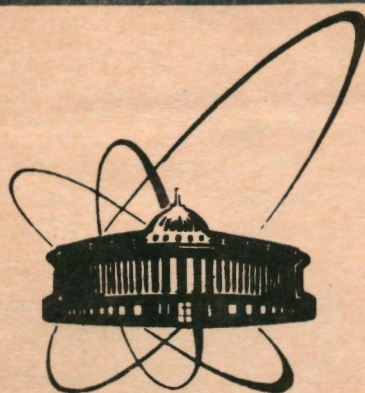


92-339



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Д13-92-339

В. Н. Полушкин

ОСНОВЫ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СКВИДОВСКИХ СИСТЕМ
В ИНТЕГРАЛЬНОМ ИСПОЛНЕНИИ

Часть I. Джозефсоновские переходы

Направлено в журнал "Сверхпроводимость: физика,
химия, техника"

1992

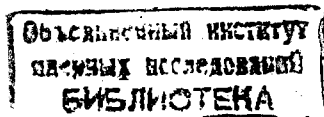
Введение

В [1] был опубликован обзор, посвященный разработке, исследованию и применениям сквидов из массивной поликристаллической сверхпроводящей керамики. В данной работе подчеркивалось, что конечной целью развития высокотемпературных сквидов по аналогии с традиционными ниобиевыми сквидами является создание работающих при температуре жидкого азота тонкопленочного датчика с сформированной сверху планарной сверхпроводящей катушкой, связывающей сквид с внешним миром. Однако подчеркивалось, что в связи с исключительно малой длиной когерентности новых материалов, их слоистостью (сильной анизотропией сверхпроводящих свойств) создание высококачественных тонкопленочных сквидов - отдаленная перспектива. К счастью, практика показала несостоятельность данного утверждения. Принципиальные трудности, стоявшие на пути создания тонкопленочных сквидов, в значительной степени преодолены:

- разработаны эффективные технологии выращивания бездефектных эпитаксиальных тонких пленок;
- сформировалось понимание принципов, которые могут быть заложены в основу создания искусственных джозефсоновских переходов;
- разработаны технологии получения достаточно высококачественных воспроизводимых джозефсоновских структур с непосредственной проводимостью;
- разработана технология выращивания эпитаксиальных многослойных структур типа сверхпроводник- изолятор- сверхпроводник (SIS), что позволило сформировать катушки связи и трансформаторы потока, не создающие избыточного магнитного шума.

В настоящее время прослеживается тенденция рассматривать высокотемпературные (ВТСП) сквиды как полные аналоги низкотемпературных (НТСП) сквидов, только работающие в жидком азоте. При этом концепция построения систем на основе ВТСП-сквидов полностью переносится с НТСП-сквидовских систем, т.е. ВТСП-сквиды согласовываются со стандартной электронной аппаратурой, разработанной для условий гелиевого криогенного обеспечения. На самом же деле работоспособность при температуре жидкого азота и выше придает сквидам новый качественный статус. Это новое качество исходит из того, что их рабочая температура перекрывается с диапазоном рабочих температур полупроводниковых элементов.

Так, недавние эксперименты показали, что помимо магнитных измерений ВТСП-сквиды позволят существенно (на 1-2 порядка) поднять также уровень чувствительности в области электрических измерений, который в настоящее



время обеспечивается полупроводниковыми элементами [2]. Это повышение уровня может быть осуществлено за счет создания таких базовых устройств измерительной техники, использующихся практически во всех измерительных приборах и определяющих их метрологические характеристики, как сверхмаломощные операционные усилители, высокочастотные усилители; высокочувствительные компараторы, преобразователи ряда физических величин в электрические и т.п. Естественно, что сколько-нибудь заметное влияние на измерительную технику (не говоря уже о создании техники следующего поколения) ВТСП-сквиды смогут оказать только в том случае, если все названные и неназванные базовые устройства будут исполнены в виде интегральных микросхем целевого назначения. Таким образом, перекрытие диапазонов рабочих температур новых сверхпроводящих материалов и полупроводников делает правомочным вопрос о становлении и развитии новой важнейшей области науки и техники - гибридный высокотемпературный сверхпроводник - полупроводник (ПП) микроэлектроники.

В конечном счете микроэлектроника азотного уровня охлаждения должна базироваться на технологии, позволяющей формировать ВТСП- и ПП-элементы на одном кристалле. Такой подход оправдан с точки зрения микроминиатюризации, помехоустойчивости и снижения себестоимости, особенно при значительных объемах производства. Однако на пути создания однокристалльных гибридных устройств стоит ряд еще нерешенных проблем, связанных с тем, что по сравнению с полупроводниками оксидные сверхпроводники имеют значительно большую и сложную атомную ячейку. Как следствие этого, технологии выращивания эпитаксиальных пленок ВТСП- и ПП-материалов и формирования из них сложных структур сильно отличаются. В частности, необходимо поддерживать значительно более высокую, чем в случае с ПП, температуру подложки в процессе осаждения ВТСП-пленки с целью обеспечения ее высокого качества. Кроме этого имеет место большая разница в температурных коэффициентах расширения (ТКС). Скажем, наиболее широко используемые в микроэлектронике подложки из монокристаллического кремния имеют $\text{ТКС} = 3.8 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$, в то время как для YBaCuO $\text{ТКС} \approx 16 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Отсюда критическая толщина пленки YBaCuO на Si , чтобы избежать разрывов, может быть не более 50 нм [3]. Для сравнения лондоновская глубина проникновения, которую толщина пленки должна превосходить в подавляющем большинстве практических приложений, $\lambda_L \approx 200$ нм [4].

Не исключено, что решение проблем согласования ВТСП- и ПП-технологий потребует продолжительного времени. Учитывая это, может быть, имеет смысл

не ставить сразу задачу максимум, а приступить первоначально к разработке двухкристалльных микросхем: на одном кристалле формировать сверхпроводниковые пассивные и активные элементы, а на другом - соответственно полупроводниковые. Введение такого промежуточного этапа в общую программу развития ВТСП-микроэлектроники позволило бы уже сегодня подключить к работам мощные полупроводниковые фирмы и тем самым значительно ускорить появление практических ВТСП-сквид-систем, в которых в настоящее время ощущается острая потребность, особенно в технике физического эксперимента и метрологии.

Цель данного обзора - постараться обобщить основные наработки в области ВТСП- и НТСП-сквидов, которые можно было бы взять за основу развития нового направления микроэлектроники. Поставленную задачу можно будет считать выполненной, а сделанный труд не напрасным, если данная работа хоть в какой-то мере поможет специалистам еще более ясно увидеть общую перспективу или сэкономить их время, будет способствовать прогрессу в новом интереснейшем направлении науки и техники - микроэлектронике азотного уровня охлаждения.

2. ВТСП слабые связи

2.1. Эффект Джозефсона: основные соотношения.

Резистивная модель

Как показали многочисленные эксперименты в низкотемпературной физике, динамика практически всех типов слабых связей при определенных соотношениях геометрических размеров и длины (или длин) когерентности составляющих их материалов подчиняются уравнениям, которые Джозефсон предложил для описания процесса туннелирования между двумя сверхпроводящими электродами, разделенными тонким изолирующим барьером:

$$\begin{cases} I = I_c \sin \varphi + [\sigma_0(V, T) + \sigma_1(V, T) \cos \varphi] V, \\ V = \frac{h}{2e} \times \frac{d\varphi}{dt}, \end{cases} \quad (2.1)$$

где V - напряжение на переходе, I - ток через переход, I_c - критическое значение тока, φ - разность фаз волновой функции по обе стороны барьера, σ_0 , σ_1 - нормальные проводимости, являющиеся функциями V и T , T - температура перехода.

Объединяя систему (2.1) в одно уравнение и предполагая, что $\sigma_1/\sigma_0 \rightarrow 0$, $1/\sigma_0 = R_0$, получаем выражение

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{h}{2e} \times \frac{1}{R_0} \times \frac{d\varphi}{dt}, \quad (2.2)$$

которое легло в основу для создания резистивной модели джозефсоновского перехода [5,6]:

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{h}{2e} \times \frac{1}{R_N} \times \frac{d\varphi}{dt} + \frac{h}{2e} C \frac{d^2\varphi}{dt^2} + I_n, \quad (2.3)$$

где R_N - параллельное соединение R_0 и сопротивления внешнего шунта (в (2.3) $R_N \ll R_0$ -случай сильно шунтированного туннельного перехода).

Схематически резистивная модель представлена на рис.1. I_n - тепловой шумовой ток, источником которого является R_N , с автокорреляционной функцией $\langle I_n(t+\Delta t) I_n(t) \rangle = \frac{2k_b T \delta(\Delta t)}{R_N}$, где $\delta(\Delta t)$ - дельта-функция.

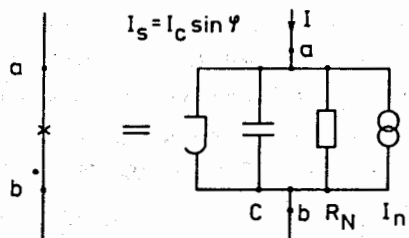


Рис.1. Резистивная модель джозефсоновского перехода.

Хотя резистивная модель пригодна для описания всех типов слабых связей, включая и S-N-S структуры, естественно, что поведение реальных переходов может сильно отличаться от поведения, предписываемого уравнением (2.3): Для таких переходов разработаны более сложные модели [7]. Однако практика показывает: для того чтобы системы с джозефсоновскими переходами имели высокие показатели качества, в большинстве случаев нужно добиваться их соответствия резистивной модели (2.3).

Целенаправленное совершенствование технологии приготовления джозефсоновских переходов невозможно без знания их микроскопии. К сожалению, положение здесь пока таково, что количество имеющихся вопросов по интерпретации данных экспериментов значительно превышает количество ответов на них, да сами ответы часто неоднозначны. Для анализа микроструктуры определяются следующие наиболее важные параметры слабых связей.

Характерное напряжение $V_c(T) = I_c(T)R_N$, где R_N - нормальное сопротивление, измеряющееся при T, немного превышающей критическую температуру T_c .

Для туннельных структур, если толщина изолирующего слоя d много меньше длины свободного пробега в сверхпроводящих электродах и много больше межатомных расстояний (слабая прозрачность барьера !!!) [8]

$$V_c(T) = \frac{\pi}{2} \times \frac{\Delta(T)}{e} \operatorname{th} \frac{\Delta(T)}{2k_b T}, \quad (2.4)$$

где $\Delta(T)$ - энергетическая щель сверхпроводящих электродов вблизи барьера, e - заряд электрона;

для S-N-S структур при $d \geq 3\xi_n$ и $T \geq 0.3T_c$, [8,9]:

$$V_c(T) \approx \frac{2\Delta(T)}{e} \exp(-d_n/\xi_n), \quad (2.5)$$

где d_n - толщина прослойки из нормального металла, ξ_n - его нормальная длина когерентности.

При напряжении на переходе $V > \frac{2\Delta(T)}{e}$ для структур с изолирующим барьером характерна ВАХ (вольт-амперная характеристика):

$$I_n(V) = \frac{V}{R_N}, \quad (2.6)$$

а для S-N-S переходов

$$I_n(V) = \frac{V}{R_N} + I_{ex}, \quad (2.7)$$

где $I_{ex} = \frac{\Delta(T)}{R_N e} \left(\frac{\pi^2}{4} - 1 \right)$ - избыточный ток [10].

На квазичастичной ветви ВАХ переходов тестируются также:

-токовые щелевые ступеньки Шапиро, которые должны наблюдаться в точках $V_n = nhf/2e$, где f - частота внешнего облучения;

-суб-щелевые структуры как результат резонансных самовозбуждений в переходах с малым затуханием, что характерно для S-I-S типа слабых связей [11].

При $T=77K$ не меньший интерес представляет измерение ВАХ с высоким разрешением по току и напряжению в окрестности I_c . Как показано в [12,13], в ВТСП джозефсоновских переходах с редуцированной энергетической щелью в сверхпроводящих электродах вблизи разделяющего барьера наблюдаются избыточные квазипостоянное напряжение V_{ps} и шум V_{ex} , вызванные возможно термоактивированным проскальзыванием фазы. Так как, согласно [14], даже для неискаженной, без дефицита кислорода решетки сверхпроводника в переходной области S-I значение энергетической щели $\Delta_1(T)$ вблизи T_c может быть меньше энергетической щели в отдаленных невозмущенных слоях $\Delta(T)$ из-за экстремально малой длины когерентности:

$$\Delta_1(T) \approx \Delta(T) (1-T/T_c)^{1/2} \xi(0)/a, \quad (2.8)$$

где $\xi(0)$ – длина когерентности при $T=0$, a – постоянная решетки, то с ухудшением прозрачности переходной области из-за искажения решетки, нарушения стехиометрии и др. ожидается увеличение V_{ps} и V_{ex} . К этому следует добавить, что избыточный шум V_{ex} в случае превышения над уровнем белого шума от R_N проявляет себя в сквидах, ухудшая их разрешение по энергии. Поэтому контроль V_{ex} является очень желательным. Интересно было бы увязать V_{ps} и V_{ex} с плотностью критического тока через переход J_C^{w1} и степенью однородности распределения J_C^{w1} в переходе.

Об однородности распределения J_C^{w1} можно судить по зависимости критического тока от внешнего магнитного поля $I_C(H)$. При характерных размерах слабой связи $s < \lambda_J$ (λ_J – джозефсоновская глубина проникновения) равномерному распределению J_C^{w1} соответствует $I_C(H)$ в виде фраунгоферовской дифракционной картины:

$$I_C(H) = I_{C0} \frac{\sin(H/H_0)}{H/H_0}, \quad (2.9)$$

где $H_0 = \phi_0 w / (d + 2\lambda_L)$, $\phi_0 \approx 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб – квант потока, w – ширина перехода, d – толщина барьера.

Важным фактором при анализе микроструктуры перехода является температурная зависимость критического тока вблизи T_C . Согласно теории Амбегаокара-Баратова для перехода S-I-S типа следует ожидать $I_C(T) \propto (1 - T/T_C)$, если выполняются условия, поставленные перед (2.4), в то время как для перехода SNS типа $I_C(T) \propto (1 - T/T_C)^2$ [7]. Однако нужно заметить, что с учетом (2.8) уравнение Амбегаокара-Баратова запишется следующим образом [12]:

$$I_C(T) \propto \frac{\pi \Delta_1^2(0)}{4eR_0 k_B T_C} (1 - T/T_C)^2. \quad (2.10)$$

То есть в джозефсоновских переходах типа SIS с электродами из ВТСП материалов не исключена возможность наблюдать $I_C(T) \propto (1 - T/T_C)^2$.

Последний параметр, о котором хотелось бы упомянуть, – соотношение между сверхтоком и разностью фаз параметра порядка – $I_S(\phi)$, так как этот параметр является очень тонким инструментом при определении качества джозефсоновских переходов. Функция $I_S(\phi)$ непосредственно входит в резистивную модель (в (3) $I_S(\phi) = \sin\phi$) и поэтому по виду стационарных и нестационарных вольт-амперных характеристик косвенно можно судить об ее отклонении от синусоидального закона. Однако напомним, что в НТСП разработан метод определения $I_S(\phi)$ в явном виде [15]. В данном случае переход включается в состав радиочастотного сквида, работающего в безгистерезисном режиме. Достоинством такого метода является возможность

измерения $I_S(\phi)$ с хорошей точностью для самого интересного на практике случая – переходов с I_C менее нескольких десятков микроампер при температуре жидкого азота, когда ВАХ автономных переходов сильно размыты тепловыми шумами [16].

Альтернативой джозефсоновским переходам являются слабые связи с поведением, подобным джозефсоновскому за счет когерентного движения вихрей в направлении, перпендикулярном транспортному току (flux-flow слабые связи) [7]. Это характерно для переходов с шириной $w \gg \lambda_J$, где $\lambda_J = [\hbar / (2\mu_0 e J_C (2\lambda_L + d))]^{1/2}$ – джозефсоновская глубина проникновения. В них также могут наблюдаться токовые ступени при внешнем СВЧ облучении, однако ВАХ таких переходов явно отличается от ВАХ, даваемой резистивной моделью [17].

2.2. Типы ВТСП слабых связей

Если вести речь о проблемах, которые необходимо решать при создании гибридной высокотемпературный сверхпроводник-полупроводник технологии, то центральное место по сложности реализации без сомнения принадлежит проблеме формирования пленочного джозефсоновского перехода. Причем выбранная методика должна не просто обеспечивать в принципе возможность создания джозефсоновского перехода с нужными электрическими параметрами, но и должна в дополнение к этому удовлетворять всем обычным требованиям, предъявляемым к элементам микроэлектроники, а именно:

- контролируемость. Имеется в виду, что, задавая определенные технологические режимы, можно было бы с уверенностью предсказывать основные электрические параметры перехода;
- воспроизводимость основных параметров от образца к образцу;
- их долговременная стабильность;
- высокая надежность при термоциклированиях.

Кроме этого желательно в конечном счете создать туннельную джозефсоновскую структуру, работающую при температуре жидкого азота. По аналогии с низкотемпературной сверхпроводниковой электроникой именно туннельные переходы предпочтительнее использовать в аналоговых и особенно цифровых устройствах, поскольку при переключении в нормальное состояние на них падает напряжение ΔV , близкое к щелевому значению, которое оценивается в 31 мВ. Такое ΔV позволило бы легко согласовывать ВТСП-элементы с полупроводниковыми. Предпринятые попытки (например, [18]) автоматически перенести подходы ниобиевой технологии по формированию изолирующего

барьера на высокотемпературные сверхпроводники оказались безуспешными. По всей видимости при создании туннельной структуры предстоит вести борьбу за каждый атомный слой, т.е. барьер должен быть выращен эпитаксиально, чтобы согласование его атомной решетки и атомной решетки ВТСП-электродов было близким к идеальному. В противном случае, как уже отмечалось, искажения решетки в прибарьерных слоях приведет к подавлению параметра порядка, уменьшению V_c и к снижению длины когерентности. Последнее особенно нежелательно, т.к. даже при невозмущенной длине когерентности в плоскости a - b $\xi_s = (1+2)\text{нм}$ [4] придется решать проблему снижения прозрачности диэлектрического барьера, не говоря уже о проблеме микрозакоротов.

На пути создания туннельной структуры достигнут значительный прогресс: в принципиальном плане решены вопросы эпитаксиального выращивания не только тонких пленок из ВТСП-материалов [4,19], но и появились первые эпитаксиальные S-I-S многослойные структуры, правда, с толстым изолирующим слоем [3,20,21]. Тем не менее для того, чтобы появился практический туннельный переход, удовлетворяющий всем перечисленным требованиям, потребуется еще какое-то время. С другой стороны, как показывает опыт работы с массивной поликристаллической керамикой, сквиды с высоким разрешением по энергии могут быть построены и на переходах с непосредственной проводимостью. Более того, если использовать ставшие стандартными методы считывания информации со сквидов, то все равно необходимо осуществлять шунтирование туннельных переходов [22], чтобы устранить гистерезис вольт-амперных характеристик, что, в свою очередь, все равно приводит к снижению V_c . В связи с этим исследования ведутся и в рамках других структур. Это прежде всего ближайшие аналоги S-I-S структур - S-N-S и S-SE-S структуры (SE-полупроводник), в которых требования к барьеру снижаются, т.к. его толщина должна соотноситься с его же нормальной длиной когерентности ξ_n [7], далее структуры с искусственной межзеренной границей, а также разного рода микромостики. В технологии получения ВТСП-переходов с непосредственной проводимостью достигнуты значительные успехи и поэтому некоторые из этих переходов мы рассмотрим в этой главе.

Поскольку опубликовано и постоянно появляется огромное количество работ, посвященных ВТСП слабым связям, на рис.2 составлена их классификация. Возможно, эта классификация несовершенна, но она позволит нам ориентироваться в потоке работ.

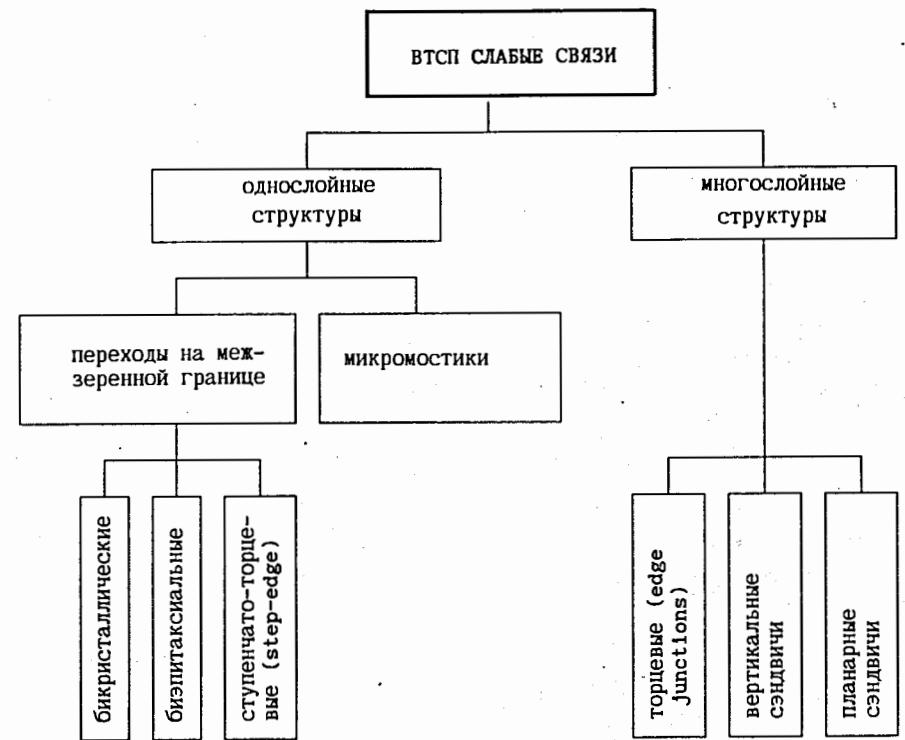


Рис. 2. Классификация ВТСП слабых связей.

2.2.1. Слабые связи на единой межзеренной границе

В основе данного типа связей работает следующий экспериментально установленный факт. В текстурированной пленке с осью c , идеально выстроенной перпендикулярно плоскости подложки, наблюдается снижение объемной плотности критического тока, если имеет место разориентация осей в базальной плоскости [23]. Когда угол разориентации θ (рис.3) становится больше некоторого критического значения, то граница, разделяющая разориентированные участки пленки, начинает работать как слабая связь. Впоследствии в [24] было найдено, что слабосвязанное поведение могут показывать также границы между монокристаллическими пленками, разориентированными и в других плоскостях, например, по оси c , как показано на рис.

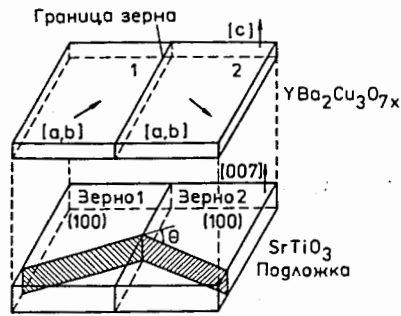


Рис.3. Схематическое изображение бикристалла. Половинки бикристалла разориентированы на угол θ в базальной плоскости и на угол φ по оси c [17].

3 (угол φ). Количественные результаты по исследованию зависимости плотности критического тока J_c от различных углов разориентации впервые были представлены в [23, 24], а затем неоднократно уточнялись, например, [25]. График $J_c(\theta)$, построенный по данным [23], представлен на рис.4. На

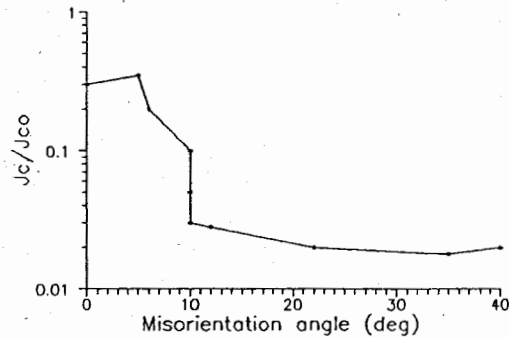


Рис.4. Зависимость плотности критического тока через границу бикристалла, разориентированного в базальной плоскости, от угла разориентации.

графике отчетливо просматриваются 3 области:

1. Малоугловая граница, $\theta < 5^\circ$. Сформированный на такой границе мостик демонстрирует сильную связь между зернами, как можно судить из зависимости его плотности критического тока J_c^{gb} от внешнего поля, которая полностью совпадает с полевой зависимостью плотностей критических токов самих соседних зерен, формирующих границу $J_c^g(H)$;

2. ($5 < \theta < 20^\circ$) - переходная область от сильной связи к слабосвязанному поведению.

3. $\theta > 20^\circ$ - наиболее интересная для нас область больших углов разориентации, когда снижение J_c^{gb} достигает своего насыщения, и мостик малых размеров начинает показывать джозефсоновские свойства.

В настоящее время нельзя сказать, что уже однозначно понят механизм, обеспечивающий слабосвязанное поведение. Достаточно убедительной выглядит его геометрическая интерпретация. Согласно [24, 26], из наблюдений с использованием электронного микроскопа и оже-спектроскопии высокого разрешения следует, что в межзеренной границе имеются несверхпроводящие дислокации, центры которых находятся в точках наибольшего рассогласования атомных решеток из-за конечного θ . С увеличением угла разориентации плотность дислокаций увеличивается, и, как показано в [24], именно при $\theta = 20^\circ$, что соответствует минимальному J_c^{gb} , нормальные "коры" дислокаций полностью перекрываются. Таким образом, при $\theta > 20^\circ$ зеренная граница может рассматриваться как область с полностью искаженной неупорядоченной решеткой.

Какова микроскопическая природа межзеренной границы? Или это неоднородный SNS-контакт, или неоднородная SIS туннельная структура с отсутствием щели в плотности квазичастичных состояний, или параллельный массив баллистических точечных контактов, или более сложные смешанные структуры, как, например, SNINS и т.д. В настоящее время этот вопрос открыт. С дискуссиями по нему можно познакомиться практически во всех работах, посвященных ВТСП слабым связям, например, в [9, 11, 12, 14, 24, 26, 27, 29 и др.]. Для нас важно одно, что, согласно многочисленным экспериментам, в большеугловых межзеренных границах угол разориентации θ , плотность критического тока J_c^{gb} , нормальное сопротивление R_N и площадь границы A связаны однозначной функциональной зависимостью (scaling behavior). Если $\rho_N = R_N A$, то

$$J_c \rho_N \propto \left(\frac{1}{\rho_N} \right)^\kappa, \quad (2.11)$$

где $\kappa = 0,75$ в [27] и $\kappa = 0,85$ в [28],

$$V_c = I_c R_N \propto (I_c)^{0,6} [27]. \quad (2.12)$$

Из (2.11) и (2.12) можно вывести заключение о возможности формирования джозефсоновских переходов на основе межзеренной границы контролируемым образом.

В настоящее время различают три типа слабых связей, формирующихся на межзеренных границах. Все эти слабые связи – однослойные структуры, имеют близкие электрические параметры и отличаются друг от друга только по методам формирования подложки, на которой эпитаксиально выращивается пленка. Кратко рассмотрим все три типа слабых связей, отметим их достоинства и недостатки, а также приведем их основные характеристики.

Бикристаллические слабые связи

Искусственная граница в данном типе слабых связей образуется при эпитаксиальном выращивании тонкой пленки на бикристаллической подложке, две половинки которой имеют разориентированные кристаллические решетки (рис. 3). Приготовление качественных бикристаллических подложек является само по себе сложной задачей. Наиболее широко распространены два способа [24, 25]:

- горячее прессование при температуре $T_{пр}$ значительно ниже температуры плавления предварительно тщательно шлифованных двух монокристаллов. Для $SrTiO_3$ $T_{пр} \approx 1450^\circ$;

- синтез единого образца из двух затравочных монокристаллов при $T_s > T_{пр}$ (для $SrTiO_3$ $T_s \approx 1650^\circ C$). В данном случае бикристалл формируется миграцией первоначальных границ затравочных кристаллов на расстояние в несколько сотен микрон.

Процесс, реализуемый первым способом, требует меньших временных затрат и проще в реализации. Однако в нем есть опасность деформации кристаллической структуры при прессовании.

Является очевидным, что бикристаллические слабые связи малоперспективны для интегральной технологии. Они могут быть использованы на практике только для реализации несложных цепей, содержащих небольшое число джозефсоновских переходов, например, единичных сквидов. Это связано с тем, что локальное расположение сверхпроводниковых элементов заранее задается линией границы в подложке. Кроме того, приготовление высококачественной бикристаллической подложки – сложный и дорогой процесс.

Данные недостатки преодолены в слабых связях, формируемых на биэпитаксиальных пленках.

Биэпитаксиальные слабые связи

Толчком для развития данного типа слабых связей послужило наблюдение существования двух ориентаций в базальной плоскости ($\theta=45^\circ$) эпитаксиальных

тонких пленок $YBaCuO$ с с-ориентированной осью, когда они осаждаются при разных температурах на подложки с кристаллической решеткой, недостаточно хорошо согласующейся с решеткой $YBaCuO$. Примером такой подложки может быть цирконий, стабилизированный иттрием [30] или сапфир [31].

Идея формирования биэпитаксиальной межзеренной границы состоит в том, чтобы, предварительно вырастив на подложке затравочные и буферные слои из определенных материалов и используя стандартную фотолитографию, получить пленку, разориентированную в базальной плоскости с локальным расположением границы разориентации в любых заранее заданных местах подложки.

Схематическое изображение структуры биэпитаксиальной слабой связи представлено на рис. 5 [31]. Первоначально на г-плоскость сапфировой подложки осаждали 3–30 нм эпитаксиального MgO . После этого наносилась маска обычным фоторезистом таким образом, чтобы после ионного или химического травления MgO был удален с половины подложки. Сверху наращивали 10–100 нм эпитаксиального буферного слоя $SrTiO_3$ как на поверхности сапфира, так и на затравочном слое MgO . При давлении кислорода 100–200 мТорр и температуре подложки $710-760^\circ C$ пленка $SrTiO_3$ растет в двух ориентациях отделенных границей с $\theta=45^\circ$ вдоль линии перехода от MgO к сапфиру. Эпитаксиально выращиваемый вслед за $SrTiO_3$ слой $YBaCuO$ при стандартных условиях повторяет эту сформировавшуюся межзеренную границу. В конце процедуры литографически формируется слабая связь нужных размеров. Исследования в [30–32] показали, что можно добиться отсутствия в пленке высокоугловых зеренных границ за исключением искусственно выращенной. Этот вывод был сделан из измерений плотности критического тока в обеих половинках биэпитаксиальной пленки, которая, кстати, составляла $(1-3)10^6 A/cm^2$ при $T=77K$.

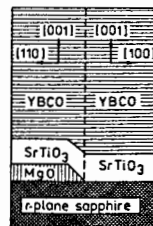
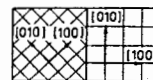


Рис. 5. Схематическое изображение структуры биэпитаксиальной слабой связи [31].

Так как приготовление биэпитаксиальных слабых связей опирается только на стандартную фотолитографию и они могут быть расположены в любом месте подложки, то этот подход возможно будет принят в будущем за базовый в интегральной сверхпроводниковой электронике. Однако для этого над его исполнением потребуется еще поработать. Это связано с тем, что биэпитаксиальные переходы имеют самое низкое значение $V_c = (0.1-1) \text{ мВ}$ при $T=4,2\text{К}$ среди переходов на межзеренной границе из-за большого угла разориентации $\theta=45^\circ$ и, как следствие этого, низкой плотности критического тока $J_c^{gb} = (10^2-10^3) \text{ А/см}^2$ при $T=77\text{К}$. Не исключено, что в будущем удастся увеличить V_c . В настоящее время ведется интенсивная работа по совершенствованию данного типа структур [33].

Ступенчато-торцовые переходы (step-edge junctions)

Как уже ранее отмечалось, к слабосвязанному поведению приводит разориентация не только в базальной плоскости, но и вдоль любых других плоскостей. Предпосылкой для создания step-edge переходов стал отмеченный многими исследователями (например, [34]) факт снижения плотности критического тока на ступенчатых подложках MgO. Суть подхода хорошо видна на рис.6 [35]. Сначала ионным или химическим травлением на монокристаллической подложке формируется ступенька с заданным углом наклона и высотой. Затем сверху выращивается эпитаксиально пленка высокотемпературного сверхпроводника. Наличие ступеньки на подложке приводит к образованию двух зеренных границ у вершины и подножья ступеньки. Эти границы и определяют свойства микромостика, проходящего перпендикулярно ступеньке.

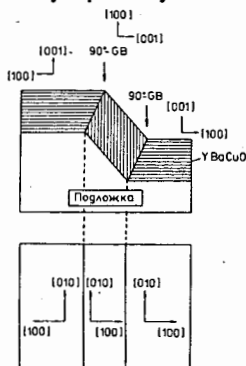


Рис.6. Схематическое изображение структуры ступенчатого торцового перехода (step edge junction) [36].

В step-edge переходах может быть достигнуто большее значение V_c по сравнению с биэпитаксиальными за счет того, что J_c^{gb} теперь можно легко изменять на 3 порядка. Это осуществляется тремя параметрами:

- изменением угла наклона ступени;
- высотой ступени;
- соотношением толщины пленки к высоте ступени.

Экспериментально было достигнуто в step-edge переходах самое высокое значение плотности критического тока ($J_c^{gb} \approx 10^5 \text{ А/см}^2$ [36]) и самое высокое значение V_c ((5-8)мВ при $T=77\text{К}$ для TlCaBaCuO [37]) среди всех типов слабых связей на межзеренных границах. Правда, сильная зависимость J_c^{gb} от трех перечисленных факторов, возможно, затруднит достижение хорошей контролируемости и воспроизводимости.

Поскольку лучшие характеристики на сегодня получены на сквидах, включающих в себя step-edge переходы, возможно, небезынотересно будет познакомиться с технологическими приемами при их изготовлении. Эти приемы подробно изложены в [37-39]. В этих работах показано, что в качестве оптимальных можно принять следующие соотношения параметров: высота ступеньки, формируемой ионным травлением, $h \approx 0,3-0,4 \text{ мкм}$, угол наклона ступеньки к подложке $\geq 60^\circ$, толщина пленки приблизительно $h/2$.

Таким образом, мы рассмотрели все известные на сегодня подходы при формировании переходов на искусственно выращенных межзеренных границах. Их основные достоинства и недостатки для наглядности сведены в таблицу 1, а

Таблица 1.

Тип слабой связи	Достоинства	Недостатки
Бикристаллические	воспроизводимость надежность контролируемость большие V_c, J_c^{gb}	слабая интеграция
Биэпитаксиальные	воспроизводимость контролируемость высокая интеграция	малые V_c, J_c^{gb} слабая надежность
Ступенчато-торцовые	надежность большие V_c, J_c^{gb}	слабые воспроизводимость контролируемость

основные параметры - в таблицу 2.

Таблица 2

Тип слабой связи	I_{c0} , мВ при 4,2К	I_{c0} , мВ при 77К	T_c , К	J_c^1 , А/см ²	Ширина слабой связи, мкм	Толщина барьера, нм	Толщина пленки, нм	Материал подложки	Литература
бикристаллические	1-2	0,1-0,2	90	10^4-10^5 при 77К	0,25-2	-	300	SrTiO ₃	[13]
	-	0,04	90	10^3 при 4,2К	4	-	200	Y-ZrO ₂	[25]
бигетитаксиальные	0,4	-	88	10^2-10^3 при 77К	40	-	250	Al ₂ O ₃	[32]
	0,15-0,35	0,01	85	400 при 77К	20-50	-	250	SrTiO ₃ LaAlO ₃ MgO Y-ZrO ₂	[33]
TiCaBaCuO step-edge junctions	-	2-5	100	10^3-10^4 при 77К	5	-	200	SrTiO ₃ LaAlO ₃	[37]
	0,5-0,2	0,02	90	10^3-10^4 при 77К	5	-	200	SrTiO ₃ LaAlO ₃	[35]
YBCO/N-YBCO/YBCO edge junctions	0,66	<0,1	85	$6,5 \times 10^3$ при 4,2К	10-15	2-10	150-300	LaAlO ₃	[40]
YBCO/SrTiO ₃ :Nb/YBCO edge junctions	1-3	-	80	10^{12} при 4,2К	50-200	25	200	MgO	[41]
YBCO/PrBCO/YBCO edge junctions	8	-	80	10^3 при 77К	15	6-30	200	Y-ZrO ₂	[42]
YBCO/PrBCO/YBCO сэндвич	0,1-2,5	-	85	10^4 при 4,2К	10-20	30-150	200	SrTiO ₃	[43]
YBCO/Ag/YBCO step edge	0,07-0,22	-	87	-	5	300	250	LaAlO ₃	[44]
YBCO/YBCO+CF ₄ /YBCO edge junctions	6	-	84	-	40	-	200	SrTiO ₃	[45]

В дополнение к этим таблицам сделаем еще несколько замечаний:

а) межзеренные границы имеют нормальное сопротивление, не изменяющееся в широком интервале температур;

б) ступенчато-торцовый переход с искусственно добавленной емкостью показал гистерезисную ВАХ, по виду напоминающую ВАХ туннельного перехода с

$R_0 \approx 5000$ Ом. Шелеподобная структура наблюдается при $V=35$ мВ ($T \ll T_c$) и имеет температурную зависимость, хорошо согласующуюся с теорией БКШ [46].

Эти факты являются серьезными аргументами в пользу того, что межзеренные границы все-таки образуют изолирующий барьер, и, возможно, если снизить рассеивающий фактор в приграничной области (увеличить $\Delta_1(T)$), то удастся получить еще большее значение V_c ;

в) ВАХ всех типов слабых связей на межзеренных границах находится в очень хорошем согласии с резистивной моделью (1.3) [36];

г) и, наконец, в последних работах, например, в [24, 37, 47] полевая зависимость критического тока $I_c(H)$ с высокой точностью совпадает с (1.9), если учесть эффект фокусировки магнитного потока при расчете H_0 [48]. Это говорит о возможности достижения хорошей однородности и бездефектности границы.

2.2.2. Многослойные слабые связи

2.2.2.1. Гетероэпитаксиальные структуры

Даже если не принимать во внимание высокую температуру подложки при осаждении пленки, тем не менее, как это видно из таблицы 1, пока не удастся полностью совместить достижение лучших электрических параметров в слабых связях на межзеренных границах с требованиями интегральной технологии. В частности, в серьезную проблему, по-видимому, выльется разработка процесса пассивации поверхности перехода без изменения его электрических параметров. Поэтому в настоящее время ведутся разработки и исследования альтернативных структур, среди которых особое место занимают многослойные структуры с эпитаксиально выращенным искусственным барьером. Их важность связана не только с тем, что они, возможно, будут лишены отмеченных выше недостатков, но, главное, до тех пор, пока ведутся работы над искусственно выращиваемым барьером, нас не оставит надежда на создание в перспективе классического туннельного перехода, работающего при температуре жидкого азота.

Особенно интересным с этой точки зрения является использование в качестве материала для барьера допированных металлами диэлектриков. В [41] предложено использовать SrTiO₃:Nb. Преимущество SrTiO₃:Nb состоит в том, что, во-первых, его кристаллическая решетка хорошо согласуется с решеткой YBaCuO, во-вторых, его проводимость полностью определяется степенью допирования ниобием, который частично замещает Ti. Постепенно уменьшая концентрацию Nb в SrTiO₃:Nb и отработывая технологию выращивания

гетероэпитаксиальных структур, можно постепенно двигаться к созданию изолирующего туннельного барьера.

Структуры типа S-SE-S также представляют самостоятельный интерес как джозефсоновские переходы с безгистерезисными ВАХ. Как показано в [49], полупроводниковые барьеры с невысокой плотностью состояний (слабой проводимостью) позволяют достичь относительно высоких значений V_c даже при малой длине когерентности в высокотемпературных сверхпроводящих электродах. При проводимости полупроводника $\sigma_{SE} \rightarrow 0$, $V_c \rightarrow \frac{\pi}{2} \frac{\Delta_1^2(T)}{e}$.

S-SE-S переходы выполняются в основном в виде двух конфигураций:

- торцовый переход (edge junction) с с-ориентированными пленочными ВТСП-электродами (рис. 7);
- вертикальный сэндвич, в пленках электродов которого ось a перпендикулярна плоскости подложки (рис. 8).

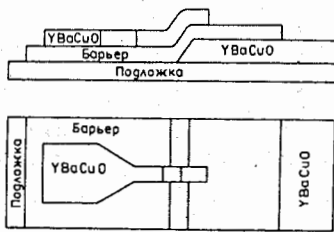


Рис. 7. Торцовый переход.

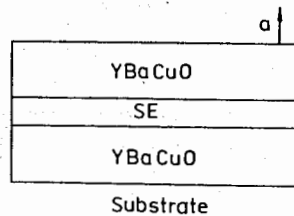


Рис. 8. Вертикальный сэндвич.

С точки зрения уменьшения вероятности микрозакорток и уменьшения собственной емкости торцовые переходы предпочтительней.

Помимо SrTiO₃:Nb в качестве слоя -SE- проходит апробацию PrBaCuO [42, 43], а также выращиваемый при пониженной температуре подложки (520-540 °C) несверхпроводящий YBaCuO [40].

На сегодня лучшие результаты среди многослойных структур достигнуты в торцовых переходах с N-YBaCuO [40]. Их стационарные ВАХ хорошо согласуются с резистивной моделью (2.3), нормальное сопротивление обратно пропорционально площади барьера, а плотность критического тока $J_c^{n1} \propto \exp(-d_n/\xi_n)$, где, согласно [40], $\xi_n \approx 20 \text{ \AA}$. Все это и особенно экспериментально определенное значение ξ_n предполагает хорошую однородность перехода и отсутствие в нем микрозакорток. Если учесть, что минимальная толщина качественного SE-барьера достигнута 2нм, можно

предсказать хорошие перспективы для гетероэпитаксиальных структур.

Основные параметры лучших S-SE-S переходов приведены в таблице 2.

2.2.2.2. Многослойные структуры с неэпитаксиальным барьером

К структурам данного типа относятся переходы, в которых в качестве барьера выступает собственный оксидный слой, формирующийся при обработке одного из ВТСП-электродов плазмой в атмосфере CF₄, а также переходы с барьером из нормального металла, работающие на эффекте близости.

В [18, 45] показано, что переходы на собственном оксидном барьере способны в принципе показать высокие электрические параметры (табл. 2). Однако вопросы, связанные с природой этого барьера, контролируемостью и воспроизводимостью от образца к образцу, в настоящее время открыты.

S-N-S структуры являются традиционными для низкотемпературной сверхпроводимости. Их природа была хорошо изучена [7]. Поэтому после открытия ВТСП немедленно приступили к изучению эффекта близости на границе S-N [50]. В связи с высокой реакционной способностью оксидных сверхпроводников в качестве N слоя пробуются только Ag, Au или сплав Ag-Au. В последних работах по исследованию эффекта близости [51, 52] показано, что возможно достижение хорошей однородности S-N перехода. В [44, 53, 54] сообщается о создании S-N-S слабых связей, демонстрирующих джозефсоновские свойства и согласующихся с резистивной моделью (2.3). К сожалению, эти слабые связи показали V_c существенно ниже того значения, которое можно было бы ожидать от эффекта близости. Возможно, это связано с тем, что переходная область S-N содержит центры сильного квазичастичного рассеяния, снижающие $\Delta_1(T)$. На это указывает тот факт, что нормальное сопротивление S-N-S переходов на 2-3 порядка выше сопротивления слоя металла.

Более подробно и с количественными выкладками с вопросами прозрачности S-N границ можно познакомиться в [55].

В таблице 2 даны основные параметры лучших YBaCuO/YBaCuO+CF₄/YBaCuO и YBaCuO/Ag/YBaCuO переходов.

Таким образом, мы рассмотрели все известные на сегодня основные подходы при формировании ВТСП слабых связей, каждый из которых потенциально может быть принят за базовый в сверхпроводниковой микроэлектронике. Завершая данную главу, можно сделать вывод: дальнейшие исследования в области технологии ВТСП слабых связей уже опираются на созданную очень солидную базу, которая позволяет с уверенностью

иницировать работы по проектированию аналоговых систем с джозефсоновскими контактами в интегральном исполнении.

Список литературы

1. В.Н.Полушкин. Высокотемпературные сквиды: современное состояние. Измерение, контроль, автоматизация, 1990, №3, с.14-24.
2. V.N.Polushkin. Electrical measurements with the high-T_c SQUIDS. Proceedings of ICEC/ICMC-92, Kiev.
3. D.K.Fork, D.B.Fenner, A.Barrera, J.M. Philips et. al., High critical currents in strained epitaxial YBaCuO on Si. Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, p.1161-1163. D.K.Fork, D.B.Fenner, A.Barrera, J.M. Philips et. al., IEEE Trans. Appl. Supercond., 1991, v.1, p.67.
4. M.R.Beasley. High temperature superconductive thin films. Proceedings of IEEE, 1989, v.77, p.1155-1163.
5. W.S.Stewart. Current-voltage characteristics of Josephson junctions. Appl.Phys.Lett., 1968, v.12, p.277.
6. D.E.McCumber. Effect of ac impedance on the voltage-current characteristics of superconducting weak-links junctions. J. of Appl. Phys., 1968, v.39, p.3113.
7. K.K.Likharev. Superconducting weak links. Rev. of Modern Phys., 1979, v.51, p.101-159.
8. К.К.Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М., Наука, 1985, 320с.
9. М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев. Эффект Джозефсона в высокотемпературных сверхпроводниках и структурах на их основе. Успехи физических наук, 1990, т.160, вып.5, с.49-87.
10. С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков, А.В.Зайцев. ЖЭТФ, 1979, т.76, с.1816.
11. J.Mannhart, R.Gross, K.Hippler, R.P.Huebener et.al. Spatially resolved observation of supercurrents across grain boundaries in YBaCuO films. Science, 1989, v.245, p.839-841.
12. R.Gross, P.Chaudhari, D.Dimos, A.Gupta, G.Koren. Thermally activated phase slippage in high-T_c grain boundary Josephson junctions.. Phys.Rev.Lett., 1990, v.64, p.228.
13. M.Kawasaki, P.Chaudhari, T.H.Newman, A.Gupta. Submicron YBaCuO grain boundary junction dc SQUID. Appl.Phys.Lett., 1991, v.58, p.2555-2557.
14. D.Deutscher, K.A.Müller. Phys.Rev.Lett., 1987, v.59, p.1745.
15. R.Rifkin, B.S.Deaver, Jr. Current-phase relation and phase dependent

- conductance of superconducting point contacts from rf measurements. Phys.Rev.B, 1976, v.13, p.3894-3901.
16. L.D.Jackel, R.A.Burman, W.W.Webb. Direct measurements of current-phase relation in superconducting weak links. Phys.Rev.B, 1974, v.10, p.2782-2785.
 17. D.K.Lathrop, S.E.Russek, B.H.Moockly et.al. Josephson-like properties of YBaCuO thin film weak links. IEEE Trans. on Magn., 1991, v.27, p.3203-3206.
 18. R.B.Laibowitz, R.H.Koch, A.Gupta et.al. All high-T_c edge junctions and SQUIDS. Appl. Phys. Lett., 1990, v.56, p.686-688.
 19. S.Tanaka. Material; What are the prospects? IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, p.820-827.
 20. J.J.Kingston, F.C.Wellstood, P.Lerch et.al. Multilayer YBaCuO-SrTiO₃-YBaCuO films for insulating crossovers. Appl. Phys. Lett., 1990, v.56, p.189-191.
 21. A.E.Lee, J.F.Burch, R.W.Simon et.al. LaAlO₃-YBaCuO multilayers. IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, p.1365-1368.
 22. J.Clarke. Principles and applications of SQUIDS. Proceedings of IEEE, 1989, v.77, p.1208-1223.
 23. D.Dimos, P.Chaudhari, J.Mannhart and F.K.LeGoues. Orientation dependence of grain boundary critical currents in YBaCuO bicrystals. Phys.Rev.Lett., 1988, v.61, p.219.
 24. D.Dimos, P.Chaudhari and J.Mannhart. Superconducting transport properties of grain boundaries in YBaCuO bicrystals. Phys.Rev.B, 1990, v.41, p.4038.
 25. Z.G.Ivanov, P.A.Nilsson, D.Winkler et.al. Properties of artificial grain boundary weak links grown on Y-ZrO₂ bicrystals. Supercond. Sci. Technol., 1991, v.4, p.439-441.
 26. S.E.Babcock, D.C.Larbalestier. Observations and implications of grain boundary dislocation networks in high-angle YBaCuO grain boundaries. J. Mater. Res., 1990, v.5, p.919-928.
 27. R.Gross, P.Chaudhari, M.Kawasaki and A.Gupta. Scaling behavior in electrical transport across grain boundaries in YBaCuO superconductors. Phys.Rev.B, 1990, v.42, p.10735-10737.
 28. S.E.Russek, D.K.Lathrop, B.H.Moockly et.al. Scaling behavior of YBaCuO thin film weak links. Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, p.1155-1157.
 29. G.Deutscher et. al. Short-coherence length superconductors. IBM J. Res. Develop., 1989, v.33, p.293-298.

30. S.M. Garrison, N. Newman, B.F. Cole, K. Char, R.W. Barton, Appl. Phys. Lett., v. 58, p. 2168, 1991.
31. K. Char, M.S. Colclough, S.M. Garrison, et al., "Bi-epitaxial grain boundary junctions in YBaCuO", Appl. Phys. Lett., v. 59, p. 733-735, 1991.
32. K. Char, M.S. Colclough, L.P. Lee and G. Zaharchuk, "Grain boundary junctions created by bi-epitaxial processes", Physica C, v. 185-189, p. 2561-2562, 1991.
33. K. Char, M.S. Colclough, L.P. Lee, and G. Zaharchuk, "Extension of the bi-epitaxial Josephson junction process to various substrates", Appl. Phys. Lett., v. 59, p. 2177-2179, 1991.
34. M. Siegel, F. Schmidl, K. Zach, E. Heinz, et al., "Noise properties of DC-SQUIDS on YBaCuO-thin films", Physica C, v. 180, p. 288-292, 1991.
35. C.L. Jia, B. Kabus, K. Urban, K. Herrmann et al., Physica C, v. 175, p. 545, 1991.
36. A.I. Braginski, "High temperature Josephson devices", Physica C, v. 185-189, p. 391-402, 1991.
37. J.S. Martens, T.E. Zipperian, G.A. Vawter, D.S. Ginley, V.M. Hietala, and C.P. Tigges, "Tl-Ca-Ba-Cu-O Step-Edge Josephson Junctions", Submitted to Appl. Phys. Lett., 3/2/92.
38. G. Friedl, B. Roas, L. Schultz, B. Hillenbrand, Proceedings ISEC 3, Stratchclyde, 1991, p. 127.
39. K. Herrman, Y. Zang, G.J. Cui, J. Schubert et al., Proceedings ISEC 3, Stratchclyde, 1991, p. 127.
40. B.D. Hunt, M.C. Foot and L.J. Bajuk, "All high T_c edge geometry weak links utilizing YBaCuO barrier layers", Appl. Phys. Lett., v. 59, p. 982-984, 1991.
41. D.K. Chin, T. Van Duzer, "Novel all-high- T_c epitaxial Josephson junction", Appl. Phys. Lett., v. 58, p. 753-755, 1991.
42. J. Gao, W. Aarnink, G.J. Gerritsma, D. Veldhuis, H. Rogalla, "Preparation and properties of all high T_c SNS-type edge DC SQUIDS", IEEE Trans. Magn., v. 27, p. 3062-3065, 1991.
43. J.B. Barner, C.T. Rogers, A. Inam, R. Ramesh, S. Bersey, "All a-axis oriented YBaCuO-PrBaCuO-YBaCuO Josephson device operating at 80K", Appl. Phys. Lett., v. 59, p. 742-745, 1991.
44. M.S. DiIorio, S. Yoshizumi, K.Y. Yang, J. Zhang, M. Maung, "Practical high T_c Josephson junctions and dc SQUIDS operating above 85K", Appl. Phys. Lett., v. 58, p. 2552-2554, 1991.

45. G. Koren, E. Polturak, E. Aharoni, D. Cohen. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 58, p. 634.
46. J.S. Martens, V.M. Hietala, T.E. Zipperian, G.A. Vawter, D.S. Ginley, C.P. Tigges, T.A. Plut, and G.K.G. Hohenwarter, "Fabrication of Tl-Ca-Ba-Cu-O Step-Edge Josephson Junctions with Hysteretic Behavior", Submitted to Appl. Phys. Lett., 2/24/92.
47. Z.G. Ivanov, P.A. Nilsson, D. Winkler, et al. Weak links and dc SQUIDS on artificial nonsymmetric grain boundaries in YBaCuO. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, p. 3030.
48. P.A. Rosenthal, M.R. Beasley, K. Char, et al. Flux focusing effects in planar thin-film grain-boundary Josephson junctions. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, p. 3482-3484.
49. G. Deutscher, R.W. Simon. J. of Appl. Phys., 1991, v. 69, p. 4137.
50. L.N. Greene et al. Studies of proximity effect and tunneling in YBaCuO/metal layered films. Physica C, 1989, v. 163-164, p. 1069-1070.
51. E.J. Tarte, H.W. Lean, Z.H. Barber et al. The proximity effect between YBaCuO and silver. Physica C, 1991, v. 185-189, p. 2575-2576.
52. J. Yoshida, B.T. Hashimoto, S. Inoue et al. ISEC'91 Extended Abstracts, 1991, p. 382.
53. R.H. Ono, J.A. Bell, M.W. Cromar et al. High- T_c superconductor-normal metal-superconductor Josephson microbridges with high-resistance normal metal links. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, p. 1126-1128.
54. M.A.M. Gijs, J.B. Giesberg, F. van Delft et al. Submicron YBaCuO-Ag-YBaCuO superconductor proximity junctions. Appl. Phys. Lett., 1991, v. 59, p. 1223-1235.
55. M. Yu. Kupriyanov, K.K. Likharev. Towards the quantitative theory of the high- T_c Josephson junction. IEEE Trans. Magn., 1991, v. 27, p. 2460-2463.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа 1992 года.

Полушкин В.Н.

D13-92-339

Основы для разработки высокотемпературных сквидовских систем в интегральном исполнении. Часть I. Джозефсоновские переходы

Рассмотрено современное состояние дел в области создания интегральных высокотемпературных джозефсоновских переходов и сквидов. Проанализированы перспективы использования новых датчиков для построения сверхвысокочувствительной измерительной аппаратуры. Показано, что ВТСП-сквиды способны оказать серьезное влияние на общее развитие информационно-измерительной техники, так как на их основе может быть создан ряд базовых микроэлектронных устройств нового поколения.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод автора

Polushkin V.N.

D13-92-339

The Bases for the Development of High-Temperature Integrated SQUID-Systems.
Part I. Josephson Junctions

The current state of high- T_c superconducting thin-film Josephson junctions and SQUIDS developing is reviewed. The prospects of application of new devices in supersensitive measurement apparatus are analyzed. It is shown that high T_c SQUIDS are able seriously to influence further development of information and measurement engineering as on their base the series of microelectronic elements and devices of new generation can be built.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992