограничивается и поверхность полностью окисляется с образованием основного фазового состава [4, 51].

Однако этот состав метастабилен и даже после синтеза постоянно разрушается вследствие диффузии кислорода с поверхности [52 — 57]. Такая диффузия становится заметной уже при весьма низких температурах [52]  $T \geq 20\text{ К}$  и при  $T \geq 150\text{ К}$  существенно влияет на структурные свойства материалов [53], приводя к образованию приповерхностных дислокаций и больших механических напряжений и, как следствие, к растрескиванию поверхности.

**2.2. Очистка поверхности ВТСП.** Удалить несверхпроводящий слой с поверхности керамики можно механически, скалывая или соскребая этот слой в вакууме или атмосфере кислорода. Однако этот способ неудобен и не всегда приводит к желаемым результатам (см. разделы 3, 4).

Традиционная для микроэлектроники ионная очистка в плазме инертных газов (Ar, Ne) хотя и уменьшает толщину несверхпроводящего слоя, но не уничтожает его полностью, поскольку приводит к ее структурным изменениям (разрыву  $\text{Cu—O}$ -связей и диффузии кислорода). Так, фотоэмиссионные исследования [40, 58—60] доказали, что в результате процесса такой очистки происходит разрушение сверхпроводимости в приповерхностном слое толщиной порядка 3 нм. Очистка в плазме кислорода [61] приводит к меньшим разрушениям, однако этот результат критичен к режиму очистки (его продолжительности, углу падения ионов на поверхность).

Другой вариант очистки — катодное распыление поверхности (back sputtering) — также сопровождается разрушением сверхпроводящих свойств поверхности, хотя из результатов работ [61—66] следует, что этот вариант очистки предпочтительнее ионной.

Таким образом, поверхность ВТСП-материалов является весьма нестабильным образованием. Это говорит о необходимости ее защиты пленками других материалов практически сразу же после синтеза. Однако перечень пригодных для этого материалов оказывается весьма ограниченным.

**2.3. Взаимодействие ВТСП с металлами.** Сравнительный анализ энергии связи [67] окислов различных металлов показывает, что окислы лишь девяти из них (Ru, Rh, Pd, Ag, Os, Ir, Pt, Au, Hg) имеют меньшую энергию связи <sup>(2)</sup>, чем  $\text{CuO}$ . Все остальные металлы вступают в химические реакции с металлооксидными керамиками, которые сопровождаются разрушением сверхпроводящих свойств приповерхностных слоев ВТСП и окислением находящихся с ним в контакте материалов. Этот факт был подтвержден экспериментально оптическим [68—72]

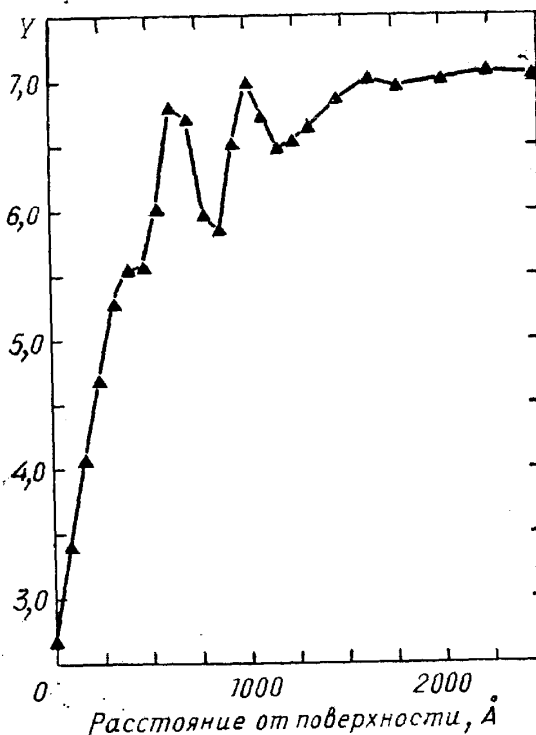


Рис. 1. Изменение атомной концентрации кислорода  $y$  в керамике  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  по мере удаления от поверхности в глубину образца [49]

и фотоэмиссионным [40, 58, 59, 73 — 89] методами исследования поверхности, а также данными по омическим контактам [61—66, 90—111].

Оптические исследования *in situ* [68] показали, что вблизи границы  $\text{YBaCuO}$  с  $\text{Al}$  и  $\text{In}$  образуется обедненный кислородом слой  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,33}$  с толщинами соответственно 1,5—2 и 1,2 нм, а на границе с  $\text{Au}$  и  $\text{Ag}$  — слой  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$  с толщиной 1,5 и 1 нм.

По фотоэмиссионным данным [77] процесс нанесения  $\text{Al}$  на поверхность керамики сопровождается его окислением, и первые  $\sim 1,4$  нм растёт  $\text{AlO}_3$ . При больших толщинах пленки  $\text{Al}$  реакция окисления кинетически ограничиваются, поскольку затрудняется диффузия кислорода через слой окисла, и начиная с толщин порядка 2,3 нм наблюдается рост металлической пленки  $\text{Al}$ . Этот рост имеет кластерный характер вплоть до толщин порядка 10 нм. Сплошная пленка  $\text{Al}$  образуется при существенно больших толщинах  $\text{N}$ -слоя.

Т а б л и ц а I. Толщина окисной пленки материалов, образующейся при их нанесении на поверхность  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

Материал	Fe	Al	Ti	In	Bi	Pb	Cu	Si	Ag	Au
Толщина окисной пленки, Å	24	14	10	8	8	4	4	2	0	0
Литература	[74]	[77, 79]	[84]	[79]	[82]	[80]	[80, 88]	[40]	[40, 80, 81, 86, 89]	

Аналогичные исследования границы соединений  $\text{LaSrCuO}$ ,  $\text{YBaCuO}$ ,  $\text{BiSrCaCuO}$  с другими материалами ( $\text{Fe}$ ,  $\text{Ti}$ ,  $\text{In}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Pt}$ ,  $\text{Pb}$ ,  $\text{Bi}$ ,  $\text{Ge}$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{Au}$ ,  $\text{Ag}$ ) показали [40, 73—91], что кинетика роста пленок этих материалов на поверхности керамики (за исключением  $\text{Ag}$  и  $\text{Au}$ ) отличается от описанной выше для  $\text{Al}$  лишь толщиной окисной пленки (табл. I). Интенсивное окисление материалов сопровождается разрушением сверхпроводимости и образованием полупроводникового приповерхностного слоя толщиной 2—5 нм. Этот результат подтверждается измерениями [66, 92, 100, 107] сопротивления  $R_B$  границы ВТСП/нормальный металл ( $\text{Mg}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Zn}$ ,  $\text{Cr}$ ,  $\text{In}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$ ), которые показывают, что наименьшими значениями  $R_B$  обладают поверхности раздела ВТСП/ $\text{Ag}$  и ВТСП/ $\text{Au}$ . Более того, из результатов работ [66, 92, 107] следует, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) омических контактов  $\text{Mg}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Zn}$ ,  $\text{Cr}$ ,  $\text{In}$  с металлооксидными материалами близки к следующим из диодной теории Бете [112] для границы металл/полупроводник  $p$ -типа, а величина  $R_B$  в соответствии с выводами этой теории уменьшается с уменьшением работы выхода металла <sup>(3)</sup>, образующего контакт. Абсолютные значения  $R_B$  этих контактов велики ( $10^{-2} \div 10^{-4}$  Ом·см<sup>2</sup>), что говорит о невозможности наблюдения эффекта Джозефсона в переходах с непосредственной проводимостью, в качестве материала слабой связи которых используются неблагородные металлы.

Благородные металлы  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$  не образуют окислов на поверхности ВТСП и относительно слабо влияют на сверхпроводимость их приповерхностных слоев [40, 80, 81, 86—89]. Экспериментальные данные об удельном сопротивлении границ  $\text{YBaCuO}/\text{Au}$  и  $\text{YBaCuO}/\text{Ag}$  представлены в табл. II. Подавляющее большинство представленных в ней данных отражает свойства контактов, полученных *ex situ*, т. е. в процессе их формирования поверхность ВТСП-материалов контактировала с воздухом. Чем продолжительней этот контакт [100, 104], тем сильнее разру-

Таблица II. Сопротивление поверхности раздела ВТСП/Au и ВТСП/Ag

Материалы контакта	Дополнительная обработка контакта	$R_B$ , Ом·см <sup>2</sup>	Литература
Массивный YBaCuO/Au	Отжиг 6 ч, 950 °C	$< 3 \cdot 10^{-7}$	[102]
	Отжиг 1ч:		[99]
	200 °C	$8 \cdot 10^{-5}$	
	300 °C	$7 \cdot 10^{-8}$	
	400 °C	$7 \cdot 10^{-8}$	
Пленка YBaCuO/Au	Отжиг:		[95]
	24 ч, 900 °C		
	16 ч, 700 °C	$5 \cdot 10^{-7}$	
	8 ч, 400 °C		
	Контакт изготовлен после хранения на воздухе 0,8 ч	$2,9 \cdot 10^{-5}$	[100]
Массивный YBaCuO/Ag	Отжиг 1 ч, 850 °C	$< 10^{-8}$	[101]
	Отжиг 10 с, 750 °C	$3 \cdot 10^{-8}$	[91]
	Отжиг 20 мин, 850 °C	$4 \cdot 10^{-10}$	[48]
	Без отжига	$4 \cdot 10^{-10}$	[109]
	Очистка поверхности в плазме O <sub>2</sub>	$5,5 \cdot 10^{-7}$	[61]
Массивный YBaCuO/Ag/Al	Очистка поверхности в плазме O <sub>2</sub>	$3 \cdot 10^{-6}$	[62]
	1 ч, $P = 133$ Па, $W = 10$ Вт	$5 \cdot 10^{-7}$	
	Отжиг 5 ч, 500 °C	$4 \cdot 10^{-8}$	[98]
	Без отжига	$6 \cdot 10^{-6}$	
	Отжиг 30 мин, 970 °C	$< 10^{-8}$	[94]
Массивный YBaCuO/Ag	Отжиг 2 ч, 775 K	$7,5 \cdot 10^{-6}$	[96]
	Отжиг:		[106]
	1 ч, 150 °C	$15,4 \cdot 10^{-8}$	
	1 ч, 400 °C	$4 \cdot 10^{-8}$	
	1 ч, 500 °C	$3,3 \cdot 10^{-8}$	
Массивный YBaCuO + Ag <sub>x</sub> /Ag	2 ч, 500 °C	$6,1 \cdot 10^{-8}$	
	Без отжига	$5 \cdot 10^{-8}$	
	Контакт изготовлен после хранения на воздухе 0,8 ч	$9 \cdot 10^{-6}$	[100]
	2 ч	$6,2 \cdot 10^{-5}$	
	Отжиг, 500 °C	$3 \cdot 10^{-8}$	[110]
Пленка YBaCuO/Ag	Без отжига	$3,3 \cdot 10^{-8}$	[108]
	Без отжига:		[104]
	$x = 0$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	
	$x = 0,5$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	
	$x = 1,5$	$5 \cdot 10^{-6}$	
Массивный YBaCuO + Ag <sub>x</sub> /Ag	Отжиг 40 мин, 1100 °C:		
	$x = 0,5$	$1 \cdot 10^{-5}$	
	$x = 4$	$2 \cdot 10^{-6}$	
	Отжиг 1 ч, 1100 °C:		
	$x = 1$	$7 \cdot 10^{-7}$	
Пленка YBaCuO/Ag	$x = 3$	$2 \cdot 10^{-7}$	
	Хранение на воздухе 110 дней:		
	$x = 0$	$9,7 \cdot 10$	
	$x = 1,5$	$9,6 \cdot 10^{-6}$	
	Отжиг 10 ч, 550 °C	$5 \cdot 10^{-8}$	[90]
Пленка YBaCuO/Ag	Отжиг 40 мин, 880 °C	$3 \cdot 10^{-8}$	[107]
	Отжиг 1 ч, 500 °C	$10^{-10}$	[66]

шается поверхность и больше оказывается значение  $R_B$ . Видно, что уменьшение  $R_B$  до  $10^{-7} \div 10^{-9}$  Ом·см<sup>2</sup> возможно несколькими способами:

- 1) предварительной очисткой поверхности керамики [61—65] в плазме O<sub>2</sub> или катодным распылением [66];
- 2) добавлением в исходный состав для синтеза керамики небольшого количества Ag<sub>2</sub>O [104];

3) отжигом структуры в атмосфере кислорода после формирования границы.

Однако ни один из этих приемов не приводит к полному восстановлению сверхпроводящих свойств поверхности ВТСП, и структура границы остается достаточно сложной [101]. Процесс отжига контактов сопровождается не только диффузией кислорода в приконтактную область, но и проникновением нормального металла в ВТСП-материал. При этом характер диффузии Au и Ag в металлооксидные материалы различен. Золото, как правило, образует большие вкрапления в ВТСП-матрице [113–116] и имеет существенно меньшую проникающую способность, чем серебро<sup>(4)</sup>, глубина диффузии которого может достигать  $\approx 1$  мкм [123–125]. Это обстоятельство может приводить к увеличению эффективной площади контакта, что, скорее всего, имеет место в технологиях, предложенных в [104, 111].

Таким образом, из всех известных к настоящему времени методов получения омических контактов наиболее обещающими являются способы, предложенные в работах [66, 109]. В первом из них перед осаждением благородного металла поверхность ВТСП очищается от несверхпроводящей фазы катодным распылением. Во втором [109] контакт формируется *in situ*, причем пленка YBaCuO выращивается в атмосфере кислорода ( $4 \cdot 10^{-3}$  Па) и отжигается при  $T=850^\circ\text{C}$  и большой скорости нарастания температуры ( $\geq 10^\circ\text{C/c}$ ), а пленка золота осаждается на ее поверхность при  $T=20^\circ\text{C}$  после охлаждения без разрыва вакуума.

Эти технологии открывают возможность (см. раздел 6) создания ВТСП-переходов с непосредственной проводимостью.

**2.4. Взаимодействие ВТСП с диэлектриками.** До настоящего времени не обнаружено диэлектриков, которые не вступают в химические реакции с ВТСП-материалами. Процессы, протекающие на границе ВТСП/диэлектрик, существенно зависят от температуры и способа формирования границы.

Так, в работе [126] показано, что нанесение методом радиочастотного магнетронного распыления на пленку YBaCuO (500 нм) слоев Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (600 и 155 нм) и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (60 нм) приводит к существенным структурным изменениям в сверхпроводнике. Наблюдается интенсивная диффузия Ba на свободную поверхность диэлектрика и проникновение Nb или Al в ВТСП на глубину порядка 60 нм. При этом качество пленок ухудшается (падают значения  $T_c$  и  $I_c$ ), а температурный ход зависимости  $R(T)$  в окрестности  $T_c$  переходит с металлического на полупроводниковый.

Сравнительный анализ энергий связи показывает [67], что на границе YBaCuO с диэлектриками энергетически выгодно образование солей Ba. Действительно, исследование твердофазных химических реакций между YBaCuO и традиционно используемыми в микроэлектронике диэлектриками [127, 128] (MgO, SrTiO<sub>3</sub>, ZrO<sub>2</sub>, YSZ, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, TiO<sub>2</sub>, Si, SiO<sub>2</sub>, Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, CaF<sub>2</sub>, WC) показало, что при определенных температурах отжига (табл. III) начинается интенсивное образование этих соединений.

Изучение химического состава переходных слоев на границе металлооксидных пленок с различными диэлектрическими подложками также подтверждает этот вывод. Отжиг при  $900^\circ\text{C}$  приводит к интенсивным химическим реакциям пленок YBaCuO с подложками Si, SiO<sub>2</sub>, SrTiO<sub>3</sub>, ZrO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BaTi, NiAlTi [125, 129–141]. Толщина слоя, в котором происходят реакции, увеличивается с ростом температуры и при  $T \approx 800\text{--}900^\circ\text{C}$  колеблется от 0,15 мкм (подложки Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [133, 135], MgO [138]) до 0,4–0,6 мкм (подложки ZrO<sub>2</sub>, SrTiO<sub>3</sub> [125, 135, 140]). Из представленных в табл. IV сведений о коэффициенте взаимной диффузии не-

Таблица III. Продукты химических реакций между YBaCuO и диэлектриками, идентифицированные по данным рентгеновского анализа [127]

Диэлектрик	Продукты реакции	Температура регистрации соединений, К
YSZ	Ba <sub>3</sub> Zr <sub>2</sub> O <sub>7</sub> , BaZrO <sub>3</sub> , BaY <sub>2</sub> CuO <sub>x</sub>	900
ZrO <sub>2</sub>	Ba <sub>3</sub> Zr <sub>2</sub> O <sub>7</sub> , BaZrO <sub>3</sub> , BaY <sub>2</sub> CuO <sub>x</sub>	900
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	BaAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub> , BaY <sub>2</sub> CuO <sub>x</sub>	900
TiO <sub>2</sub>	BaTiO <sub>3</sub> , BaY <sub>2</sub> CuO <sub>x</sub>	800
SiO <sub>2</sub>	Ba <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	800
Si	Ba <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub>	700
CaF <sub>2</sub>	BaF <sub>2</sub>	700
Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	BaCrO <sub>4</sub> , BaCr <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	600
WC	BaWO <sub>4</sub>	600

Таблица IV. Значения параметров  $D_0$  и  $T_0$ , определяющих коэффициент диффузии  $D = D_0 \exp(-T_0/T)$  материалов на границе YBaCuO/диэлектрик, в интервале температур  $600 \leq T \leq 1000$  °C по данным работы [138]

Диффундирующий элемент	Матрица	$D_0$ , нм <sup>2</sup> с <sup>-1</sup>	$T_0$ , К
Cu (из YBaCuO)	MgO	$7,1 \cdot 10^5$	18 200
	Кварц	$8,1 \cdot 10^4$	13 700
	Сапфир	$6,1 \cdot 10^3$	10 500
Mg (из MgO)	YBaCuO	$6,2 \cdot 10^5$	15 600
Si (из кварца)	YBaCuO	$1,2 \cdot 10^8$	18 300
Al (из сапфира)	YBaCuO	$2,0 \cdot 10^4$	12 700

которых диэлектриков и YBaCuO, а также результатов работ [129 — 133] следует, что наиболее химически активным диэлектриком является Si.

**3. Джозефсоновские переходы ВТСП/НТСП-типа.** Способы формирования джозефсоновских переходов ВТСП/НТСП-типа практически те же, что и в традиционных НТСП-структурах. Точечные контакты образуются прижатием иглы из обычного сверхпроводника к поверхности ВТСП-материала [142—160]. Для формирования туннельных SIS-переходов [90, 161—166] и SNS-сэндвичей [62—65] последовательно наносят на массивный ВТСП-материал или ВТСП-пленку слой изолятора (SIS) или слой нормального металла (SNS) и пленку из обычного сверхпроводника.

Экспериментальные исследования показали, что проявления эффекта Джозефсона в НТСП/НТСП- и в ВТСП/НТСП-структурах содержат много общего. Во-первых, на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) переходов наблюдается сверхпроводящий участок с отличным от нуля критическим током  $I_c$ . Во-вторых, при их облучении СВЧ сигналом частоты  $\omega$  на ВАХ могут появляться ступеньки Шапиро (рис. 2) при напряжениях  $V$ , связанных с  $\omega$  джозефсоновским соотношением

$$V = \frac{\hbar\omega}{2e} n, \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.1)$$

Часто амплитуда этих ступенек  $\Delta I_n$  (и критический ток) осциллируют с изменением мощности СВЧ сигнала, что однозначно свидетельствует о существовании в переходах нестационарного эффекта Джозефсона, а также об однозначной (близкой к синусоидальной) зависимости сверхтока от разности фаз параметров порядка электродов. Наконец, в одно-

контактных или двухконтактных интерферометрах с ВТСП/НТСП-переходами экспериментально часто наблюдаются периодические зависимости сверхтока от внешнего магнитного поля, аналогичные соответствующим зависимостям в интерферометрах с НТСП/НТСП-контактами.

Основываясь на этих данных, можно сделать вывод о синглетном механизме спаривания электронов в ВТСП-материалах с зарядом пары, равным  $2e$ .

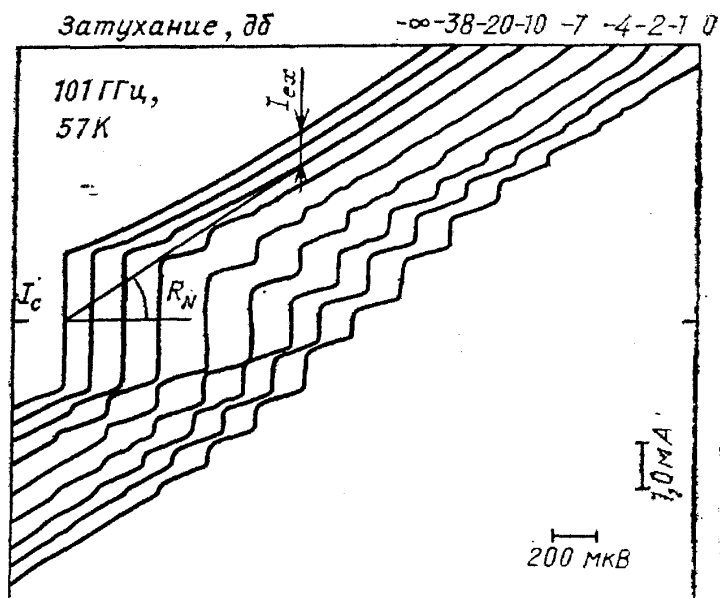


Рис. 2. Типичная вольт-амперная характеристика джозефсоновского перехода с ВТСП-электродами и ее эволюция с увеличением мощности СВЧ сигнала [223];  $I_c$  — критический ток перехода,  $R_N$  — его нормальное сопротивление,  $I_{ex}$  — избыточный ток. Цифрами указано затухание, в децибеллах

Однако экспериментальные значения основного параметра джозефсоновских переходов — характерного напряжения  $V_c = I_c R_N$  ( $R_N$  — «нормальное» сопротивление перехода при данной температуре, которое можно определить по асимптотическому наклону ВАХ) практически всех ВТСП/НТСП-контактов (табл. V) оказались неожиданно малыми. Действительно, согласно стандартной теории сверхпроводимости в случае, например, туннельного ВТСП/НТСП-перехода, для  $V_c$  следует ожидать значений  $V_{c0}$  больше или порядка милливольт:

$$V_{c0} \approx \frac{\Delta_t}{e} \ln \frac{4\Delta_h}{\Delta_t} \approx 6 \text{ мВ}, \quad T \ll T_{c1} \ll T_{ch}; \quad (2.3)$$

здесь через  $\Delta_h$  ( $\approx 20$  мэВ) и  $\Delta_t$  ( $\approx 1,5$  мэВ) обозначены значения модулей параметров порядка образующих переход сверхпроводников, следующие по теории БКШ из их критических температур  $T_{ch} \approx 100$  К и  $T_{c1} \approx 10$  К.

Видно, что экспериментальные значения  $V_c$ , за исключением полученных в работе [90], отличаются от  $V_{c0}$  как минимум на порядок. В [90] на пленку YBaCuO наносились серебряные электроды толщиной  $1000 \text{ \AA}$  и получившаяся структура дополнительно отжигалась в атмосфере  $O_2$  при  $T = 550^\circ \text{C}$  в течение 10 ч. На серебро напылялась пленка Pb. Авторы работы [90] считают, что на границе Pb/Ag автоматически образуется окисел  $PbO_x$ , играющий роль туннельного барьера. На основании вида ВАХ полученной структуры, которая имела ярко выраженный гистерезис в области напряжений, меньших 6 мВ, и линейной температурной зависимости  $I_c \propto T_{c0} - T$ , где  $T_{c0} \approx 6,3 \text{ K} < T_{c1} = 7,2 \text{ K}$ , они пришли к заключению, что полученная ими структура является джозефсоновским переходом SNIS'-типа. К сожалению, исследуемые переходы не облучались СВЧ сигналом, и четкой уверенности в наличии в них эффекта Джозефсона нет.



В свете данных, приведенных в разделе 2, такие низкие значения  $V_c$  естественны. Практически все контакты, параметры которых перечислены в табл. V, получены *ex situ*. В процессе их изготовления поверхность ВТСП-электродов подвергается воздействию атмосферного воздуха, и на ней образуется поверхностный слой с полупроводниковым характером проводимости. В отсутствие предварительной очистки ВТСП-материала

Таблица V. Основные параметры джозефсоновских переходов ВТСП/НТСП-типа

Материалы	$T_c$ , К	$T$ , К	$V_c$ , мВ	$R_N$ , Ом		Литература
<b>Точечные контакты:</b>						
YBaCuO/Nb	90	4,2	0,015	0,19	+)*)	[142]
	90	1,9	0,81	73	+	[143]
	90	1,9	0,29	46	+	[144]
	92,5	4,2	0,16	2,4	+	[145]
	94	4,2	0,1	1,5	+	[146]
	89	4,2	0,1	100	+	[147]
	92	4,2	0,03	0,6	*	[148]
	93	4,2	0,12	4		[149]
	93	4,2	0,1	100	+	[150]
YBaCuO/Ag/Nb	90	3,9	0,005	0,08	+	[151]
YBaCuO/NbZr	85	4,2	0,65	150	+	[152]
YBaCuO/Pb	92	6,9	0,046	0,1	+	[153]
	94	4,2	0,8	10	*	[154]
Ba <sub>0,6</sub> Y <sub>0,4</sub> CuO <sub>3</sub> /Pb	77	4,2	0,03	3	+	[155]
YBaCuO/Ta	94	2,85	0,75	15	+	[156]
YBaCuO/Sn	94	1,7	0,24	1	+	[156]
YBaCuO/(PbSn)	91	3,7	0,06	6	+	[157]
ErBaCuO/Nb	91	4,2	0,115	23	+	[145]
	83	4,2	0,1	0,1	+	[158]
BiSrCaCuO/Pb	74	4,2	0,5	10	*	[154]
BiSrCaCuO/Nb	76	4,2	0,015	5	*	[159]
TlCaBaCuO/Pb	125	4,2	0,3	10	*	[154]
	126	4,2	0,6	0,4	*	[160]
<b>Туннельные переходы:</b>						
YBaCuO/In	92	1,65	0,033	1,13	*	[161]
YBaCuO/CdS/In	92	1,8	0,005	0,18	*	[161]
YBaCuO/Au/AlO <sub>x</sub> /Nb	90	4,2	0,04	0,8	+, *	[162, 163]
YBaCuO/AlO <sub>x</sub> /Nb	90	4,2	0,61	7,6	+, *	[163, 164]
	90	4,2	0,037	4,1	+, *	[163, 164]
YBaCuO/SiO/Nb	90	4,2	0,1	7	*	[164]
YBaCuO/Ag/PbO <sub>x</sub> /Pb	90	3,7	6	0,03		[90]
YBaCuO/Pb†		4,2	0,36	6		[166]
<b>SNS-сэндвичи:</b>						
YBaCuO/Au/Nb:						
$d_{Au} = 30$ нм	67	4,2	0,013	0,00048	+	[62—65]
$d_{Au} = 50$ нм	64	4,2	0,007	0,0012	+	[62—65]
$d_{Au} = 100$ нм	63	4,2	0,0006	0,00016	+	[62—65]

\*) Знаками + и \* отмечены работы, в которых соответственно сообщалось или о наблюдении ступенек Шапиро при облучении переходов СВЧ сигналом (+), или о немоной зависимости сверхтока от внешнего магнитного поля (\*)

критические токи получаемых на его основе точечных контактов весьма незначительны ( $\leq 5$  мкА) даже при низких температурах. При этом для разрушения образовавшегося слоя и создания контакта необходимо прикладывать большие усилия, приводящие к существенному изменению как радиуса острия иглы, так и сверхпроводящих свойств ВТСП-кристаллитов в области ее прижатия [142, 147, 174]. В результате слабая связь [144, 174] может локализоваться не в области контакта иглы

с поверхностью, а на близлежащих межзеренных границах. Использование в качестве ВТСП-электродов монокристаллических образцов [158] не ведет к увеличению  $V_c$ , так как на их поверхности также имеется несверхпроводящий слой.

Многочисленные попытки, направленные на использование этого слоя в качестве «естественного барьера» в туннельных ВТСП/НТСП-переходах [167—173], не привели к наблюдению эффекта Джозефсона. Это вполне закономерно. Как уже отмечалось в п. 2.3, нанесение металлов на поверхность ВТСП сопровождается их частичным окислением и дополнительным разрушением поверхности керамики. Поэтому в отсутствие буферных слоев между ВТСП и обычными сверхпроводниками на их границе формируется толстая диэлектрическая прослойка, практически не позволяющая наблюдать эффект Джозефсона.

Предварительная обработка поверхности ВТСП-материала (механическая полировка или ионная очистка) позволила в случае точечных контактов увеличить  $I_c$  при  $T=4,2$  К в среднем на порядок [148, 149, 157], а также сформировать туннельные структуры [161, 165] с  $I_c \neq 0$ . Тем не менее удалить полностью изолирующий приповерхностный слой не удастся, и значения  $V_c$  по-прежнему малы.

В случае туннельных контактов критический ток удалось обнаружить в основном в переходах с искусственными барьерами, в качестве которых использовались пленки Cd [161],  $AlO_x$  [162—164], SiO [165]. Химическая активность этих диэлектриков (см. п. 2.4) резко падает с уменьшением температуры. Поэтому охлаждение ВТСП-подложки при формировании на ней перехода должно стабилизировать границы структуры. Действительно, уже охлаждение водой [162—174] приводит к увеличению критического тока. Более того, в его отсутствие [162, 163] получаемые тем же способом переходы не проявляют джозефсоновских свойств.

В работе [175] было предложено создавать диэлектрическую прослойку посредством химического воздействия на поверхность ВТСП-материала последовательно в плазме  $O_2$  и плазме  $CF_4$ . Однако полученные таким образом переходы  $YBaCuO/YBaCuO:F/Nb$  не обладают критическим током. Дополнительные исследования структуры границ переходов показывают, что при непродолжительной ( $<0,5$  мин) обработке в  $CF_4$  ниобий вступает в химические реакции с  $YBaCuO$ , а при более длительной ( $>2$  мин) фтор диффундирует в ВТСП на большие расстояния и разрушает сверхпроводимость в слое толщиной более 0,3 мкм.

Альтернативный очистке метод приготовления поверхности ВТСП использован в работах [143, 146, 166, 176]. Перед формированием точечного [143, 146] или туннельного [166] контактов часть ВТСП-материала скалывается при гелиевой температуре, и образовавшаяся таким образом поверхность скола используется в дальнейших операциях. Однако результаты, достигнутые в переходах, приготовленных этим методом, не привели (как следует из табл. V) к увеличению  $V_c$ . Наиболее вероятно [177], что поликристаллический образец скалывается по внутренним границам зерен и на поверхности вновь оказывается материал, не совпадающий по своим свойствам с внутризеренным. Чтобы избежать контакта к межзеренной границе, в работе [166] было предложено подпиливать подложку и ломать затем ее гелии вместе с эпитаксиально выращенной на ней пленкой. Таким образом можно получить на торце поверхность, образованную не только внутренними границами зерен, но и собственно сверхпроводником. После напыления без разрыва вакуума на торец пленки свинца в [166] были получены туннельные контакты с  $V_c \approx 0,5$  мВ (при  $T=4,2$  К).

В отличие от точечных и туннельных контактов исследование эффекта Джозефсона в ВТСП/НТСП-структурах SNS-типа было прове-

дено лишь одним коллективом авторов [62—65]. Сэндвичи  $\text{YBaCuO}/\text{Au}/\text{Nb}$  формировались *ex situ*, причем перед нанесением пленки золота поверхность ВТСП подвергалась ионной очистке. Такой способ образования омической границы приводит (см. пп. 2.2, 2.3) к относительно большим поверхностным сопротивлениям. Этот факт был действительно подтвержден экспериментально: нормальное сопротивление сэндвичей  $R_N \approx 10^{-3}$  Ом существенно превосходит оценку сопротивления прослойки золота  $R_n \approx 10^{-9}$  Ом и соответствует значениям  $R_B \approx 10^{-7}$  Ом·см<sup>2</sup>.

К сожалению, подавляющее большинство анализируемых в этом разделе экспериментальных работ носило скорее демонстрационный, качественный характер и было нацелено лишь на подтверждение факта существования эффекта Джозефсона в ВТСП/НТСП-структурах. В работах по точечным контактам (за исключением [142]) отсутствуют зависимости  $V_c(T)$ , а размеры в плане туннельных переходов и SNS-сэндвичей существенно превосходят джозефсоновскую глубину проникновения  $\lambda_J$ . Поэтому в дальнейших обсуждениях (см. раздел 5) мы ограничимся лишь анализом экспериментальных данных работы [142].

**4. Джозефсоновские контакты ВТСП/ВТСП-типа.** Конструкции джозефсоновских ВТСП/ВТСП-переходов более разнообразны. Наряду с уже рассмотренными структурами (точечными контактами [149, 152, 154, 160, 178—186], SNS-сэндвичами [123] и SN—N—NS-мостиками переменной толщины [91, 187]) эффект Джозефсона был обнаружен в переходах на межзеренных границах керамик (типа *grain boundary junction* [188—190] или «*bulk junction*» [191—209]), ВТСП-пленок [210—242], а также на микротрещинах в кристаллитах [243, 244].

Так же как и в НТСП/ВТСП-структурах, на ВАХ ВТСП/ВТСП-переходов могут наблюдаться ступеньки Шапиро при напряжениях, связанных с частотой СВЧ сигнала джозефсоновским соотношением (3.1). В отдельных случаях [199] их количество доходило до 30. В работе [209] равенство (3.1) было использовано для аккуратного определения отношения  $2e/\hbar$ , которое с относительной точностью  $5,6 \cdot 10^{-6}$  совпало со значением, определенным в НТСП/НТСП-переходах. Немонотонные зависимости сверхтока от внешнего магнитного поля наблюдались как в одиночных переходах [195, 204, 206, 207], так и в двухконтактных и одноконтактных интерферометрах, используемых для создания датчиков магнитного потока СКВИДов [192, 212—215, 217, 220, 221, 225, 233, 235, 240, 241]. Эти данные, однако, не содержат какой-либо дополнительной информации о макроскопических квантовых эффектах в высокотемпературной сверхпроводимости по сравнению с изложенной в предыдущем разделе.

Экспериментальные значения характерного напряжения  $V_c$  практически всех ВТСП/ВТСП-контактов, за исключением [243, 244] (табл. VI), оказались по крайней мере на порядок ниже наивной теоретической оценки этой величины

$$V_{c0} \approx \frac{\Delta_h(0)}{e} \approx 20 - 30 \text{ мВ}, \quad T \ll T_{ch}. \quad (4.1)$$

для туннельных SIS-структур с ВТСП-электродами.

**4.1. Точечные контакты.** При формировании точечных ВТСП/ВТСП-контактов возникают те же трудности, связанные с разрушением несверхпроводящего приповерхностного слоя ВТСП-материалов, что и в аналогичных ВТСП/НТСП-переходах. Значения характерного напряжения точечных ВТСП/ВТСП-контактов [149, 152, 154, 178—186] при  $T=4,2$  К лежат в диапазоне 0,1—1 мВ, а их критические токи

Таблица VI. Основные параметры джозефсоновских переходов ВТСП/ВТСП типа

Материалы	$T_c$ , К	$T$ , К	$V_c$ , мВ	$R_N$ , Ом		Литература
<b>Точечные контакты:</b>						
YBaCuO/YBaCuO	93	4,2	0,08	2—500		[149]
	94	4,2	0,12	60		[154]
	85	4,2	0,2	100	+	[152]
	94	4,2	0,03	6		[178, 179]
	95	4	0,2		+	[180]
	95	4	0,7	40	+	[180]
	97	4,2	0,06— 0,08	0,5—5		[181]
	91	4,2	До 0,5	10—50	*	[182]
	93	4,2	0,04	0,25	*	[183]
	88	77	0,04	2	+	[184]
		77	0,01	2		[185]
		4,2	0,75	1500		[154]
		4,2	0,2	20		[154]
YBaCuO/BSCCO						
YBaCuO/TCBCO						
CdBaCuO/CdBaCuO	94	2	0,05	50	+	[186]
BiSrCaCuO/BSCCO	74	4,2	2	100		[154]
TlCaBaCuO/TCBCO	125	4,2	0,7	70		[154]
	122	10	0,14	14	*	[160]
<b>Межзеренные контакты:</b>						
YBaCuO	90	4,2	1	0,05	+	[188]
(break junctions)	90	4,2	2	0,2	+	[189, 190]
YBaCuO	80	4,2	0,4	0,1	+	[191]
(bulk junctions)	93	10	3	2	*, +	[192]
	88	50	0,22	0,002	+	[193]
	90	77	0,16	0,38	+	[199]
		77	0,5	0,1	*, +	[195]
	87,8	77	0,2	0,02	+	[196]
	87,8	77	0,05	0,08	+	[196]
	93	77	0,2	2	*, +	[192]
		77	0,03	0,03	+	[197]
	90	77	0,03	0,006	+	[198]
	92	77	0,45	6	+	[199]
	93	77	0,07	0,07	*, +	[200]
	91	77	1,6	0,008		[201]
	90	77	0,03	0,005	*, +	[202]
	80	77	<1	0,1—10		[243]
		77	0,05	0,5	+	[203]
BiSrCaCuO	54	4,2	0,21	1,2	*, +	[204]
TlBaCaCuO	118	77	0,18	0,08	+	[205]
YBaCuO	90	4,2	0,06	0,5	+	[229]
(film)	85	4,2	0,01	0,001		[237]
	78	4,2	0,5	0,01	*	[213]
	91	4,2	0,5	0,25	*, +	[214, 215]
	81	4,2	0,23	1,4	+	[239]
	89	4,2	1,5	0,03	+	[238]
	88	5	1	1,13	+	[226—228]
	74,5	5,5	2	1	*	[212]
	88	24	0,2	8		[216]
	41		<3	3	*	[219]
	70	43	0,1	0,36	*, +	[225]
	86	57	0,48	0,3	+	[223]
	70	60	0,006	0,14	*, +	[225]
	78	70	0,02	1,25	*, +	[221]
	91	77	0,1	0,4	*, +	[214, 215]
	90,7	77	0,18	0,3	*, +	[221]
		77	0,14	14		[236]
	85	77	0,04	0,16	*, +	[235]
	90,7	77	0,18	0,3	+, *	[222]
BiSrCaCuO	70	4,2	3	100	*	[240]
TlBaCaCuO	114	77	1,4	2	*	[220]

Т а б л и ц а VI (окончание)

Материалы	$T_c$ , К	$T$ , К	$V_c$ , мВ	$R_N$ , Ом		Литература
TlBaCaCuO	105	77	0,26	0,07	*	[233]
	105	77	0,08	0,13	*	[233]
	105	77	0,34	0,2	*	[233]
Переходы на микротрещинах в кристаллитах:						
YBaCuO	90	4,2	5,5		+	[243]
BiSrCaCuO	87	4,2	19		+	[243, 244]
TlBaCaCuO	108	4,2	20		+	[243]
Туннельные переходы:						
YBaCuO/YBaCuO	50	4,2	0			[246, 247]
Слабые связи:						
Сэндвич						
YBaCuO/Ag/YBaCuO	80	4,2	1,5	0,1	+	[123]
Мостик переменной толщины						
YBaCuO/Ag/YBaCuO	90	4,2	0,0035	0,33	+	[91]

\*) Знаками + и \* отмечены работы, в которых соответственно сообщалось или о наблюдении ступенек Шапиро при облучении переходов СВЧ сигналом (+), или о не-монотонной зависимости сверхтока от внешнего поля

малы ( $\leq 5$  мкА). С ростом температуры ( $T \geq 40$  К) эти токи, как правило, подавляются тепловыми флуктуациями. Поэтому в дальнейшем мы не будем подробно останавливаться на обсуждении результатов, полученных в этих структурах.

**4.2. Переходы на микротрещинах (break junctions).** Джозефсоновский переход рассматриваемого типа образуется в результате деформации при гелиевой или азотной температуре [181—183] массивного поликристаллического образца, укрепленного, например, на пружинистом основании. Деформацию прекращают сразу после разлома (резкого увеличения сопротивления) образца.

Контакты, приготовленные по этой методике из образцов, поперечные размеры которых существенно превосходят средний размер гранул, имеют при гелиевых температурах значения  $V_c$ , не превосходящие нескольких милливольт, и значения  $R_N$  в диапазоне 0,1—10 Ом. Внутренняя трещина в этих образцах проходит по межзеренным границам, и джозефсоновский переход возникает на одной или нескольких таких границах в области разлома. Переходы данного типа крайне нестабильны; их параметры меняются при перецикливании. Поэтому в дальнейшем мы также не будем обсуждать полученные в них результаты.

**4.3. Переходы на внутренних межзеренных границах.** В переходах рассматриваемого типа место слабой связи локализовано на межзеренных границах гранул металлооксидных керамик. В случае массивных образцов (bulk junction) [140, 181—200] это достигается механическим путем за счет утоньшения части образца в одном или двух измерениях. В тонкопленочных образцах [210—242] к аналогичным результатам приводит резкое изменение ширины части пленки (формирование мостика Дайема) методами фотолитографии [192, 212—223] или лазерно-лучевой абляции [224—228]. К аналогичным результатам приводит облучение лишней части пленки ионами [229—233] или

инжектирование в нее квазичастиц [218], а также локальная термодиффузия золота по границам зерен ВТСП-керамик [242].

Работы, посвященные исследованию переходов на межзеренных границах, можно разбить на две группы. Первая (и наиболее многочисленная из них) включает в себя исследования структур, содержащих в области концентрации сверхтока статистически большое число межзеренных границ. Это обстоятельство серьезно затрудняет интерпретацию полученных в них результатов и может, например, приводить к подавлению амплитуды ступенек Шапиро на ВАХ [11] или появлению на ней субгармонических особенностей [193, 198, 245]. Экспериментально установленные в таких переходах температурные зависимости критического тока  $I_c(T) \propto (T_c - T)^n$  при  $T \approx T_c$  также весьма разнообразны. Показатель степени  $n$  в этой зависимости в работах [197, 210, 221, 222, 225] близок к 2, в [191, 212, 213, 237] он равен 3/2, а в [197, 199, 217, 228]  $n=1$ . Кроме того, как и в любой гранулированной системе, с увеличением сверхтока происходит сначала постепенное разрушение отдельных, более слабых участков перехода. Это приводит к типичным для таких структур «горбатым» (в области малых напряжений) ВАХ с нечетко определенным критическим током. Однозначную информацию о свойствах отдельных межзеренных границ из обработки таких ВАХ извлечь крайне трудно. Поэтому свойства этих переходов в дальнейшем обсуждаться не будут.

Значительно больший интерес представляют результаты исследований переходов с малым числом границ в области концентрации сверхтока [221—228, 233, 238]. Такие переходы типа мостика Дайема можно сформировать, если размер зерен в исходной ВТСП-пленке сравним с геометрическими размерами сужения, в котором происходит концентрация сверхтока. В керамиках на основе  $\text{Bi}$  [243, 244] и  $\text{Tl}$  [233] получение гранул больших размеров не вызывает серьезных трудностей. В пленках  $\text{YBaCuO}$  крупные гранулы (5—100 мкм) можно получить с помощью их отжига при высоких ( $\geq 900^\circ\text{C}$ ) температурах [221—225, 238].

Несмотря на использование различных ВТСП-материалов, межзеренные переходы обладают целым рядом общих свойств. Во-первых, их удельное нормальное сопротивление  $R_N$  лежит в диапазоне  $10^{-7} \div 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Важно отметить, что с увеличением температуры может наблюдаться заметное уменьшение  $R_N$  [225, 238]. Во-вторых, вольт-амперные характеристики таких переходов [221—228, 238] типичны для структур с непосредственной проводимостью (имеется избыточный ток в области больших напряжений, отсутствует гистерезис). В-третьих, абсолютные значения характерного напряжения контактов существенно меньше предельных (4.1), причем скорость нарастания  $V_c$  с уменьшением температуры резко падает, и в области температур  $T/T_c \lesssim 0,3$  зависимость  $V_c(T)$  практически выходит на константу [224, 225, 238].

Особый интерес представляют результаты исследования зависимости свойств межзеренной границы от взаимной ориентации кристаллографических осей образующих эту границу зерен [226—228].

**4.4. Влияния разориентации зерен на свойства межзеренных переходов.** В цикле работ [226—228] на бикристаллической пленке  $\text{SrTiO}_3$  эпитаксиально были выращены структуры, представляющие собой бикристалл  $\text{YBaCuO}$  с  $T_{ch} \approx 86\text{—}88 \text{ К}$  и шириной сверхпроводящего перехода  $\Delta T \approx 3\text{—}6 \text{ К}$ . Геометрия кристаллов подложки выбиралась таким образом, что у выращенных кристаллов векторы  $[0, 0, 1]$  были перпендикулярны подложке, а векторы  $[1, 0, 0]$  компонентов бикристалла составляли угол  $\theta$ . Лазерным лучом в каждом из них и вблизи их границы были вырезаны сверхпроводящие полосы шириной 10 мкм, внутри одной из которых содержалась межзеренная граница

(рис. 3). Исследования этой границы в просвечивающем электронном микроскопе и ионная спектроскопия показали, что граница является резкой в межатомном масштабе и ее композиционный состав близок к составу зерна (небольшие различия в концентрациях Sr и Ti имеются лишь в непосредственной близости от подложки). Среднее расстояние между локализованными на границе дислокациями кристаллической структуры  $b$  уменьшается ( $b \propto \theta^{-1}$ ) с ростом  $\theta$ , и при  $\theta \geq 10^\circ$  дислокационные области перекрываются.

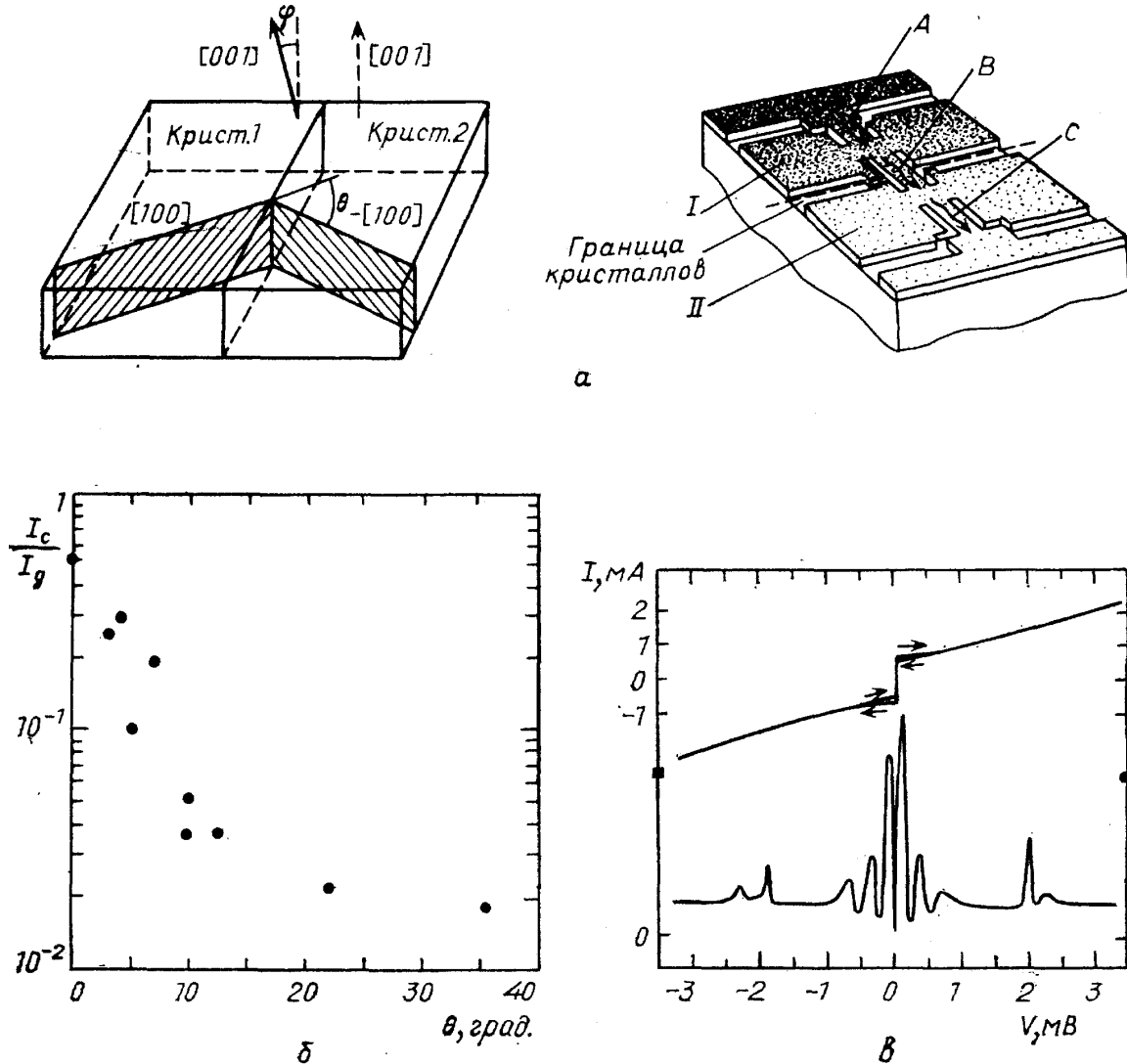


Рис. 3. Основные результаты исследования влияния разориентации зерен на свойства межзеренных ВТСП-переходов [226—229]. а — Схематический вид исследуемой границы и межзеренного перехода. б — Зависимость отношения критического тока границы к критическому току зерна от угла разориентации  $\theta$  (при  $T=5$  К). в — Вид ВАХ перехода и ее первой производной (в отн. ед.) при  $T=5$  К и  $\theta \approx 37^\circ$

Наличие дислокаций приводит к резкой зависимости критического тока границы  $I_c$  от угла  $\theta$  (см. рис. 3): он уменьшается примерно в 50 раз при изменении  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $20^\circ$  и выходит при  $\theta \geq 20^\circ$  практически на постоянное значение. Данные, полученные в [227] для пленок с существенно различающимися плотностями тока гранул, ложатся на одну кривую и согласуются друг с другом.

Существенно различными оказались зависимости критического тока границы  $I_c$  и критического тока зерна  $I_g$  от перпендикулярного пленке магнитного поля  $B$ . Если  $I_g$  падает примерно в два раза при нарастании  $B$  от нуля до  $1T$ , то увеличение поля от нуля до  $0,002T$  подавляет  $I_c$  при

$\theta \geq 5^\circ$  практически на порядок. Такая чувствительность к слабым изменениям магнитного поля типична для слабых связей.

Температурные зависимости критических токов  $I_c$  и  $I_g$  в случае одинаково ориентированных зерен ( $\theta \leq 2,5^\circ$ ) практически совпадают. Однако при  $\theta \geq 5^\circ$  они уже качественно отличаются друг от друга.

Характерное напряжение исследованных в [226—228] структур при  $T = 4,2$  К лежит в диапазоне 0,15 — 3 мВ, что существенно меньше оценки (4.1). К сожалению, отсутствие данных о реакции переходов на СВЧ облучение и об их нормальном сопротивлении не позволяет детально обработать полученные в этих работах результаты. Можно лишь констатировать, что рассогласование кристаллографических осей граничащих друг с другом гранул на единицы градусов ( $\geq 5^\circ$ ) достаточно для образования межзеренного джозефсоновского перехода.

Из приведенного выше анализа экспериментальных данных, полученных при исследовании межзеренных границ, следует, что наиболее достоверная информация об их джозефсоновских свойствах может быть извлечена из результатов работ [221—225, 233, 238]. Более детальный их анализ мы проведем в разделе 5.

**4.5. Переходы на микротрещинах в кристаллах.** Для образования джозефсоновских переходов рассматриваемого типа в работах [243, 244] массивный поликристаллический образец с размером

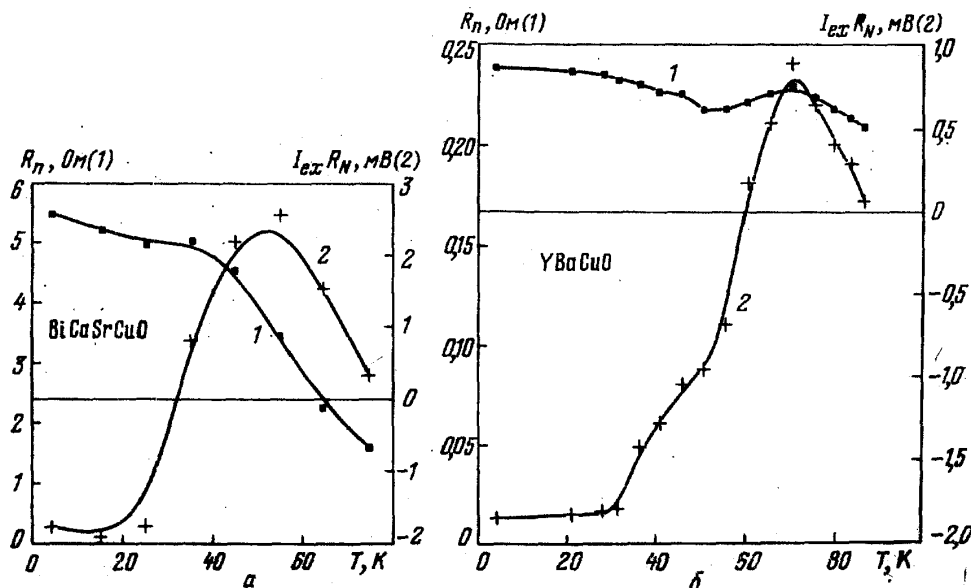


Рис. 4. Зависимость от температуры нормального сопротивления  $R_N$  и избыточного тока  $I_{ex}$  переходов на микротрещинах в кристаллитах. а — Переходы на основе  $\text{BiCaSrCuO}$  ( $V_c \approx 7,8$  мВ). б — Переходы на основе  $\text{YBaCuO}$  ( $V_c \approx 5$  мВ)

зерен 100—200 мкм приклеивался на подложку (ось  $c$  перпендикулярна подложке) и сошлифовывался до толщины 0,1 мм, сравнимой с размером гранул. После этого в центральной его части механически формировалось сужение шириной 0,1—0,2 мм и лишь затем стандартным способом, описанным в п. 4.2, в нем создавалась микротрещина при гелиевой или азотной температуре. В переходах с большими значениями  $V_c$  эта трещина, как правило, проходила по границам двойникования внутри отдельной гранулы, находящейся в области сужения. Поэтому джозефсоновский переход возникал на границе двух кристаллических блоков, кристаллографические оси  $[0, 0, 1]$  которых были ориентированы практически параллельно.

При больших напряжениях на ВАХ переходов с  $V_c > 5$  мВ с уменьшением температуры наблюдался переход от избытка к недостатку тока



(рис. 4). В области малых напряжений в переходах на основе  $\text{BiCaSrCuO}$  имелся сильно выраженный гистерезис и часто наблюдалась немонотонная зависимость критического тока от температуры (с максимумом при  $T \approx 0,7T_c$ ). Однако в образцах из  $\text{YBaCuO}$  и  $\text{TlCaBaCuO}$  эти эффекты отсутствовали. Интересно отметить, что сопротивление переходов в нормальном состоянии  $R_N$ , как правило, растет с уменьшением температуры (см. рис. 4), что скорее всего свидетельствует о существовании (см. раздел 5) канала неупругого туннелирования электронов через локализованные состояния в материале слабой связи.

Полученные в работах [243, 244] результаты имеют принципиально важное значение. В них впервые экспериментально доказана возможность создания джозефсоновских ВТСП-переходов с высокими, близкими к теоретической оценке (4.1) значениями характерного напряжения.

**4.6. Туннельные ВТСП/ВТСП-контакты.** К настоящему времени известны лишь две работы [246, 247], в которых сообщалось о попытке создания туннельного перехода  $\text{YBaCuO}/\text{YBaCuO}$ . Используемые в [246] в качестве электродов текстурированные пленки (ось  $c$  перпендикулярна подложке) имели ширину и толщину порядка 1 мкм и переходили в сверхпроводящее состояние при  $T \approx 50$  К.

Принципиальным моментом при формировании перехода являлось отсутствие стадии высокотемпературного отжига как отдельных пленок, так и всей структуры в целом. Изолирующий барьер образовывался на поверхности одного из электродов в результате его двадцатиминутной обработки в плазме  $\text{CF}_4$  при давлении 0,5 торр и мощности разряда 100 Вт. После образования барьера поперек первой пленки напылялся в том же режиме второй электрод. Способ формирования переходов в работе [247] практически не отличался от вышеизложенного.

Получившиеся структуры при  $T = 4,2$  К имели типичную для NIS-переходов ВАХ с явно выраженной особенностью при напряжении  $V = \pm \Delta_n/e$ , где  $\Delta_n \approx 18$  мВ — параметр порядка сверхпроводника, незначительным током утечки и равным нулю критическим током.

Этот результат полностью согласуется с данными, полученными в туннельных ВТСП/НТСП-контактах с «естественным» барьером и в переходах  $\text{YBaCuO}/\text{YBaCuO} : \text{F}/\text{Nb}$ , и может свидетельствовать о бесперспективности использования приповерхностного слоя ВТСП-материала в качестве диэлектрической прослойки туннельных переходов.

**4.7. Структуры SNS-типа.** Эффект Джозефсона в SNS-структурах с ВТСП-электродами наблюдался в переходах, сформированных как *ex situ* [91, 123], так и *in situ* [187].

Процесс изготовления SNS-сэндвичей [123] предусматривал на первом этапе напыление и отжиг в атмосфере кислорода двух пленок  $\text{YBaCuO}$ , находящихся на разных подложках. Затем на поверхность пленок напылялся тонкий (5 — 20 нм) слой серебра и образцы подвергались быстрой термической обработке (нагрев до  $400^\circ\text{C}$  за 30 с, выдержка при этой температуре 60 с, охлаждение до комнатной температуры за 30 с). Важно отметить, что в отсутствие быстрой термической обработки получить контакты, обладающие джозефсоновскими свойствами, не удавалось. Подложки накладывались крест-накрест и механически прижимались до образования контакта. Параметры такого перехода при толщине пленки серебра 5 нм и температуре  $T = 4,2$  К оказались равными  $V_c \approx 2$  мВ,  $R_N \approx 0,13$  Ом. Значение  $R_N$  существенно превышает сопротивление прослойки серебра ( $\approx 10^{-5}$  Ом), что свидетельствует о малой прозрачности SN-границ исследованной в [123] структуры.

Разработанный в [91] процесс изготовления  $\text{SN}-\text{N}-\text{NS}$ -мостиков переменной толщины состоял из трех стадий. На первых двух методами

прямой фото- и электронной литографии были получены две пленки  $\text{YBaCuO}$ , разделенные промежутком 1 мкм. После отжига в атмосфере кислорода взрывной фотолитографией формировалась соединяющая электроды пленка золота толщиной 0,24 мкм и размером в плане  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>. Затем переход дополнительно отжигался в атмосфере кислорода (10 с,  $T=750^\circ\text{C}$ ). Как следует из данных раздела 2.3, полученная таким образом SN-граница должна обладать малой прозрачностью. Экспериментально это сказалось на сопротивлении переходов  $R_N \approx 0,33$  Ом, которое на порядок превышало сопротивление пленки мостика (0,015 Ом). Большая по сравнению с длиной когерентности золота длина пленки мостика и наличие мало прозрачных SN-границ привели к весьма незначительным значениям параметра  $V_c \approx 3,6$  мкВ ( $T=4,2$  К).

Один из возможных вариантов создания SN—N—NS-мостиков переменной толщины *in situ* был предложен в работе [187]. Основная идея авторов этой работы состоит в использовании отмеченной в первом разделе способности керамик вступать в реакции с диэлектрическими подложками. На подложке из химически менее активного диэлектрика ( $\text{MgO}$ ) формировалась узкая (1 мкм) полоска из более активного материала ( $\text{Si}$ ). Затем напыляется пленка  $\text{YBaCuO}$  толщиной 200 нм. В процессе напыления температура подложки поддерживается на уровне  $650^\circ\text{C}$ . При этой температуре на границе с кремнием активно образуются силициды бария и меди. В результате сверхпроводящая фаза формируется лишь на  $\text{MgO}$ , а на пленке  $\text{Si}$  — несверхпроводящее соединение с большим удельным сопротивлением. Мостиковая структура образуется после напыления на сверхпроводящие электроды соединяющей их пленки серебра. Параметры полученного в [245] перехода при  $T=4,2$  К таковы:  $V_c \approx 70$  мкВ,  $R_N \approx 0,54$  Ом. К сожалению, реакция перехода на облучение СВЧ сигналом в работе [187] не исследовалась.

Вольт-амперные характеристики всех трех переходов имели вид, типичный для джозефсоновских структур с непосредственной проводимостью. В разделе 5 мы вернемся к обсуждению результатов этих работ.

4.8. Граница двойникования — джозефсоновский контакт? В целом ряде работ (см., например, [225]) при исследовании зависимостей критического тока одноконтактных и двухконтактных интерферометров от магнитного поля были обнаружены осцилляции, соответствующие контурам квантования магнитного потока, существенно меньшим среднего размера зерна ВТСП-пленок. В качестве одной из гипотез, объясняющей этот факт, было высказано предположение, что в составе этих внутризеренных контуров имеются обладающие джозефсоновскими свойствами границы двойникования. Однако прямые доказательства, которые подтвердили бы эту гипотезу, в настоящее время нам не известны.

## 5. Обсуждение экспериментальных данных. Сравнение с теорией.

В настоящее время существует большое количество теоретических подходов к объяснению природы высокотемпературной сверхпроводимости (их краткий обзор см., например, в [6]), но ни один из них пока не претендует на объяснение совокупности наблюдаемых свойств ВТСП. Поэтому анализ экспериментальных данных по ВТСП-контактам мы проведем, используя модели, разработанные в рамках теории БКШ.

5.1. Модели слабой связи малой длины. Для описания свойств переходов предельно малой длины  $L$  применимы теории либо Амбегаокара—Баратова (АБ) [248] (в случае туннельной проводимости), либо Кулика—Омельянука (КО-1, КО-2) [249] (в случае непосредственной проводимости). При  $T \approx T_c$  все три модели дают для  $V_c$  уни-

версальную температурную зависимость:

$$V_c(T) = A(T_c - T), \quad A = \frac{\pi}{4e} \left| \frac{d\Delta^2}{dT} \right|_{T=T_c} \approx 635 \text{ мкВ/К}. \quad (5.1)$$

С уменьшением  $T$  в теориях КО параметр  $V_c$  нарастает несколько быстрее, чем в АБ, но максимальное различие абсолютных значений  $V_c$  не превосходит 50%. Рассчитанные в этих моделях ВАХ отличаются друг от друга главным образом при больших напряжениях ( $\geq \Delta_h/e$ ) — наличием (в случае нетуннельной проводимости [250—255] или отсутствием (в туннельном случае [257—259]) на них избыточного тока.

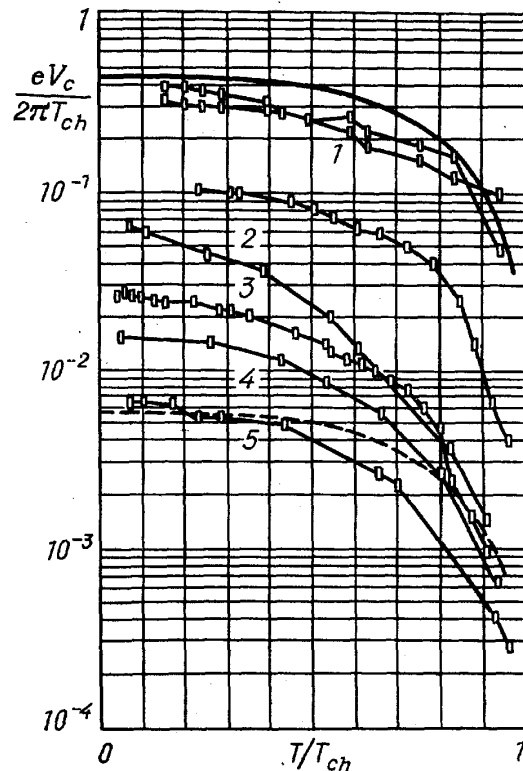


Рис. 5. Экспериментальные зависимости характерного напряжения  $V_c$  от температуры, полученные в переходах на микротрещинах в кристаллитах  $\text{TiCaBaCuO}$ ,  $\text{BiCaSrCuO}$ ,  $\text{YBaCuO}$  (кривые 1) [243, 244] и в переходах на межзеренных границах по данным работ [221—223, 238, 224, 225] (соответственно кривые 2—5). Сплошная кривая — зависимость,  $V_c(T)$  в теории АБ. Штриховая кривая — та же зависимость, но с меньшим значением  $V_c(0)$  (см. раздел 5.3)

Из сопоставления этих результатов с экспериментальными данными (см. разделы 3, 4) следует, что в отличие от часто встречающихся утверждений (основанных на обработке зависимостей  $I_c(T)/I_c(0)$ ) предсказания теорий АБ и КО относительно близки лишь к данным по  $V_c(T)$ , полученным в переходах на микротрещинах в кристаллитах [243, 244] (рис. 5). Но даже в этих структурах эти теории не описывают всей совокупности экспериментально наблюдаемых явлений — роста нормального сопротивления и перехода от избытка к недостатку тока на ВАХ с уменьшением температуры. Сближение теоретических предсказаний с экспериментальными результатами возможно на пути усложнения моделей как КО, так и АБ.

5.2. Более сложные модели переходов с непосредственной проводимостью. Первый такой усложняющий модели КО фактор — конечность длины области слабой связи — учитывается в простой модели SNS-переходов [260—262]. В ней пренебрегается подавлением сверхпроводимости S-электрода из-за эффекта близости с N-металлом, критическая температура которого полагается равной нулю<sup>(5)</sup>.

Проведенные в этой модели расчеты как в «грязном» ( $l \ll \xi_N^*$ ) [250, 251], так и в «чистом» ( $l \gg \xi_N^*$ ) [252, 254] пределе приводят к избыточ-

ному току на ВАХ, а также к значениям  $R_N$ , определяемым либо сопротивлением  $N$ -слоя (при  $l \ll \xi_N^*$ ), либо сопротивлением, обусловленным неравновесностью функции распределения электронов в  $S$ -электродах (при  $l \gg \xi_N^*$ ). Параметр  $V_c$  (см. графики в работах [260, 261]) уменьшается с ростом толщины  $N$ -слоя по степенному закону ( $V_c \propto (\Delta(0)/e) (\xi_N^*/L)^2$ ) при  $T \leq T_0 \approx T_c (\xi_N^*/L)^2$  и по экспоненциальному закону ( $V_c \sim (\Delta/e) \exp[-(L/\xi_N^*) (T/T_c)^{1/2}]$ ) при  $T \geq T_0$ . В окрестности температуры  $T_0$  происходит смена знака кривизны зависимости  $V_c(T)$  с положительного ( $T > T_0$ ) на отрицательный ( $T < T_0$ ).

Несмотря на возможность описания в рамках этой модели экспериментально наблюдаемого подавления характерного напряжения переходов, ее конкретное применение приводит к ряду противоречий с экспериментальными данными практически по всем ВТСП-переходам:

— Для объяснения обнаруженных в переходах значений  $V_c \leq 1$  мВ необходимы значения  $L \geq 10\xi_N^*$ . Однако при таких  $L$  характерная температура  $(T_0)_{\text{теор}} \approx 0,01T_c$  оказывается существенно меньше температуры  $(T_0)_{\text{эксп}} \approx 0,3T_c$ , при которой экспериментально наблюдается изменение знака кривизны зависимости  $V_c(T)$ . Учет сильной пространственной неоднородности перехода по его плоскости не снимает этого противоречия.

— В рамках простой SNS-модели нельзя объяснить наблюдаемый в переходах на микротрещинах в кристаллитах с  $V_c \geq 10$  мВ переход от избытка к недостатку тока на ВАХ.

— Эта модель не объясняет также высокие экспериментальные значения нормального сопротивления переходов  $(R_N)_{\text{эксп}} \approx 10^{-7} \div 10^{-8} \text{ Ом} \times \text{см}^2$ . Действительно, при  $L \approx 10\xi_N^*$  в структурах с благородными металлами ( $\rho_N \approx 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ,  $\xi_N^* \approx 20 \text{ нм}$ ) максимальные  $(R_N)_{\text{теор}} \approx \rho_N L$  не превосходят<sup>(6)</sup>  $10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Поскольку абсолютные значения сопротивления ВТСП-пленок при нормальном и полупроводниковом ходе температурной зависимости  $R(T)$  в окрестности  $T_c$  различаются в среднем не более чем на порядок, при оценке  $R_N$  в переходах на межзеренных границах разумно предположить, что  $\rho_N \approx \rho_S \approx 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  и  $\xi_N^* \approx \xi_S^* \approx 1 \text{ нм}$ , что также приводит, к  $(R_N)_{\text{теор}} \approx 10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ .

Второй возможной причиной подавления  $V_c$  является взаимный характер эффекта близости в окрестности SN-границы. Если для образующих SNS-переход металлов выполнены условия «грязного» предела (длина свободного пробега электронов  $l \ll \xi_N^* = (D_N/(2\pi T_{ch}))^{1/2}$ ), то  $V_c$  оказывается зависящим (при  $L \gg \xi_N^*$ ) от двух параметров подавления<sup>(7)</sup>, описывающих этот эффект [265–267]:

$$\gamma = \frac{\rho_S \xi_S^*}{\rho_N \xi_N^*}, \quad \gamma_B = \frac{R_B}{\rho_N \xi_N^*}. \quad (5.2)$$

Параметры  $\gamma$  и  $\gamma_B$  имеют простой физический смысл. Первый из них фактически определяется (в простой газовой модели) отношением электронных плотностей  $n_{s,n}$  контактирующих металлов. Если  $n_n > n_s$ , т. е.  $\gamma \gg 1$ , то в окрестности границы имеется много квазичастиц, которые (при  $\gamma_B = 0$ ) диффундируют в сверхпроводник и подавляют в нем параметр порядка на длинах порядка  $\xi_S^*$ . В противоположном случае ( $\gamma \ll 1$ ) соседство с нормальным металлом слабо влияет на свойства сверхпроводника: его параметр порядка практически постоянен вплоть до границы, а куперовские пары проникают в нормальный металл на длины порядка  $\xi_N^*$ .

Второй параметр ( $\gamma_B$ ) отличен от нуля, если на SN-границе имеется диэлектрический барьер или эта граница является атомарно резкой и

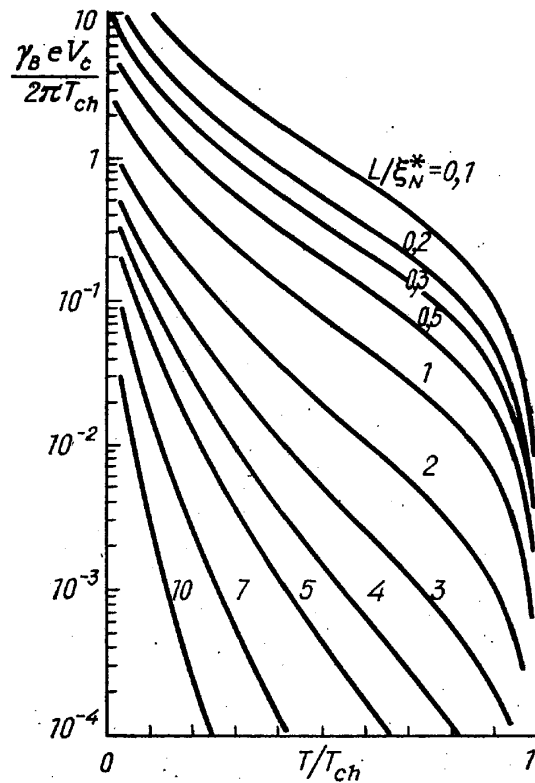
разделяет металлы с существенно разными транспортными свойствами<sup>(8)</sup>. Уменьшение прозрачности границы (увеличение  $\gamma_B$ ) ограничивает диффузию квазичастиц из N-металла в сверхпроводник, и значение  $\Delta_h$  на SN-границе растет. Однако из-за возникающего при этом скачка аномальных функций Грина на поверхности раздела их значения в N-металле оказываются меньше, чем при  $\gamma_B=0$ . Поэтому увеличение любого из параметров  $\gamma$ ,  $\gamma_B$  ведет к ослаблению сверхпроводящих свойств N-металла и подавлению  $V_c$ .

Для оценки значений  $\gamma$  и  $\gamma_B$  на границе ВТСП/(Ag, Au) воспользуемся типичными для металлооксидных керамик и пленок благородных металлов параметрами:  $\xi_S^* \approx 0,5$  нм,  $\rho_S \approx 2 \cdot 10^{-3}$  Ом·см<sup>2</sup> [1—3],  $\xi_N^* \approx 10^2$  нм,  $\rho_N \approx 2 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup> [62—65, 91] и следующими из табл. II значениями  $R_B \approx 10^{-8} \div 10^{-10}$  Ом·см<sup>2</sup>. Подставляя их в (5.2), получаем

$$\gamma_B \approx 25 - 2500, \quad \gamma \gg 1. \quad (5.3)$$

При таком соотношении  $\gamma$  и  $\gamma_B$  в сверхпроводящих электродах должно реализоваться практически пространственно однородное сверхпроводящее состояние, а наведенные в N-металл за счет эффекта близости аномальные функции Грина  $\Phi_N$  должны быть малы по сравнению с  $\pi T$ .

Рис. 6. Зависимость от температуры характерного напряжения  $V_c$  SNS-сэндвичей с SN-границами малой прозрачности при различных толщинах N-слоя



Проведенный в этом случае расчет [267, 268] параметров SNS-сэндвичей с прослойкой из «грязного» нормального металла толщиной  $L$  в практически интересном случае

$$\gamma_B \gg \left( \frac{T_{ch}}{T} \right)^{1/2}, \quad \gamma_B^{-1} \ll \frac{L}{\xi_N^*} \ll \gamma_B$$

приводит к следующим формулам:

$$\frac{eV_c}{2\pi T_{ch}} = \frac{2}{\gamma_B} \left( \frac{T}{T_{ch}} \right)^{1/2} \sum_{\omega > 0} \frac{\Delta_h^2}{\omega^2 + \Delta_h^2} \left( \frac{\pi T}{\omega} \right)^{1/2} \text{sh}^{-1} \left[ \frac{L}{\xi_N^*} \left( \frac{\omega}{\pi T_{ch}} \right)^{1/2} \right]; \quad (5.4)$$

$$R_N = 2\rho_N \xi_N^* \gamma_B S^{-1}; \quad (5.5)$$

здесь  $S$  — площадь поперечного сечения перехода,  $\omega = \pi T(2n+1)$  — мацубаровские частоты. Зависимости  $V_c(L, T)$ , рассчитанные по формуле (5.4) при различных значениях  $L$  и  $T$ , представлены на рис. 6. Они позволяют достаточно просто оценить значения  $\gamma_B$ , исходя из экспериментальных данных.

Так, в работе [123] для переходов типа SNS-сэндвич при  $T/T_c \approx 0,05$  и  $L/\xi_N^* \approx 0,5$  было получено значение  $eV_c/2\pi T_{ch} \approx 0,035$ . Используя рис. 6, находим, что эти данные согласуются с теоретическим расчетом при разумном значении  $\gamma_B \approx 100$ . К сожалению, в [123] не приводится целый ряд необходимых для дальнейшего сравнения сведений: температурных зависимостей  $I_c$ ,  $I_{ex}$  и  $R_N$ , а также зависимости  $I_c$  от внешнего магнитного поля  $H$ , из которой можно было бы оценить эффективную площадь контакта  $S$ . Необходимо отметить, что в переходах YBaCuO/Au/Nb, в которых граница с золотом имеет примерно такое же удельное сопротивление [62—65], отличие полной и эффективной (определенной из зависимости  $I_c(H)$ ) площадей перехода составляет два порядка, что может быть связано с сильной неоднородностью границы ВТСП/(Ag, Au) (см. раздел 2). Подстановка значения  $\gamma_B \approx 100$  в формулу (5.4) приводит к  $S \approx 10^{-8} \text{ см}^2$ , что также значительно меньше полной площади исследуемого в [123] контакта.

Применение этой же теории (с  $\gamma_B \gg \gamma$ ) к SNS-переходам с усложненной геометрией — мостикам переменной толщины SN—N—NS-типа — приводит к большим длинам затекания нормального и сверхпроводящего токов в N-пленку составного SN-электрода [269]. По этой причине сопротивление SN-границы дает конечный вклад в полное сопротивление перехода в нормальном состоянии

$$R_N = \rho_N (L + 2\xi_N^* \gamma_{BM}^{1/2}) S_n^{-1}, \quad d_N \ll \xi_N^* \gamma_{BM}^{1/2}, \quad \gamma_{BM} = \frac{\gamma d_N}{\xi_N^*}, \quad (5.6)$$

где  $S_n$  — площадь поперечного сечения N-пленки,  $d_N$  — ее толщина. Температурная зависимость параметра  $V_c$  при

$$1 + \gamma_{BM} \gg \max \left\{ \gamma_M \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2}, \left( \frac{T_c}{T} \right)^{1/2} \right\}, \quad L \ll \xi_N^* \gamma_B^{1/2} \quad (5.7)$$

определяется выражением

$$V_c = \frac{2\pi T}{e} \sum_{\omega > 0} \frac{\Delta_n^2}{\omega^2 + \Delta_n^2} \left( \frac{\pi T_{ch}}{\omega \gamma_{BM}} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{L}{\xi_N^*} \left( \frac{\omega}{\pi T_{ch}} \right)^{1/2} \right], \quad (5.8)$$

т. е. падает с уменьшением прозрачности SN-границы быстрее, чем в SNS-сэндвичах.

Соотношение (5.8) позволяет оценить  $\gamma_{BM}$  исходя из экспериментальных данных. Так, в работе [91] для SN—N—NS-мостика при  $T/T_c \approx 0,047$ ,  $L \leq 1 \text{ мкм}$  и  $\rho_N \approx (1-2) \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$  было получено значение  $eV_c/2\pi T_{ch} \approx 7,4 \cdot 10^{-5}$ . Используя известные данные для золота  $V_F \approx 1,4 \times 10^8 \text{ м/с}$ ,  $(\rho l)^{-1} \approx 8,4 \cdot 10^{10} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-2}$  [272, 273], получаем, что  $\xi_N^* \approx 20-30 \text{ нм}$ , т. е.  $L/\xi_N^* \approx 30-50 \gg 1$ . При таких значениях параметров в сумме по  $\omega$  существенно лишь первое слагаемое. Используя этот факт, получаем, что экспериментальные данные согласуются с теоретическим расчетом при  $\gamma_{BM} \approx 1-10$ . Эта величина существенно меньше оценки<sup>(9)</sup>, следующей из формулы для  $R_N$ . Необходимо отметить, что подстановка экспериментальных значений параметров  $L/\xi_N^*$  и  $T$  в выражения, полученные в простой SNS-модели, дает для  $V_c$  значение, существенно превосходящее экспериментальное. Таким образом, неопределенность в экспериментальном определении  $L$  и  $\xi_N^*$  (из-за экспоненци-

альной зависимости  $V_c(L)$  при  $L \gg \xi_N^*$  и отсутствие экспериментальных зависимостей  $V_c(T)$ ,  $R_N(T)$  и  $I_c(H)$  не позволяют сделать однозначного суждения о соответствии предложенной модели перехода рассматриваемой экспериментальной ситуации.

Итак, имеющихся экспериментальных данных по SNS-переходам недостаточно для выработки однозначного суждения о применимости теории БКШ к описанию свойств ВТСП-переходов с искусственной прослойкой.

Применение этой же модели к описанию свойств переходов на межзеренных границах приводит к противоречию, аналогичному описанному выше при обсуждении простой SNS-модели: для согласования экспериментальных и следующих из (5.4) абсолютных значений  $V_c$  в области низких температур необходимы значения  $\gamma_B > 10$ ; однако при таких  $\gamma_B$  резкое уменьшение  $V_c$  с ростом  $T$  начинается при  $T \approx T_c \gamma_B^{-2}$ , т. е. существенно раньше, чем в эксперименте.

Для согласования данной модели с наблюдаемыми свойствами переходов на микротрещинах в кристаллитах с  $V_c > 10$  мВ [243, 244] необходимо предположить, что в них имеются участки SNS-типа толщиной  $L \ll \xi_N^*$ , отделенные от ВТСП-матрицы атомарно-резкой границей, со-

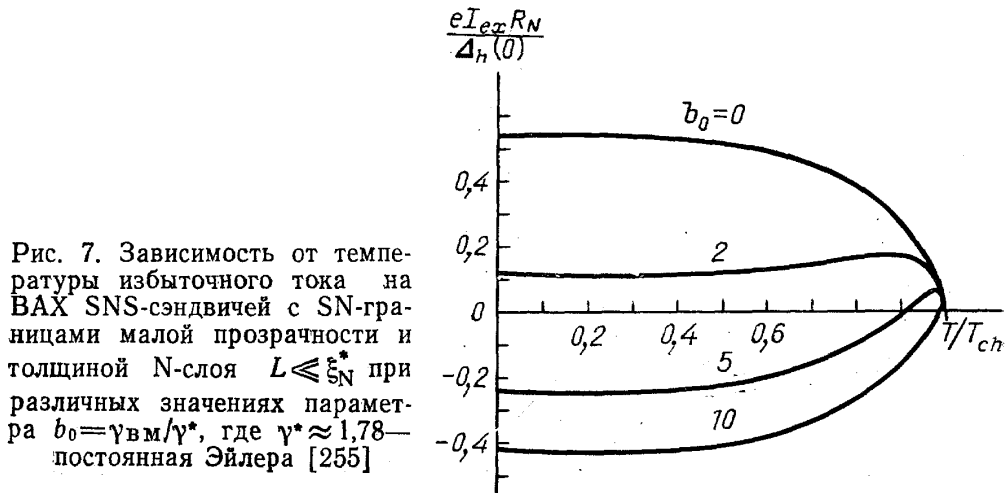


Рис. 7. Зависимость от температуры избыточного тока на ВАХ SNS-сэндвичей с SN-границами малой прозрачности и толщиной N-слоя  $L \ll \xi_N^*$  при различных значениях параметра  $b_0 = \gamma_{BM} / \gamma^*$ , где  $\gamma^* \approx 1,78$  — постоянная Эйлера [255]

противление которой дает основной вклад в  $R_N$ . Расчеты показывают [255], что в таких SNS-сэндвичах с малой прозрачностью SN-границ ( $\gamma_B \gg 1$ ) может наблюдаться переход от избытка к недостатку тока на ВАХ (рис. 7), если величина  $\gamma_{BM} = \gamma_B (L / \xi_N^*) > 1$ . Температурные зависимости параметра  $V_c$  определяются в этом случае выражением

$$\frac{eV_c}{2\pi T_{ch}} = \frac{T}{T_{ch}} \max_{\varphi} \sum_{\omega > 0} \frac{\Delta_h^2 G_S \sin \varphi}{\omega [\omega^2 (1 + 0,5 \gamma_{BM} \omega G_S / \pi T_{ch})^2 + \Delta_h^2 \cos^2 (\varphi/2)]^{1/2}}, \quad (5.9)$$

в котором  $G_S = \omega (\omega^2 + \Delta_h^2)^{1/2}$ , и близки к экспериментальным (см. рис. 5, 8). Однако эта модель не в состоянии объяснить экспериментальные температурные зависимости  $R_N(T)$  таких переходов, да и предположение о наличии N-слоя с резкими границами находится в противоречии с предполагаемой структурой перехода, в котором пространство между границами разлома, по всей видимости, заполнено хаотически расположенными примесными атомами.

Третьей возможной причиной наблюдаемого в межзеренных переходах почти однородного по температуре подавления  $V_c$  является наличие.

какого-либо температурно-независящего механизма, приводящего к дополнительному разрушению сверхпроводимости. Это может быть, например, рассеяние электронов на локализованных в обедненных кислородом областях ВТСП-материалов нескомпенсированных спиновых магнитных моментах меди  $\text{Cu}^{2+}$ . К аналогичным эффектам может привести учет сильного электрон-фононного [274] и электрон-электронного взаимодействия [275].

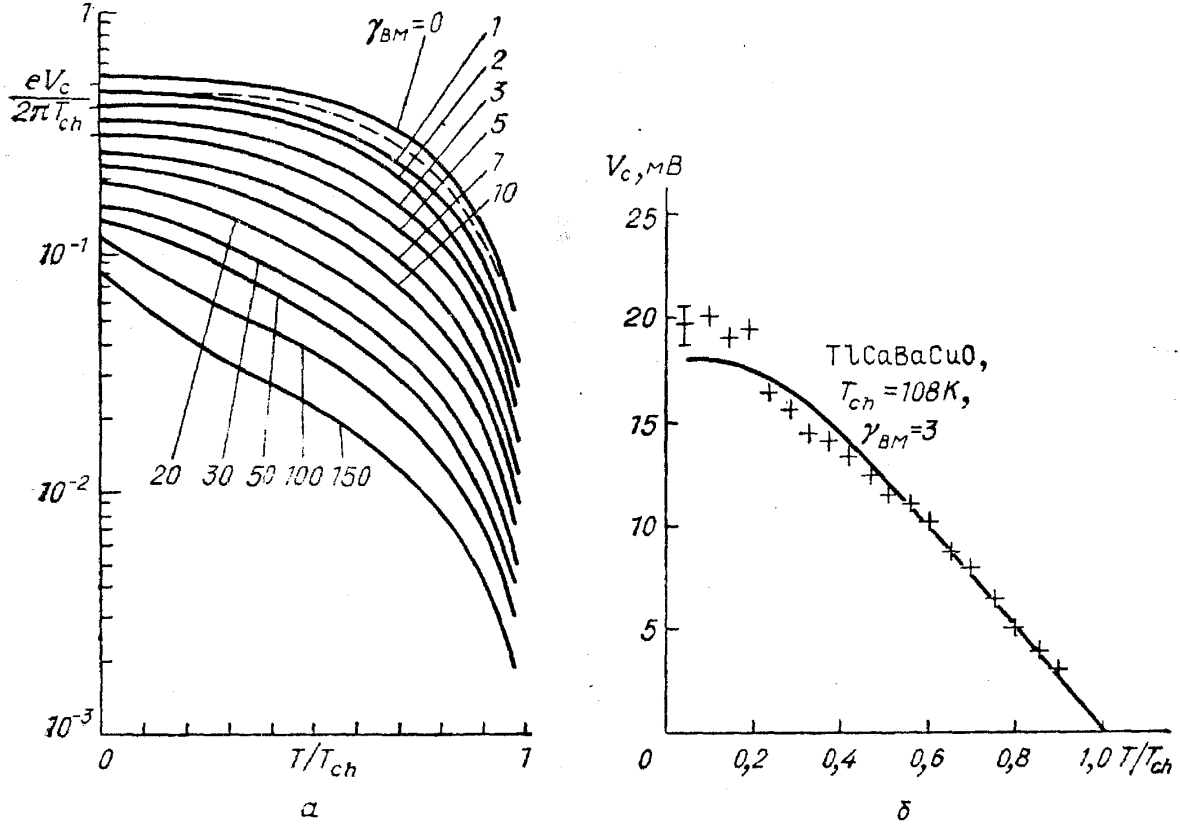


Рис. 8. Зависимость от температуры характерного напряжения  $V_c$  SNS-сэндвичей с SN-границами малой прозрачности и толщиной N-слоя  $L \ll \xi_N^*$ . а — При различных значениях параметра  $\gamma_{BM}$ ; пунктир — зависимость  $V_c(T)$  в теории АБ. б — При  $\gamma_{BM}=3$  (значками + отмечены экспериментальные значения, полученные в переходах на микро-трещинах в кристаллитах  $\text{TlCaBaCuO}$ ) [243, 244]

Взаимодействие куперовских пар с локальными магнитными моментами (как упорядоченными, так и расположенными хаотически) можно описать введением в квазиклассические уравнения сверхпроводимости слагаемого, пропорционального характерному времени рассеяния электронов с переворотом спина  $\tau_s$ . Решение этих уравнений в N-материале слабой связи с «жесткими» граничными условиями на границе со сверхпроводящими электродами приводит к следующему выражению для  $V_c$ :

$$\frac{eV_c}{2\pi T_{ch}} = 32 \frac{T}{T_{ch}} \sum_{\omega > 0} \frac{q^2 \exp[-(L/\xi_N^*)(\omega p/\pi T_{ch})^{1/2}]}{[1 + (1 + q^2 p)^{1/2}]^2}, \quad L \gg \xi_N^* \left( \frac{T\rho}{\pi T_{ch}} \right)^{1/2}, \quad (5.10)$$

$$p = 1 + \frac{1}{\omega \tau_s}, \quad q = \frac{\Delta_h}{\omega + (\omega^2 + \Delta_h^2)^{1/2}}.$$

Рассчитанные по формуле (5.10) зависимости  $V_c(T)$  при различных значениях  $L/\xi_N^*$  и  $\tau_s = 1/2\pi T_{ch}$  представлены на рис. 9. Видно, что имеется удовлетворительное качественное согласие между ними и экспериментальными кривыми (см. рис. 5), полученными в переходах на межзерен-



ных границах. Однако для получения количественного согласия с экспериментальными значениями удельного сопротивления  $R_N \approx 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  таких переходов необходимо допустить предположение об исключительной высокоомности материала прослойки. Действительно, при  $L \approx \xi_N^* \approx$

5 нм для удельного сопротивления N-слоя получаем значения  $\rho_N \approx 2 \times 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , что по порядку величины соответствует прыжковой, а не металлической проводимости. Информацию о характере проводимости материала слабой связи можно извлечь из экспериментальных зависимостей  $R_N(T)$ . Однако такого рода измерения (за исключением работ [243, 244]) до настоящего времени, к сожалению, не опубликованы.

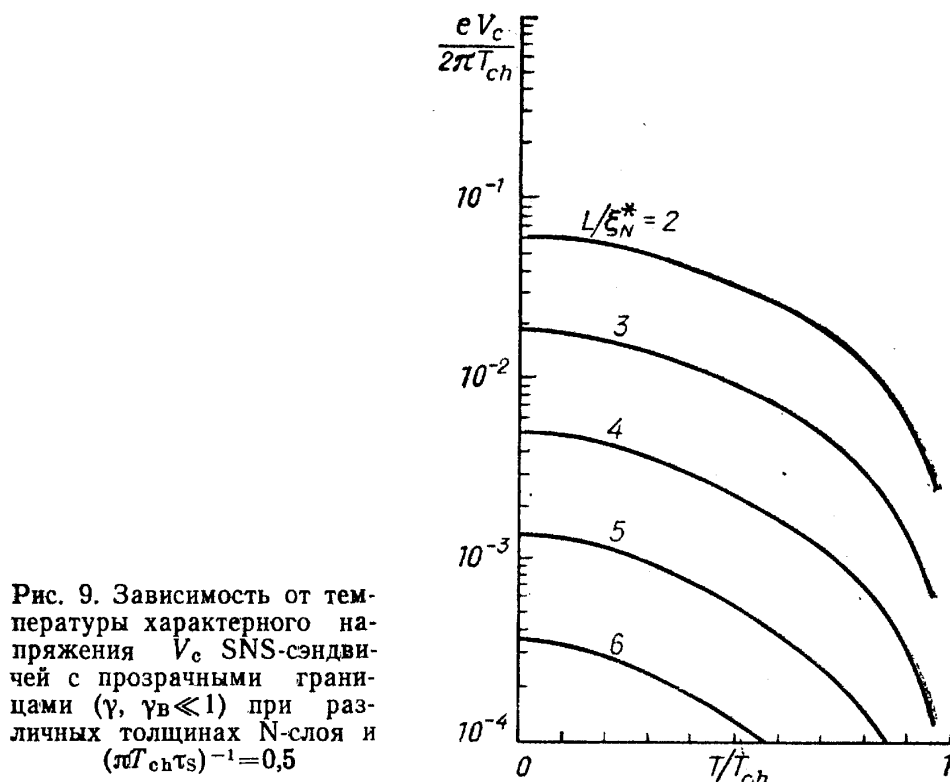


Рис. 9. Зависимость от температуры характерного напряжения  $V_c$  SNS-сэндвичей с прозрачными границами ( $\gamma, \gamma_b \ll 1$ ) при различных толщинах N-слоя и  $(\pi T_{ch} \tau_s)^{-1} = 0,5$

**5.3. Более сложные модели туннельных переходов.** Усложнение туннельной модели джозефсоновского контакта возможно в результате учета дополнительных процессов, имеющих место как в сверхпроводящем электроде, так и в материале слабой связи.

В первом случае подавление  $V_c$  возможно за счет частичного подавления сверхпроводимости электродов вблизи перехода, связанного с образованием слоев с нормальной проводимостью. В этом случае  $V_c$  зависит как от толщины этих слоев, так и от параметров  $\gamma$  и  $\gamma_b$  [258, 259]. Численные расчеты показывают, что использование как одного из перечисленных выше параметров, так и любых их комбинаций не позволяет одновременно удовлетворить двум экспериментальным фактам — малым абсолютным значениям  $V_c$  и плавному уменьшению характерного напряжения с ростом  $T$  при  $T \leq 0,3T_c$ .

Во втором случае наиболее вероятной причиной подавления  $V_c$  является наличие в диэлектрической прослойке примесей с локализованными электронными состояниями. Если толщина прослойки  $L > \alpha \ln(\alpha/\lambda)$ , где  $\alpha = [2m(U - E_F)]^{1/2}$  — радиус локализованного состояния ( $U$  — потенциал дна зоны проводимости,  $E_F$  — энергия Ферми),  $\lambda$  — длина волны де Бройля, то помимо обычного туннелирования могут существовать еще два канала переноса заряда — прыжковая проводимость и резонансное туннелирование через локализованные состояния. Первый из этих кана-

лов не в состоянии обеспечить перенос сверхтока, поскольку каждый прыжок электрона из одного состояния в другое сопровождается изменением его энергии, а следовательно, и сбоем фазы его волновой функции. Однако значения  $R_N$  могут определяться именно этим механизмом. При

$$T \geq T_2 \approx \frac{1}{4} (g\alpha^2 L)^{-1} \left( \frac{\rho S^5}{\Lambda E_F} g\alpha^2 L \right)^{1/4} \exp \left( -\frac{L}{4\alpha} \right) \quad (5.11)$$

он приводит к температурно зависящей составляющей проводимости перехода [276]  $\sigma_h$ :

$$\sigma_h = \sum_n \sigma_n, \quad \sigma_n \propto T^{n-1/2/(n+1)} \exp \left[ -\frac{2L}{(n+1)\alpha} \right], \quad (5.12)$$

здесь  $\sigma_n$  — проводимость цепочки из  $n$  примесных атомов,  $S$  — скорость звука,  $\rho$  — плотность вещества в прослойке,  $\Lambda$  — деформационный потенциал,  $g$  — плотность локализованных состояний. С ростом температуры в процесс переноса тока включаются цепочки со все большим числом примесей, и при

$$T > T_n^* = (gL^2\alpha)^{-1} \exp \left( -\frac{L}{8\alpha} \right)$$

$\sigma_h$  определяется в основном цепочками с  $n \gg 1$  и равна [276, 277]

$$\sigma_h \propto \exp \left\{ -2 \left[ 2 \frac{L}{\alpha} \ln (gL^2\alpha)^{-1} \right]^{1/2} \right\}, \quad T_n^* < T < T^*. \quad (5.13)$$

Наконец, при  $T \geq T^* = (g\alpha^3)^{-1} (\alpha/L)^{-5/2}$  дискретность энергетических уровней локализованных состояний становится несущественной и проводимость перехода подчиняется закону Мотта  $\sigma_n \propto \exp \{ -(T_0/T)^{1/4} \}$ .

Второй канал прохождения электронов через диэлектрическую прослойку — резонансное туннелирование по перколяционным траекториям Лифшица (см. [278—281]), проходящим через  $n$  расположенных на расстоянии  $2y$  друг от друга центров с энергией локализованного электронного состояния  $E_D$ . В этом случае образуются резонансные зоны, ширина которых

$$B = \frac{\alpha}{y} (U - E_F) \exp \left( -\frac{2y}{\alpha} \right) \approx c\alpha^3 (U - E_F) \exp \left( -\frac{1}{c\alpha^3} \right) \quad (5.14)$$

растет с увеличением концентрации локализованных центров  $c$  (с уменьшением  $y$ ). Множество таких траекторий шунтирует диэлектрический барьер, так что по своим свойствам он становится близким к SNS-переходам, но с сильно неоднородным по своим свойствам N-слоем. Проводимость перехода определяется движением электронов по всей совокупности резонансных траекторий и равна [281]

$$\begin{aligned} \sigma_r &\propto \exp \left[ -2 \left\{ \frac{L}{\alpha} \ln (cL\alpha^2)^{-1} \right\}^{1/2} \right], \quad L \geq \alpha \frac{\ln^2 \min \{D_1, D_2\}}{\ln (1/c\alpha^3)}, \\ &\propto \exp \left\{ -\frac{L}{\alpha} \frac{\ln [1/c\alpha^2 L]}{\ln (1/\min \{D_1, D_2\})} \right\}, \quad L \leq \alpha \frac{\ln^2 \min \{D_1, D_2\}}{\ln (1/c\alpha^3)}; \end{aligned} \quad (5.15)$$

здесь  $D_{1,2}$  — прозрачность SI-границ. Критический ток перехода зависит от соотношения между  $L$  и длиной когерентности электронов  $\xi_N^*$

$$\xi_N^* \approx \frac{2yB}{T} \approx 2y \ln \left( \frac{U - E_F}{T} \right) \ln^{-1} \frac{1}{c\alpha^3}, \quad (5.16)$$

которая различна для разных каналов. При  $L > (\xi_N^*)_m$  величина  $I_c$  определяется критическим каналом с наибольшим  $\xi_N^*$  [279]. В этом случае изменение знака кривизны зависимости  $V_c(T)$  будет иметь место в

окрестности температуры  $T_0 \approx (U - E_F)(c\alpha^3)^n$ , где  $n$  — число центров на траектории.

Вид вольт-амперной характеристики переходов [281] существенно зависит от соотношения между параметром порядка  $\Delta$  и шириной зоны  $B$ . При  $B > \Delta$ , т. е. в случае

$$L < \alpha \ln^2 \left[ \frac{\Delta}{U - E_F} \right] \ln^{-1} \frac{1}{c\alpha^3}, \quad D_{1,2} > \frac{\Delta}{U - E_F}, \quad (5.17)$$

рассматриваемые переходы качественно не отличаются по своим свойствам от SNS-структур. На их ВАХ имеется избыточный ток, связанный с существованием канала андреевского отражения электронов, которые, падая на SN-границу, имеют возможность отразиться от нее в виде дырки, образуя в сверхпроводнике куперовскую пару [282]. Уменьшение  $B$  приводит к подавлению этого эффекта. При  $B \ll \Delta$  андреевское отражение несущественно и на ВАХ переходов наблюдается уже не избыток, а недостаток тока. Причиной этого является невозможность (вследствие малости  $B$ ) участия всех квазичастиц в процессе переноса тока. Важно отметить, что  $B \approx \Delta$  с уменьшением температуры на ВАХ переходов должен наблюдаться переход от избытка ( $T \approx T_c, B \gg \Delta(T \approx T_c)$ ) к недостатку ( $T \ll T_c, B \ll \Delta(0)$ ) тока. Полагая в (5.13)  $U - E_F \approx 1 \text{ эВ}$  и  $B \approx \Delta(0) \approx \sim 10^{-2} \text{ эВ}$ , получаем <sup>(10)</sup>, что этот эффект будет иметь место при  $\alpha^3 c \approx 0,1$ .

Данная модель качественно правильно описывает основные свойства ВТСП-переходов на межзеренных границах и микротрещинах в кристаллитах, точечных контактов. Так, если ВАХ переходов выходит в области больших напряжений на закон Ома, то естественно считать, что протекание через переход сверхтока осуществляется обычным туннелированием. Зависимость  $I_c(T)$  в этом случае должна быть близка к теории АБ. Однако основной вклад в  $R_N$  может быть связан не с обычным туннелированием, а с прыжковой проводимостью. Это обстоятельство автоматически приводит к подавлению параметра  $V_c$  и модификации его температурной зависимости, особенно при высоких температурах. Если на ВАХ переходов во всей области температур наблюдается избыточный ток или переход от избытка к недостатку тока с уменьшением температуры, то перенос сверхтока естественно идентифицировать с резонансным туннелированием электронов. Зависимость  $I_c(T)$  должна быть в этом случае близкой к следующим из простой SNS-модели. Подавление  $V_c$  может быть также связано с уменьшением  $R_N$ , вызванным прыжковой проводимостью.

О существовании механизма прыжковой проводимости свидетельствует полупроводниковый температурный ход зависимости  $R_N(T)$  исследуемых переходов (см. формулы (5.12) и (5.13)). Однако подавление  $V_c$  возможно и при практически не зависящем от температуры  $R_N$ , если преимущественным механизмом протекания нормального тока является неупругое туннелирование через один центр.

Наконец, к уменьшению  $V_c$  переходов с туннельным характером проводимости в принципе может приводить также учет процессов туннелирования с переворотом спина, которое возможно при наличии в диэлектрическом слое магнитных примесей. Проведенный в этом случае расчет [283, 284] приводит к зависимости  $V_c(T)$ , аналогичной полученной в теории АБ, но с меньшим значением  $V_c(0)$ :

$$\frac{eV_c}{2\pi T_{ch}} = \frac{t^2 - S(S+1)v^2}{t^2 + S(S+1)v^2} \frac{\Delta_h}{4T_{ch}} \text{th} \frac{\Delta_h}{2T}, \quad (5.18)$$

$$R_N^{-1} = 4\pi^2 e^2 N(0) [t^2 + S(S+1)v^2],$$

здесь  $N(0)$  — плотность электронных состояний на поверхности Ферми,  $t$ ,  $v$  — средние значения матричных элементов туннелирования через немагнитные и магнитные локализованные состояния соответственно,  $S$  — суммарный магнитный момент этого состояния. В работе [285] показано, что эффект подавления  $I_c$ , связанный с кулоновским расталкиванием электронов на примесях в барьере при энергиях  $kT_c$ , превосходящих ширину примесного уровня, также приводит к температурной зависимости критического тока типа (5.10).

Эта модель позволяет адекватно описать свойства лишь тех переходов, ВАХ которых не содержит избыточного тока в области больших напряжений, т. е. переходов на межзеренных границах с  $R_N < 10^{-7}$  Ом·см<sup>2</sup>. Экспериментально отсутствие на ВАХ избыточного тока наблюдалось лишь в контакте на межзеренной границе в иттриевой керамике в работе [225]. Установленный в ней температурный ход зависимости  $V_c(T)$  (кривая 5 на рис. 5) качественно похож на следующий из теории АБ, за исключением немного более резкого уменьшения  $V_c$  с ростом  $T$  при  $T \geq 0,5T_c$ . Лучшего совпадения можно добиться, если сравнить результаты работы [225] с расчетами в рамках модели SNINS контакта с магнитными примесями в N-области. Ответ на вопрос о том, где локализованы магнитные моменты — в диэлектрике или среде с металлической проводимостью вблизи межзеренной границы, требует дальнейших экспериментальных исследований.

**5.4. Краткие итоги.** Резюмируем проведенное в этом разделе обсуждение джозефсоновских переходов различных типов.

1. Из всех экспериментально реализованных джозефсоновских переходов на основе ВТСП резко выделяются переходы на микротрещинах в кристаллах [243, 244], у которых зависимости  $V_c(T)$  близки к следующим из моделей АБ и КО. Это, а также другие свойства этих переходов (полупроводниковый ход зависимости  $R_N(T)$ , переход от недостатка к избытку тока на ВАХ) наиболее соответствуют модели переходов с резонансно-перколяционным туннелированием электронов по зонам ширины  $B \leq \Delta(T)$ . Однако невозпроизводимость экспериментальных результатов, с одной стороны, и отсутствие теории таких структур для области  $L \leq \xi_N^*$ , учитывающей как резонансное, так и упругое туннелирование, с другой стороны, не позволяют провести количественного сравнения и сделать на этот счет какие-либо строгие заключения.

2. Точечные ВТСП/НТСП-переходы [142], а также точечные ВТСП/ВТСП-контакты и сходные с ними по свойствам межгранульные переходы также представляют собой нерегулярные, невозпроизводимые структуры. Те из них, которые обладают хорошо выраженным избыточным током, могут быть приблизительно описаны в рамках либо SNS-модели с локализованными магнитными центрами в N-слое, либо туннельной резонансно-перколяционной моделью при таком соотношении параметров (5.17), которое обеспечивает практическое сшивание этих моделей. В противоположном случае (нет избыточного тока) межгранульные переходы, видимо, представляют собой структуры либо с резонансным туннелированием электронов, либо с обычным туннелированием, но при наличии локализованных магнитных моментов в диэлектрической прослойке или в прилегающей к ней нормальной области (SNS-переходы). Невозпроизводимость экспериментальных результатов и отсутствие теории, учитывающей совместно протекающие процессы резонансного и неупругого туннелирования, также не позволяют на настоящий момент прийти здесь к каким-либо определенным выводам.

3. Планарные SNS-структуры с искусственной прослойкой и мостик переменной толщины SN—N—NS-типа, вероятно, могут быть описаны в рамках SNS-модели с SN-границами малой прозрачности ( $\gamma_B \gg 1$ )

Однако такой подход приводит к заниженным значениям эффективной площади перехода (по сравнению с его полной площадью). Отсутствие экспериментальных зависимостей  $I_c(H)$  и  $V_c(T)$  не дает возможности однозначно ответить на вопрос об адекватности этой модели реальным контактам. Тем не менее свойства таких переходов в отличие от межгранульных могут быть вполне воспроизводимыми, и в перспективе детальное сравнение их свойств с теорией таких переходов [265, 267, 269, 271] может позволить ответить на вопрос о применимости теории БКШ к описанию процессов в ВТСП-переходах.

**6. Заключение. Возможные направления дальнейших исследований эффекта Джозефсона в ВТСП-переходах.** Как было показано в разделе 5, невозпроизводимость существующих джозефсоновских ВТСП-переходов и отсутствие надежных экспериментальных данных об их свойствах делает невозможным в настоящий момент не только ответ на вопрос о применимости теории БКШ к описанию ВТСП, но и даже уверенную качественную идентификацию физической структуры переходов. Выход из этого положения возможен, по нашему мнению, только на пути создания регулярных высококачественных структур как с непосредственной, так и с туннельной проводимостью.

**6.1. Структуры с непосредственной проводимостью.** Первым шагом на пути создания воспроизводимых ВТСП-переходов с непосредственной проводимостью было бы изготовление *in situ* и детальное исследование границы ВТСП с благородными металлами (Ag, Au) или другими материалами, обладающими металлической проводимостью и не вступающих в химические реакции с ВТСП. Реальный интерес при этом представляют лишь границы с удельными сопротивлениями  $R_B \leq \leq 10^{-10}$  Ом·см<sup>2</sup>, образованные монокристаллическими ВТСП-пленками (ось  $c$  перпендикулярна подложке) с атомарно-гладкой поверхностью, что позволило бы сократить до минимума возможные ошибки в определении площади перехода (см. раздел 1), связанные с диффузией нормального металла по границам зерен.

Исследование таких границ наряду с контролем элементного состава и структуры границы должно включать в себя определение удельных сопротивлений  $\rho_S$ ,  $\rho_N$  материалов, образующих границу, оценку длины свободного пробега электронов в N-слое, а также измерение зависимости сопротивления границы  $R_B$  от температуры. В процессе измерений необходимо преодолеть трудности, связанные с выделением сопротивления границы  $R_B$  из общего измеряемого сопротивления  $R_Z$ , включающего в себя помимо  $R_B$  сопротивление N-пленки  $R_n$  и сопротивление  $R_s$ , обусловленное неравновесностью функции распределения электронов вблизи границы (величина  $R_s$  зависит от взаимного характера эффекта близости N-и S-материалов, в том числе и от параметров  $\gamma$ ,  $\gamma_B$ ). Если  $R_n$  можно оценить, снимая, например, зависимость  $R_Z$  от толщины N-слоя, то вопрос о правильной оценке  $R_s$  требует проведения дополнительных теоретических расчетов. На основании проведенных измерений следует оценить значения параметров  $\gamma_B$  (или  $\gamma_{BM}$ ), а также  $\xi_Z^*$ .

Второй шаг — исследование туннельных переходов SNIN-типа, изготовленных на основе изученных на первом этапе SN-сэндвичей, с сопротивлением, туннельного слоя, намного превосходящим как  $R_B$ , так и  $R_n$ . Изучение ВАХ таких переходов (точнее, зависимости дифференциальной проводимости  $dV/dI$  от  $I$ ) дает при  $T \ll T_{ch}$  информацию о плотности состояний  $N(\epsilon)$  на внешней границе нормальной прослойки. В практически наиболее интересном случае «грязного» N-металла малой толщины  $L \ll \xi_N^*$  расчет [259] показывает, что при  $\gamma_{BM} > \max[I, \gamma_M]$  в плотности состояний  $N(\epsilon)$  должны иметься две особенности (рис. 10) — при  $\epsilon = \Delta_n$  и

$\varepsilon = z_0 \Delta_h$ . Положение на оси энергий первой из них не зависит от  $\gamma_{BM}$ , а положение второй сдвигается с ростом  $\gamma_{BM}$  в область меньших энергий, причем  $z_0 \rightarrow \pi T_{ch} / \gamma_{BM} \Delta_h$  при  $\gamma_{BM} \gg 1$ . Учет отличных от нуля значений  $\gamma_M$  приводит к сглаживанию особенности при  $\varepsilon = z_0 \Delta_h$  и практическому подавлению пика при  $\varepsilon = \Delta_h$ , однако особенность производной  $dN(\varepsilon)/d\varepsilon$  при  $\varepsilon = \Delta_h$  сохраняется. Эти измерения позволили бы оценить значения параметра  $\gamma_{BM}$  в ситуации, практически исключающей неравновесные эффекты на SN-границе, и, возможно, при совместном анализе с данными, полученными на первом шаге, дадут возможность высказать более определенное суждение о вкладе таких эффектов в ее сопротивление.

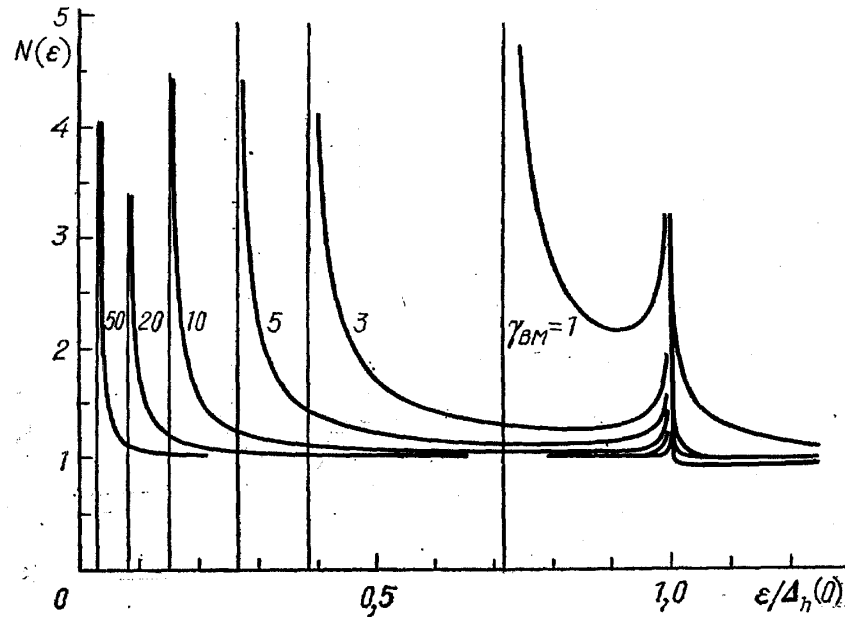


Рис. 10. Плотность состояний  $N(\varepsilon)$  на SN-границе сэндвича при малых толщинах N-слоя  $L \ll \xi_N^*$ ,  $\gamma_M \ll 1$  и различных значениях параметра  $\gamma_{BM}$  [259]

Третий возможный шаг — формирование и исследование сосредоточенных (с размерами в плане, меньшими джозефсоновской глубины проникновения  $\lambda_J$ ) джозефсоновских туннельных переходов SNIS' типа, где S — НТСП-материал. На этом этапе необходимо снять и проанализировать экспериментальные зависимости параметра  $V_c$  от внешнего магнитного поля  $H$ , толщины N-слоя  $L$  и температуры  $T$ . Первая из этих зависимостей позволит по периоду осцилляции  $\Delta H$  проконтролировать соответствие эффективной ( $S \sim \Phi_0 / \Delta H$ ) и полной площадей перехода. Зависимость  $V_c(L)$  даст возможность определить значение  $\xi_N^*$  нормального металла ( $V_c \propto \exp(-L/\xi_N^*)$  при  $L \gg \xi_N^*$ ). Сравнение этой величины с полученной на первом этапе исследований оценкой позволит еще раз убедиться в том, что в N-металле справедливы выводы теорий, основанных на синглетном механизме спаривания электронов, а может статься, и опровергнет это утверждение. Наконец, зависимость  $V_c(T)$  дает информацию о параметрах  $\gamma_B$  или  $\gamma_{BM}$ . Расчеты показывают [259], что если для N-металла выполнены условия грязного предела ( $L < \xi_N^*$  и  $\gamma_{BM} > \gamma_M$ ), то зависимость  $V_c(T, \gamma_B)$  SNIS'-перехода определяется выражением

$$V_c = \frac{2\pi T}{e} \sum_{\omega > 0} \frac{\Delta_1 \Delta_h}{\{(\omega^2 + \Delta_1^2)(\omega^2 + \Delta_h^2)[1 + \gamma_{BM}^2(\omega/\pi T_{ch})^2 + (2\omega\gamma_{BM}G_S/\pi T_{ch})]\}^{1/2}}, \quad (6.1)$$

в котором  $\Delta_1$  — модуль параметра порядка  $S'$ -электрода. В практически важном случае  $\Delta_h \gg \Delta_1$ ,  $\gamma_{BM} \gg T_{ch}/T_{c1}$  соотношение (6.1) упрощается и

сводится к известному выражению для несимметричных туннельных переходов:

$$V_c = \frac{2\pi T}{e} \sum_{\omega > 0} \frac{(\pi T_{ch}/\gamma_{BM}) \Delta_1}{\{(\omega^2 + \Delta_1^2) [\omega^2 + (\pi T_{ch}/\gamma_{BM})^2]\}^{1/2}}. \quad (6.2)$$

Из (6.2) видно, что роль параметра порядка составного SN-электрода играет величина  $\pi T_{ch}/\gamma_{BM}$ , которая в области  $\gamma_{BM} \geq \gamma_M \approx 10$  и  $T_{ch} \approx 100$  К не превосходит величину параметра порядка обычных сверхпроводников, например ниобия.

Выводы, полученные на этом этапе выполнения программы, могут быть подтверждены (или опровергнуты) исследованием свойств джозефсоновских переходов типа SNS'-сэндвич. Необходимым условием при этом является дополнительный контроль процессов на NS'-границе, связанных с взаимной диффузией материалов, а также независимое определение характеризующего ее параметра подавления  $\gamma_1 = (\rho_{S1}\xi_{S1}/\rho_N\xi_N)$  (например, сравнением с теорией свойств S'NS'-сэндвичей). Если для N- и S'-материалов выполнены условия грязного предела и

$$\gamma_1 \gg \left(1 - \frac{T}{T_{c1}}\right)^{1/2} \min\left(1, \frac{L}{\xi_N^*}\right), \quad \xi_{S1} = \left(\frac{D_S}{2\pi T}\right)^{1/2}, \quad (6.3)$$

$$\gamma_B \gg \left(\frac{T_{c1}}{T}\right)^{1/2} \max\left\{1, \left(1 - \frac{T}{T_{c1}}\right)^{-1/2} \text{sh}^{-1} \frac{L}{\xi_N}\right\}, \quad \xi_N = \left(\frac{D_N}{2\pi T}\right)^{1/2},$$

то параметры такого SNS'-перехода определяются выражениями [271]

$$\frac{eV_c}{2\pi T_{c1}} = \frac{1}{\gamma_1} \left(\frac{T_{c1}}{T}\right)^{1/2} \frac{B(T)}{\pi T_{c1}} \sum_{\omega > 0} \left(\frac{\pi T}{\omega}\right)^{3/2} \text{sh}^{-1} \left[ \frac{L}{\xi_N} \left(\frac{\omega}{\pi T}\right)^{1/2} \right], \quad (6.4)$$

$$R_N = \rho_N \xi_N^* \gamma_{BM} S^{-1}, \quad B(T) = \frac{2T_{c1}}{(7\zeta(3))^{1/2}} \left(1 - \frac{T^2}{T_{c1}^2}\right), \quad (6.5)$$

в которых  $\rho_{S1}$ ,  $\xi_{S1}$  — удельное сопротивление и длина когерентности S'-электрода,  $\zeta(3)$  — дзета-функция Римана. Из (6.4) следует, что в формулу для  $V_c$  параметр  $\gamma_B$  непосредственно не входит. Тем не менее сопоставление экспериментальных значений  $V_c$ ,  $R_N$  и  $I_c$  с соотношениями (6.4), (6.5) позволяет нам оценить (по  $V_c(T)$ )  $\gamma_1$ , а затем определить значения  $\gamma_B$ , если известна эффективная (определенная из зависимости  $I_c(H)$ ) площадь перехода.

Последний этап этой программы должен окончательно выявить (или исключить) возможность существования в ВТСП помимо обычного синглетного спаривания иных механизмов сверхпроводимости. Решение этой задачи может быть достигнуто на пути исследования свойств ВТСП-переходов SNS-типа.

Первый (неинтегральный) способ изготовления таких структур может состоять, например, в механическом прижатии друг к другу [123] двух SN-сэндвичей (ВТСП/Ag(Au)) с образованием единого SNS перехода типа сэндвич. К сожалению, возможные пути получения аналогичных структур современными методами интегральной технологии до настоящего времени не ясны.

Второй способ, наоборот, предполагает использование достижений современной фото- и электронной литографии для создания переходов типа SN—N—NS-мостик переменной толщины. Возможны следующие технологические варианты решения этой задачи.

Первый вариант [91]: на исходный SN-сэндвич напыляется резист, в котором электронным лучом экспонируется полоска шириной не более

0,1 мкм. Затем засвеченная часть резиста и находящиеся под ней металлы удаляются и в исходном SN-сэндвиче образуется зазор размером порядка 0,1 мкм. После удаления резиста образованные таким образом электроды соединяются перемычкой из нормального металла шириной порядка 1 мкм.

Второй вариант: на исходный сэндвич наносится толстая пленка нормального металла, в которой описанным выше способом формируется зазор порядка 0,1 мкм. Структура экспонируется в ионном пучке, который разрушает сверхпроводимость в доступной воздействию ионов части сэндвича. В случае необходимости после удаления металлической маски образовавшиеся электроды соединяются дополнительной перемычкой из благородного металла.

Третий вариант: зазор в исходном сэндвиче формируется так же, как и в варианте 1, но не по всей ширине пленки, так что образуются мостик постоянной толщины. Сверхпроводимость в той части ВТСП-пленки, которая расположена под нормальной пленкой мостика, разрушается направленным ионным пучком.

Четвертый вариант: на подложке формируется вертикальная ступенька и лишь затем *in situ* наносятся ВТСП-пленка и пленка благородного металла. В результате получается два сдвинутых относительно друг друга SN-сэндвича, которые на конечном этапе соединяются перемычкой из нормального металла, полученной косым напылением.

Наконец, вариант пятый [187]: на подложке вначале формируется пленка треугольного поперечного сечения из химически активного диэлектрика (например, Si), а затем SN-сэндвич, в котором так же, как и в варианте 2, делается разрез, центрированный на Si-пленке. Разрушение сверхпроводимости под нормальной пленкой мостика осуществляется не ионами, как в варианте 3, а вследствие химической реакции с кремнием.

Помимо зависимостей  $I_c(H)$  и  $V_c(T)$  в SNS-сэндвичах и SN—N—NS-мостиках переменной толщины с ВТСП-электродами важно проанализировать характер изменения избыточного тока  $I_{ex}$  на ВАХ с изменением температуры. Если в ВТСП-электродах имеется лишь синглетное спаривание электронов, характеризующееся одним параметром порядка, то зависимости характерных параметров  $R_N$ ,  $V_c$ ,  $I_{ex}$  от температуры, толщины N-слоя и параметров подавления определяются выражениями (5.4)—(5.9) и иллюстрируются рис. 5—7, 11. В переходах типа SNS-сэндвич эти теоретические результаты предоставляют уникальную возможность независимого определения параметра  $\gamma_{вм}$  по стационарным и нестационарным характеристикам переходов.

Из выражений (5.4) и (5.8) при  $T \approx 0,5T_{ch}$  и  $L \leq \xi_N^* \approx 20$  нм следуют для  $V_c$  простые оценки:

$$(V_c)_{сэнд} \approx 80 \frac{\xi_N^*}{L\gamma_B} \text{ мВ}, \quad (V_c)_{мост} \approx 60\gamma_{вм}^{-3/2} \text{ мВ}, \quad (6.6)$$

из которых видно, что в обсуждаемых джозефсоновских переходах в области азотных температур возможно достижение  $V_c$  в диапазоне  $0,1 \leq V_c \leq 1$  мВ при  $\gamma_{в} \approx 20$ . Это говорит о том, что последний этап имеет и важное прикладное значение, поскольку для большинства применений эффекта Джозефсона при азотных температурах требуются переходы с абсолютными значениями характерного напряжения  $V_c$ , не превышающими 1 мВ [286].

Разумеется, на каждом этапе предложенной выше программы исследования переходов с непосредственной проводимостью принципиально важно проводить детальное сопоставление полученных результатов, в частности параметров  $\gamma_{в}$ ,  $\gamma$ , характеризующих свойства SN-границ.



6.2. Структуры с туннельной проводимостью. Достоинством переходов с туннельной проводимостью с точки зрения фундаментальных исследований эффекта Джозефсона в ВТСП является то, что в этих структурах в перспективе возможно исключение свойств прослойки из наблюдаемых характеристик переходов.

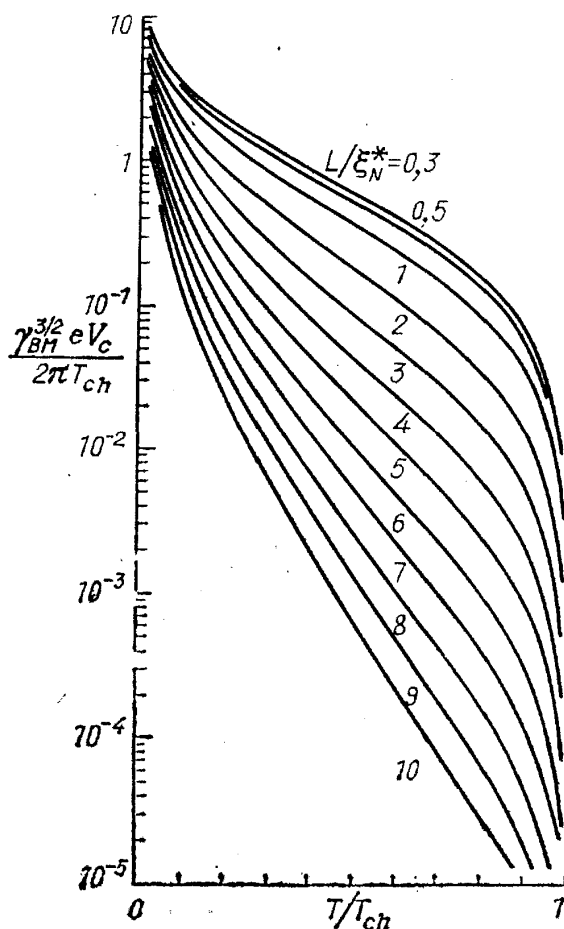


Рис. 11. Зависимость от температуры характерного напряжения  $V_c$  джозефсоновских переходов типа SN—N—NS-мостик переменной толщины с SN-границами малой прозрачности при различных расстояниях  $L$  между S-электродами

Первым шагом на пути создания таких переходов с туннельной проводимостью явилось бы получение *in situ* пассивированной слоем диэлектрика монокристаллической сверхпроводящей ВТСП-пленки с атомарно-гладкой поверхностью, однородным по толщине фазовым составом и однородными сверхпроводящими свойствами. Основные трудности, лежащие на этом пути, связаны с предотвращением химических реакций на границе пленки с диэлектрическим покрытием (см. раздел 2.4). Некоторые пути к решению этих проблем уже намечаются. Так, по фотоэмиссионным данным к разрушению сверхпроводимости приповерхностного слоя не приводит термическое напыление  $\text{CaF}_2$  — диэлектрика с сильной ионной связью, который распыляется и осаждается на холодную ВТСП-подложку молекулами [83, 89]. Относительно слабо сказывается на сверхпроводящих свойствах поверхности также нанесение пленок Bi, Al, Si в атмосфере ионизированного кислорода [83]. Напыляемые материалы осаждаются на поверхность уже в виде окислов, переносящая границу кислородом и предотвращая тем самым его диффузию из ВТСП.

Второй шаг — исследование сосредоточенных джозефсоновских переходов SIS'-типа, полученных на основе структуры ВТСП/изолятор, включающее в себя анализ зависимостей  $I_c(H)$ ,  $V_c(T)$ , а также ВАХ переходов

дов (избыточного тока,  $dV/dI$ ) и сравнение их с теоретическими результатами, следующими из хорошо изученных моделей несимметричных туннельных переходов [287].

К сожалению, на современном уровне развития технологии ВТСП пока не найдены пути реализации последнего шага — создания ВТСП-туннельных переходов посредством нанесения на изолятор верхнего ВТСП-электрода. Возможно, эта задача может быть решена методами молекулярной эпитаксии, например заменой на некотором этапе роста ВТСП-пленки одного из образующих ее элементов на другой, который бы существенно модифицировал транспортные свойства исходной матрицы, но не менял бы заметно периода атомной решетки (в качестве одного из кандидатов на роль такого элемента в случае иттриевых керамик можно предложить, например, празеодим [288]). Сравнение свойств таких переходов с результатами имеющихся теоретических моделей, возможно, внесло бы большой вклад в понимание механизма высокотемпературной сверхпроводимости. Действительно, свойства таких «идеальных» туннельных переходов (кроме значения  $R_N$ ) практически не зависят от материала прослойки, так что на их квазичастичных характеристиках и джозефсоновских свойствах могут в явном виде проявиться отклонения свойств ВТСП от предсказываемых в теории БКШ.

Непосредственное прикладное значение туннельных джозефсоновских структур с большими значениями характерного напряжения  $V_c$ , видимо, весьма ограничено, так как определяющая высокочастотные свойства переходов частота плазменных колебаний по оценкам останется низкой (порядка нескольких сот мегагерц). Однако изучение этих переходов вполне может открыть путь к решающему улучшению транспортных свойств границ зерен в ВТСП-керамиках и тем самым к решению прикладных задач сильной сверхпроводимости.

Важно подчеркнуть, что (по крайней мере в данной области) путь к хорошей физике лежит только через самую современную технологию.

В заключение авторы выражают благодарность Б. А. Аминову, Я. Г. Пономареву за предоставленную ими возможность ознакомиться с результатами их экспериментальных исследований до публикации их в печати, а также Л. З. Авдееву, М. Е. Гершензону, А. А. Голубову, А. В. Зайцеву, Л. С. Кузьмину, Ю. В. Назарову, О. В. Снигиреву, М. В. Фистулю за плодотворное обсуждение отдельных затронутых в данной статье вопросов.

#### ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

<sup>1</sup> В работе [17] было высказано предположение о фундаментальном характере такого различия, вызванного локализацией свободных носителей в приповерхностном слое. Теоретические расчеты [18, 19] показывают, что в отдельных случаях плотность состояний на уровне Ферми  $N(0)$  вблизи поверхности действительно на порядок меньше, чем в массивном материале. Однако эта гипотеза требует дополнительного экспериментального подтверждения.

<sup>2</sup> Для образования окислов Ru, Os или Ir, имеющих формулу  $MO_2$ , или окисла  $Rh_2O_3$  необходимо разорвать соответственно две или три связи SiO, что энергетически невыгодно.

<sup>3</sup> Оценка радиочастотными методами [92] емкости границы LaSrCuO/Al приводит к значениям  $C \approx 1,1$  нФ, что соответствует толщине и диэлектрической проницаемости полупроводникового слоя, равным  $\approx 25$  нм и  $\approx 7,5$ .

<sup>4</sup> Интересно отметить, что небольшие добавки Ag к керамике в целом ряде случаев приводят к положительным эффектам: увеличению критического тока материалов [117–119], улучшению его механических [120] и приповерхностных [104] свойств и даже увеличению температуры сверхпроводящего перехода [121, 122].

<sup>5</sup> Эффективное расталкивание электронов в прослойке (отрицательное значение эффективной константы их взаимодействия) слабо влияет на результаты [263].

<sup>6</sup> Возможный вклад в  $(R_N)_{\text{теор}} \approx \rho_S l_s = \rho_S \xi_S^* (2\pi T_c \tau_s)^{1/2}$ , обусловленный неравновесностью носителей в электродах [254], того же порядка, что связано со значи-

тельно более короткими, чем в НТСП, временами энергетической релаксации  $\tau_e$  (по оценкам работы [264]  $\tau_e \approx 80$  пс при  $T=1,6$  К и  $\tau_e \approx 1$  пс при  $T=77$  К).

<sup>7</sup> Если  $L \ll \xi_N^*$ , то роль параметров  $\gamma$  и  $\gamma_B$  играют величины  $\gamma_M = \gamma L / \xi_N^*$  и  $\gamma_{BM} = \gamma_B L / \xi_N^*$  [258, 259, 268, 269].

<sup>8</sup> Наличие таких резких границ может, в частности, привести к немонотонным зависимостям нормального сопротивления и критического тока от размеров области слабой связи [270].

<sup>9</sup> Неоднородность границы ВТСП/Аи должна привести к случайному перераспределению тока в N-пленке SN-электрода, не учитываемому в теории.

<sup>10</sup> Не исключено также, что на процесс резонансного туннелирования могут оказывать существенное влияние неупругие процессы рассеяния электронов. К сожалению, оценки влияния таких эффектов на перенос сверхтока нам пока неизвестны.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Bednorz J. G., Müller K. A.*//Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. P. 585.
2. *Головашкин А. И.*//УФН. 1987. Т. 152. С. 553.
3. *Горьков Л. П., Корнун Н. Б.*//УФН. 1988. Т. 156. С. 117.
4. *Talvacchio J.*//IEEE Trans. Contr. Hybrids and Manufact. Techn. 1989. V. 12. P. 21.
5. *Sahu D. et al.*//Chemistry of High-Temperature Superconductors II.—Washington: American Chemical Society, 1988.—Ch. 1. P. 1.
6. *Chacraverty B. K., Avignon M., Feinberg D.*//J. Less-Common Metals. 1989. V. 150. P. 11.
7. *Лабунцов В. А., Борисенко В. Е., Воеводов Ю. Э.*//Заруб. электрон. техника. 1989. № 5. С. 3.
8. *Грабой И. Э., Кауль А. П., Метлин Ю. Г.*//Итоги науки и техники. «Химия и технология высокотемпературных сверхпроводников». Т. 6.—М.: ВИНТИ АН СССР, 1988.
9. *Лухарев К. К., Семенов В. К., Зорин А.Б.*//Итоги науки и техники. «Новые возможности для сверхпроводниковой электроники». Т. 1.—М.: ВИНТИ АН СССР 1988.
10. *Hulton T. L., Kapitulnic A., Beastey M. R.*//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1343.
- [11] *Сонин Э.Б.*//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 415.
12. *Волков А. Ф.*//Ibidem. 1989. Т. 49. С. 86.
13. *Лухарев К. К.*//УФН. 1979. Т. 127. С. 185.
14. *Лухарев К. К., Ульрих В. Т.* Системы с джозефсоновскими контактами.—М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978.
15. *Лухарев К. К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов.—М.: Наука, 1985.
16. *Ван Дузер Т., Тернер Ч. У.* Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей.—М.: Радио и связь, 1984.
17. *Egdell R. G., Flavell W. R.*//Zs.Phys. Kl. B. 1989. Bd 74. S. 279.
18. *Calandra C. et al.*//Surface Sci. 1989. V. 211/212. P. 1127.
19. *Calandra C. et al.*//Europhys. Lett. 1989. V. 8. P. 791.
20. *Cava R. J. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1676.
- [21] *Schuller I. K. et al.*//Sol.State Commun. 1987. V. 63. P. 385.
22. *Mydosh J. A.*//Zs. Phys. Kl. B. 1987. Bd 68. S. 1.
23. *Wang Z. Z. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 7222.
24. *Chen I. W. et al.*//Sol. State Commun. 1987. V. 63. P. 997.
25. *Monod P. et al.*//J. de Phys. 1987. T. 48. P. 1369.
26. *Mei Y. et al.*//Zs.Phys. Kl. B. 1987. Bd 69. S. 11.
27. *Freitas P. P., Plaskett T. S.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 5723.
28. *Fiory A. T. et al.*//Ibidem. P. 7262.
29. *Testardi L. R. et al.*//Ibidem. P. 8816.
30. *Kwok W. K. et al.*//Ibidem. 1988. V. 37. P. 106.
- [31] *Park S. L., Tsuei C. C., Tu K. N.*//Ibidem. P. 2305.
32. *Cava R. J. et al.*//Ibidem. 1987. V. 36. P. 5719.
33. *Cannelli G. et al.*//Sol.State Commun. 1988. V. 68. P. 323.
34. *Takeda Y. et al.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 157. P. 358.
35. *Tu K. N. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 304.
36. *Александров И. В. и др.*//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 449.
37. *Александров И. В. и др.*//Ibidem. 1989. Т. 49. С. 287.
38. *Nakazawa Y., Ishikawa M.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 158. P. 381.
39. *Porschke E., Menffels P.*//J. Less-Common Metals. 1989. V. 150. P. 153.
40. *Oshima M. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L2233.
- [41] *Veal B. W. et al.*//Physica. Ser. C. 1989. V. 158. P. 276.
42. *Schrott A. G. et al.*//Thin Film Processing and Characterization of High-Temperature Superconductors.—Anaheim, Ca.: 1987.—P. 349.—(American Vacuum Society Series. No. 3).

43. *Thomas I. H., Labib M. E.*//*Ibidem.*— P. 374.
44. *Nefedov V. I. et al.*//*J. Electron Spectr. and Relat. Phenomena.* 1989. V. 49. P. 47.
45. *Kumar B. et al.*//*J. Mater. Sci.* 1988. V. 23. P. 3879.
46. *Van Veen G. N. A. et al.*//*Physica. Ser. C.* 1988. V. 152. P. 267.
47. *Осыкина Т. Е. и др.*//*Изв. АН СССР. Сер. «Неорганические материалы».* 1989. Т 25 С 134
48. *Gavaler J. R. et al.*//*IEEE Trans. Magn.* 1989. V. 25. P. 803.
49. *Freire F. L. et al.*//*J. Appl. Phys.* 1989. V. 65. P. 400.
50. *Tripathi R. B. et al.*//*Sol. State. Commun.* 1989. V. 69. P. 1165.
- [51] *Talvacchio J. et al.*//*IEEE Trans. Magn.* 1989. V. 25. P. 2538.
52. *List R. S. et al.*//*Phys. Rev. Ser. B.* 1988. V. 38. P. 11966.
53. *Zandbergen H. W., Gronsky R., Thomas G.*//*Phys. Stat. Sol. Ser. a.* 1988. V. 105. P. 207.
54. *Xie X. M., Chen T. G., Huang J.*//*Ibidem.* V. 110. P. 415.
55. *Tu K. N. et al.*//*Phys. Rev. Ser. B.* 1989. V. 39. P. 304.
56. *Krebs H. U., Wordenweber R.*//*J. Appl. Phys.* 1988. V. 63. P. 1642.
57. *Ramsey M. G., Netzer F. P.*//*Mater. Sci. and Eng. Ser. B.* 1989. V. 2. P. 269.
58. *Lindberg P. A. P. et al.*//*Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53. P. 529.
59. *Hill D. M. et al.*//*Phys. Rev. Ser. B.* 1988. V. 38. P. 11331.
60. *Enokihara A. et al.*//*Japan. J. Appl. Phys.* 1989. V. 28. P. L452.
- [61] *Tazon Y. et al.*//*IEEE Trans. Magn.* 1989. V. 25. P. 2049.
62. *Akoh H. et al.*//*Japan. J. Appl. Phys.* 1988. V. 27. P. L519.
63. *Akoh H. et al.*//*IEEE Trans. Magn.* 1989. V. 25. P. 795.
64. *Akoh H. et al.*//*Bull. Electrotechn. Lab.* 1989. V. 53. P. 74.
65. *Akoh H. et al.*//*Ibidem.* P. 79.
66. *Ekin J. W. et al.*//*Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. P. 1819.
67. *Williams R. S., Chaudhury S.*//[5].— Ch. 22.
68. *Kelly M. K. et al.*//*Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53. P. 2333.
69. *Kelly M. K. et al.*//*Phys. Rev. Ser. B.* 1988. V. 38. P. 870.
70. *Geserich H. P. et al.*//*Physica. Ser. C.* 1988. V. 153—155. P. 661.
- [71] *Garrida M. et al.*//*Ibidem.* P. 643.
72. *Garrida M. et al.*//*Sol. State Commun.* 1988. V. 66. P. 1231.
73. *Meyer H. M. III et al.*//*Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 51. P. 1118.
74. *Gao Y. et al.*//*Ibidem.* P. 1032.
75. *Meyer H. M. III et al.*//*Ibidem.* P. 1750.
76. *Hill D. M. et al.*//*Phys. Rev. Ser. B.* 1987. V. 36. P. 3975.
77. *Hill D. M. et al.*//*Ibidem.* 1988. V. 37. P. 511.
78. *Gao Y. et al.*//*Ibidem.* P. 515.
79. *Gao Y. et al.*//*Ibidem.* P. 3741.
80. *Wagener T. J. et al.*//*Phys. Rev. Ser. B.* 1988. V. 38. P. 232.
- [81] *Laubschat C. et al.*//*Europhys. Lett.* 1988. V. 6. P. 555.
82. *Meyer H. M. III et al.*//*Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53. P. 1004.
83. *Hill D. M. et al.*//*Ibidem.* V. 53. P. 1657.
84. *Meyer H. M. III et al.*//*Phys. Rev. Ser. B.* 1988. V. 38. P. 6500.
85. *Laubschat C. et al.*//*Physica. Ser. C.* 1988. V. 153—155. P. 141.
86. *Gao Y. et al.*//*J. Appl. Phys.* 1988. V. 64. P. 1296.
87. *Weschke E. et al.*//*Zs. Phys. Kl. B.* 1989. Bd 74. S. 191.
88. *Meyer H. M. III et al.*//*J. Appl. Phys.* 1989. V. 65. P. 3130.
89. *Meyer H. M. III et al.*//[5].— Ch. 21.
90. *Mizuchima K. et al.*//*Japan. J. Appl. Phys.* 1988. V. 27. P. L1489.
- [91] *Schwartz D. B. et al.*//*IEEE Trans. Magn.* 1989. V. 25. P. 1298.
92. *Takeuchi K. et al.*//*Japan. J. Appl. Phys.* 1987. V. 26. P. L1017.
93. *Kaneto K., Yoshino K.*//*Ibidem.* P. L1842.
94. *Tzeng Y.*//*J. Electrochem. Soc. Active Member.* 1988. V. 135. P. 1309.
95. *Caton R. et al.*//*Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. P. 1014.
96. *Richardson, T. J., De Jonghe L. C.*//*Ibidem.* V. 53. P. 2342.
97. *Van der Maas J., Gasparov V. A., Pavuna D.*//*Nature, London.* 1987. V. 328. P. 603.
98. *Tzeng Y., Holt A., Ely R.*//*Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. P. 155.
99. *Sugimoto L., Tajima Y., Hikita M.*//*Japan. J. Appl. Phys.* 1988. V. 27. P. L864.
100. *Ekin J. W., Panson A. L., Blankenship B. A.*//*Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. P. 331.
- [101] *Mizushima K. et al.*//*Ibidem.* P. 1101.
102. *Wieck A. D.*//*Ibidem.* P. 1017.
103. —»—»—//*Ibidem.* V. 53. P. 1216.
104. *Yokoyama S. et al.*//*Cryogenics.* 1988. V. 28. P. 734.
105. *Tessler L. R. et al.*//*J. Phys. Ser. D.* 1988. V. 21. P. 1652.
106. *Katz J. D. et al.*//*J. Appl. Phys.* 1989. V. 65. P. 1792.
107. *Suzuki M. et al.*//*Japan. J. Appl. Phys.* 1988. V. 27. P. L2003.
108. *Maley M. P. et al.*//*IEEE Trans. Magn.* 1989. V. 25. P. 2053.
109. *Gavaler L. R. et al.*//*High-Temperature Superconductors II.*—Pittsburgh, Pa.: Mater. Res. Co., 1988.— P. 193.

110. Suzuki Y. et al.//Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 666.
- [111] Jin S. et al.//Ibidem. P. 2605.
112. Родерик Э. Х. Контакты металл — полупроводник.— М.: Радио и связь, 1982.— С 97
113. Chang C. A.//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 924.
- 114 —»—//J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 1901.
115. Streitz F. H. et al.//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 927.
116. Jin S. et al.//Ibidem. P. 1628.
117. Sharma R. G. et al.//Pramana — J. Phys. 1988. V. 30. P. L75.
118. Pavuna D. et al.//Sol. State Commun. "1988. V. 68. P. 535.
119. Peters P. N. et al.//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 2066.
120. Soni N. C. et al.//Pramana — J. Phys. 1988. V. 30. P. L335.
- [121] Nishi Y., Moriya S., Tokunada S.//J. Mater. Sci. Lett. 1988. V. 7. P. 596.
122. Tsuchida K. et al.//J. Less-common Metals. 1989. V. 146. P. 19.
123. Moreland J. et al.//Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 1477.
124. Hoshino K., Takahara H., Fukutomi M.//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L1297.
125. Ren C. X., Chen G. L., Zheng Y.//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 2464.
126. Ichikawa Y. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L381.
127. Koinuma H. et al.//Ibidem. P. L1216.
128. Cheung C. T., Ruckenstein E.//J. Mater. Res. 1989. V. 4. P. 1.
129. Gurvitch M., Flory A. T.//Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 1027.
130. Mogro-Campero A. et al.//Ibidem. 1988. V. 52. P. 584.
- [131] Narayan J. et al.//Ibidem. 1987. V. 51. P. 1845.
132. Lee S. Y. et al.//[42].— P. 427.
133. Madakson P. et al.//JAppl. Phys. 1988. V. 63. P. 2046.
134. Bausal N. P., Simons R. N., Farrell P. .//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 603.
135. Cuomo J. J. et al.//[5].— P. 141.
136. Lion S. H. et al.//Ibidem — P. 79.
137. Michikami O., Asano H., Katon Y.//Rev. Electr. Commun. Lab. 1988. V. 36. P. 579.
138. Nakajima H. et al.//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1437.
139. Lakshmi M. V. S., Ramkumar K., Satyam M.//J. Phys. Ser. D. 1989. V. 22. P. 373.
140. Cima M. J. et al.//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 710.
- [141] Mogro-Campero A., Turner L. G., Kendall G.//Ibidem. 1988. V. 53. P. 2566.
142. Tsai J. S., Kubo Y., Tabuchi J.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1979.
143. Imai S. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L552.
144. Imai S. et al.//Ext.Abstr. of ISEQ'89.— Tokyo, 1989.— P. 493.
145. Kita S. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1353.
146. Shiping Z. et al.//Chin. Phys. Lett. 1988. V. 5. P. 249.
147. Kuznik J., Odehnal M., Šafrata S.//J. Low-Temp. Phys. 1987. V. 69. P. 313.
148. Bar one A. et al.//Phys. Scripta 1988. V. 37. P. 910; Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 7121.
149. Nishino T. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 26. P. L674.
150. Kuznik J. et al.//JLow Temp. Phys. 1988. V. 72. P. 283.
- [151] Gijs M. A. et al.//Preprint.— 1988.
152. McGrath W. R., Olsson H. K., Claeson T.//Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 357.
153. Yang H. G.//Physica. Ser. B. 1987. V. 148. P. 439.
154. Eidelloth W. et al.//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 939.
155. Yamashita T., Kawakami A., Nishihara T.//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L671.
156. Балкашин О. П., Янсон И. К., Пилипенко Ю. А.//ФНТ. 1988. Т. 14. С. 691.
157. Andersen N. H., Johannsen L., Levinsen M. T.//Phys. Scripta. 1988. V. 37. P. 138.
158. Веденеев С. И. и др.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 159.
159. Nakayama A., Okabe Y.//[144].— P. 36.
160. Eidelloth W., Barnes F. S.//Appl. Phys. Commun. 1988. V. 8. P. 191.
- [161] Camerlingo C. et al.//Phys. Lett. Ser. A. 1988. V. 128. P. 508.
162. Inone A. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 26. P. L1443.
163. Nakayama A. et al.//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 799.
164. Nakayama A., Inone A., Takeuchi K.//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 26. P. L2055
165. Barone A. et al.//Nuovo Cimento. Ser. D. 1988. V. 9. P. 727.
166. Tsai J. S. et al.//Physica. Ser. C. 1989. V. 157. P. 537.
167. Katon Y. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1777.
168. Katon Y., Asano H., Tanabe K.//Ibidem. P. 2136.
169. Iguchi I. et al.//Ibidem. P. L645.
170. Gijs M. A. M., de Vries L. W. C., Stollman G. M.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 9837.
- [171] Blamire AL G. et al.//J. Phys. Ser. D. 1987. V. 20. P. 1330.
172. Naito M. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. P. 7228.
173. Fornel A. et al.//Europhys. Lett. 1988. V. 6. P. 653.
174. Esteve D. et al.//Ibidem. 1987. V. 3. P. 1237.

175. *Matsui T. et al.*/[144] — P. 222.
176. *Moreland I. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. P. 8857.
177. Novel Superconductivity//Eds S. A. Wolf, V. Z. Kresin.— New York: Plenum Press, 1987.— P. 1105.
178. *De Waele A. Th. A. M. et al.*//Phys. Scripta. 1988. V. 37. P. 840.
179. *De Waele A. Th. A. M. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. P. 8858.
180. *Niemeyer J. et al.*//Zs.Phys. Kl. B. 1987. Bd 69. S. 1.
- [181] *Веркин Б. И. и др.*//ФНТ. 1987. Т. 13. С. 995.
182. *Ryhanen T., Seppa H.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 881.
183. *Nakane H. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1581.
184. *Komatzu T. et al.*//Ibidem. 1987. V. 26. P. L1148.
185. *Yamashita T. et al.*//Ibidem. Suppl. 3. P. 1149.
186. *Olsson H. K. et al.*//J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 4923.
187. *Hatano T. et al.*/[144].—P. 233.
188. *Tsai J. S., Kubo Y., Tabuchi J.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L701.
189. *Moreland J. et al.*//Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 540.
190. *Moreland J. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. Pp. 8711, 8856; Cryogenics. 1987. V. 27. P. 227.
- [191] *Cut G. I. et al.*//Sol. State Commun. 1987. V. 64. P. 321.
192. *Sugishita A. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. 1472.
193. *Герасимов Н. Л. и др.*//Письма ЖТФ. 1988. Т. 4. С. 1683.
194. *Meng X. F. et al.*//Sol. State Commun. 1987. V. 63. P. 853.
195. *Wu P. H. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1579.
196. *Higashino Y. et al.*//Ibidem. P. L1211.
197. *Shen N. X. et al.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 915.
198. *Changxin F. et al.*//Sol. State Commun. 1987. V. 64. P. 689.
199. *Yang T. et al.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 970.
200. *Шабло А. А. и др.*//ФНТ. 1988. Т. 14. С. 653.
- [201] *Li L, Hong-min D., Dian-lin Z.*//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 3681.
202. *Robbes D. et al.*//Nature, London. 1988. V. 331. P. 151; Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 1172.
203. *Song I. et al.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 911.
204. *Kataria N. D. et al.*//J. Phys. Ser. C. 1988. V. 21. P. L523.
205. *Акимов А. И. и др.*//ФНТ. 1989. Т. 15. С. 535.
206. *Tomar V. S. et al.*//J. Phys. Ser. C. 1988. V. 20. P. L1077.
207. *Peterson R. L., Ekin J. W.*//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 9848.
208. *Заварицкий Н. В., Заварицкий В. Н.*//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 333.
209. *Witt T. J.*//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1423.
210. *Moriwaki K., Enomoto Y., Murakami T.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L521.
- [211] *Koch R. H. et al.*//Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. P. 200.
212. *Hauser B., Diegel M., Rogalla H.*//Ibidem. V. 52. P. 844.
213. *Nakane H. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1925.
214. *Golovashkin A. I. et al.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 943.
215. *Головашкин А. И. и др.*//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 1256.
216. *Ono R. H. et al.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 976.
217. *Hauser B. et al.*//Ibidem. P. 919.
218. *Kobayashi T. et al.*//Ibidem. P. 927.
219. *Gergis I. S. et al.*//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 2226.
220. *Higashino Y. et al.*/[144].—P. 218.
- [221] *Yamashita T. et al.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 923.
222. *Yamashita T. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L1107.
223. *Noge S. et al.*/[144].—P. 504.
224. *Hauser B. et al.*//Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 1368.
225. *Takeuchi I. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. 2265.
226. *Chaudhari P. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1653.
227. *Dimos D. et al.*//Ibidem. V. 61. P. 219.
228. *Maunhart J. et al.*//Ibidem. P. 2476.
229. *Wiener-Avnear E. et al.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 935.
230. *Hilton G. C., Schweinfurth R. A., van Hartingen J.*//Ibidem. P. 931.
- [231] *White A. E. et al.*//Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1010.
232. *Katon Y. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L1110.
233. *Koch R. H., Gallager W. J., Bumble B.*//Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 951.
234. *Tanabe H. et al.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1961.
235. *Lin A. Z. et al.*//Ibidem. 1988. V. 27. P. L1204; IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 885.
236. *Iguchi L, Sugishita A., Yanagisawa M.*//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. L1021.
237. *Yuan C. W. et al.*//J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 4091.
238. *Веденеев С. И. и др.*//Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 80.
239. *Kita S., Tanabe H., Kobayashi T.*//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 907.

240. Wen Z., Kanke Y., Iquchi I.//[144].— P. 109.
- [241] Wang S. et al.//IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. P. 893.
242. Matsuda M. et al.//[144].— P. 497.
243. Аминов Б. А. и др.//Сверхпроводимость. 1989. Т. 2, № 7. С. 91.
244. Аминов Б. А. и др.//Ibidem. № 6. С. 47.
245. Аматуни Л. Э. и др.//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 559.
246. Shiota T. et al.//Preprint.— 1989.
247. Kominami S. et al.//[144].— P. 202.
248. Ambegaokar V., Baratof A.//Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. P. 486.
249. Кулик И. О., Омельяничук А. Н.//Письма ЖЭТФ. 1975. Т. 21. С. 216; 1978. Т. 24. С. 296.
250. Артеменко С. Н., Волков А. Ф., Зайцев А. В.//ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 1816.
- [251] —»—»—//Sol. State Commun. 1979. V. 30. P. 771.
252. Зайцев А. В.//ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 221.
253. —»—»—//ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 1742.
254. Заикин А. Д.//Тр. ФИАН СССР. 1986. Т. 174. С. 45.
255. Zaitsev A. V., Ovsyannikov G. A.//[144].— P. 210.
256. Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н.//ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 1535.
257. Werthamer N. R.//Phys. Rev. 1966. V. 147. P. 255.
258. Голубов А. А., Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф.//ФНТ. 1984. Т. 10. С. 799.
259. Голубов А. А., Куприянов М. Ю.//ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 1420.
260. Лихарев К. К.//Письма ЖТФ. 1976. Т. 2. С. 809.
- [261] Куприянов М. Ю.//ФНТ. 1981. Т. 7. С. 700.
262. Зубков А. А., Куприянов М. Ю.//ФНТ. 1983. Т. 9. С. 548.
263. Куприянов М. Ю., Лихарев К. К., Лукичев В. Ф.//ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 431.
264. Gershenzon E. M. et al.//[144].— P. 214.
265. Иванов Э. Г. и др.//ФНТ. 1981. Т. 7. С. 560.
266. Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф.//ФНТ. 1982. Т. 8. С. 1045.
267. —»—»—//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 139.
268. Голубов А. А., Куприянов М. Ю., Лукичев В. Ф.//Микроэлектроника. 1983. Т. 12. С. 342.
269. Куприянов М. Ю.//Сверхпроводимость. 1989. Т. 2, № 8. С. 5.
270. Гудков А. Л., Куприянов М. Ю., Лихарев К. К.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 319.
- [271] Kiriyanov M. Yu.//[144].— P. 534.
272. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела.— М.: Наука, 1978.
273. Chambers R. G.//Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1952. V. 215. P. 481.
274. Белобородько С. И., Омельяничук А. Н.//Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по высокотемпературной сверхпроводимости.— Киев, 1989.— Т. 2. С. 236.
275. Зайцев Р. О.//Ibidem.— Т. 1. С. 45.
276. Глазман Л. И., Матвеев К. Л.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 332.
277. Тартаковский А. В. и др.//ФТП. 1987. Т. 21. С. 603.
278. Лифшиц И. М., Кирпиченков В. Я.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 989.
279. Асламазов А. Г., Фистуль М. В.//ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 1170.
280. Ларкин А. И., Матвеев К. Л.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1030.
- [281] Фистуль М. В., Тартаковский А. В.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 353.
282. Андреев А. Ф.//ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1823.
283. Булаевский Л. Н., Кузий В. В., Собянин А. А.//Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 314.
284. —»—»—//Sol. State Commun. 1978. V. 25. P. 1053.
285. Глазман Л. И., Матвеев К. Л.//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 570.
286. Likharev K. K.//Preprint.— 1989.
287. Soderholm L., Goodman G. L.//J. Sol. State Chem. 1989. V. 81. P. 121.
288. Poppe U. et al.//Sol. State Commun. 1989. V. 71. P. 569.