

УДК 537.312.62

З. Г. ИВАНОВ, О. В. СНИГИРЕВ, Е. С. СОЛДАТОВ,
Ю. В. МАСЛЕННИКОВ, А. В. ЧЕРВЯКОВ, В. Л. ГОЛУБЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ СЭНДВИЧЕЙ С ПРОСЛОЙКОЙ ИЗ ВИСМУТА

Исследованы джозефсоновские сэндвичи типа SNS с прослойкой из висмута. Измерена длина когерентности в тонких пленках висмута, оказавшаяся равной 30 ± 10 нм, что значительно меньше полученной ранее оценки. Показано, что при правильном выборе материалов сверхпроводящих электродов могут быть реализованы джозефсоновские переходы, имеющие значения характерного напряжения порядка 1 мВ и нормального сопротивления порядка 1 Ом при площади 1 мкм².

Введение

Джозефсоновские переходы типа сэндвича SNS , в которых слабая связь [1] между двумя сверхпроводящими электродами S создается вследствие разделения их достаточно тонкой прослойкой нормального металла N , впервые были получены в 1969 г. [2]. Значения характерного джозефсоновского напряжения V_c и нормального сопротивления R для этих структур оказались очень малыми ($V_c \leq 10^{-7}$ в; $R \leq 10^{-5}$ Ом), поэтому с точки зрения возможных приложений они не вызвали интереса.

Несколько позднее были получены сэндвичи SN^*S , в которых в качестве прослойки использовался сильно легированный полупроводник [3,4], близкий по своим характеристикам к нормальному металлу. Высокие значения электрофизических параметров этих сэндвичей ($V_c \geq 1$ мВ; $R \sim 1$ Ом) и безгистерезисная вольт-амперная характеристика (ВАХ) сразу сделали эти структуры одним из наиболее перспективных типов джозефсоновских элементов. Однако технология получения таких структур требует достаточно жесткого контроля уровня легирования материала прослойки.

Примерно в это же время в теоретических работах [5-7] было показано, что столь же высокие значения параметров джозефсоновской структуры могут быть получены и в «грязных» SNS сэндвичах с резкой SN границей при значениях температуры T , не слишком близких к критической температуре электродов. Для этого толщина прослойки d должна удовлетворять двум условиям

$$\kappa \ll d/\xi \ll 1. \quad (1)$$

В этом выражении κ — параметр, характеризующий степень подавления сверхпроводящих свойств сверхпроводника на границе с N слоем по сравнению с равновесным значением в глубине S электродов:

$$\kappa = \frac{\sigma}{\sigma_s} \frac{\xi_s}{\xi}. \quad (2)$$

Величины σ_s , σ и ξ_s , ξ — остаточные проводимости и длины когерентности S и N слоев.

Из выражения (1) следует, что наиболее подходящими для прослойки являются материалы с малыми значениями σ и относительно большими значениями ξ .

1. Висмут как возможный материал прослойки

Анализ известных данных о величинах σ и ξ показывает, что аномально низкое значение σ имеет Bi в тонких пленках, где остаточное значение $\sigma \approx 5 \cdot 10^2 \text{ (ом} \cdot \text{см)}^{-1}$ [8]. При этом по оценкам, сделанным в работе [9], Bi имеет достаточно большое значение $\xi \approx 170 \text{ нм}$.

Такие значения σ и ξ позволяли надеяться на получение SNS сэндвичей с прослойкой из Bi, имеющих значения характерных джозефсоновских параметров V_c и R того же порядка, что и в работах [3,4], при существенно облегченной технологии. Действительно, сочетание Bi с практически любым сверхпроводящим материалом позволяет получить значения $\kappa \sim 10^{-2}$, а при приведенных выше значениях ξ можно получить отношение $d/\xi \leq 1$ с вполне реалистическими значениями $d \sim 100 \text{ нм}$.

Понятно, что условия (1) носят лишь необходимый характер, и при создании реальной джозефсоновской структуры важную роль играют многочисленные условия технологической совместимости материалов прослойки и электродов. Выяснить характер и выполнимость этих условий можно лишь экспериментальным путем.

Целью настоящей работы являлось определение свойств Bi как материала прослойки джозефсоновских структур типа сэндвича SNS.

2. Исследование SNS сэндвичей с прослойкой из висмута

2.1. SNS сэндвичи Pb—Bi—Pb

На первом этапе исследований были предприняты попытки изготовить SNS сэндвичи (рис. 1) последовательным термическим напылением слоев свинца, висмута и вновь свинца без разрыва ваку-

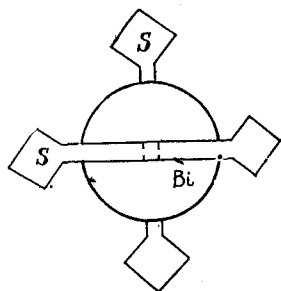


Рис. 1. Исследуемые SNS сэндвичи.

ума на хорошо очищенную ситаловую подложку. Для предотвращения сплавления и взаимной диффузии S и N материалов подложка охлаждалась проточной водой. Исследуемые сэндвичи представляли собой две взаимно перпендикулярные полоски из пленок сверхпроводящих металлов шириной 0,1—0,2 мм и толщиной $\sim 250 \text{ нм}$, разделенные диском (диаметром 3 мм) из Bi толщиной 80—300 нм. Формирование конфигурации электродов проводилось масками.

Результаты первых экспериментов показали, что в широкой области условий напыления (вакуума в камере и определенных скоростей конденсации пленок) в области перехода образуются сверхпроводящие закоротки (критический ток сэндвича равен критическому току электродов). В то же время контрольная пленка Bi, нанесенная на расположенную рядом подложку, имела остаточное удельное сопротивление $(2 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ ом} \cdot \text{см}$ при толщине 300 нм, что совпадало с данными работы [9]. Таким образом, можно было предположить, что пленка Bi в области перехода претерпевает какие-то превращения либо в процессе ее напыления на нижний электрод, либо при нанесении верхнего электрода.

Проанализировав результаты более чем 50 экспериментов, мы пришли к выводу, что пары Bi, воздействуя на пленку нижнего электрода (Pb) с относительно низкой температурой плавления ($T_{\text{пл}} \sim 600 \text{ К}$), вследствие недостаточного теплоотвода образуют в области перехода сверхпроводящий сплав Pb с Bi.

2.2. SNS сэндвичи, напыленные на охлаждаемую подложку

Во избежание сплавления пленок, нарушающего SN границу в сэндвичах, при изготовлении SNS структур было применено осаждение металлов на сильно охлажденную подложку (77 К). При нанесении пленок Bi со скоростями 0,3 нм/сек и более было обнаружено механическое разрушение пленок Bi в виде трещин шириной до 10 мкм, разделяющих «островки» Bi с линейными размерами около 100 мкм.

В результате проведенной серии экспериментов было установлено, что минимальная температура подложки, выше которой разрушения отсутствовали, равна 240 К. Это значение хорошо согласуется с данными о температуре рекристаллизации пленок висмута $T_p \approx 200$ К [10, с. 26]. В связи с этим разрушение пленок можно считать следствием внутренних напряжений, которые вызваны их рекристаллизацией, происходящей при отогреве пленок, напыленных при температуре подложки, меньшей T_p . К сожалению, температура ~ 240 К оказалась недостаточно низкой для устранения сплавления пленок во время напыления.

2.3. Сэндвичи Pb—Al—Bi—Al—Pb и Pb—Cu—Bi—Cu—Pb

После выяснения того, что формирование резких SN границ в SNS сэндвичах с электродами из мягких металлов является сложной задачей, была предпринята попытка изготовить структуры Pb—Al—Bi—Al—Pb и Pb—Cu—Bi—Cu—Pb, в которых пленки алюминия и меди играли роль буферного материала. По существующим данным [11, с. 205], Al и Cu не образуют твердых растворов с Bi и обладают хорошими транспортными свойствами: их длина когерентности составляет при 4,2 К примерно 500 нм для Al и 40 нм для Cu [12, 13, с. 207]. При толщине пленок такого же порядка эти металлы должны были предотвратить сплавление электродов и прослойки, не ухудшая при этом джозефсоновские свойства сэндвичей. Однако в последующих экспериментах обнаружилось отсутствие критического тока в таких структурах, а оже-спектрограмма образцов показала, что слой Al, надежно отделив Pb от Bi, частично проник в Bi так, что его концентрация составила около 20 ат. %.

Отсутствие критического тока в структурах можно было объяснить, во-первых, тем, что длина корреляции Bi могла сильно уменьшиться из-за примеси Al, и, во-вторых, тем, что величина ξ даже в чистых пленках Bi может быть существенно меньше, чем указано в работе [9].

3. Определение длины когерентности в пленках висмута

Для определения величины ξ в пленках Bi был выбран метод, основанный на измерении зависимости характерного джозефсоновского напряжения V_c от толщины d нормальной прослойки в SNS структурах, в которых один из сверхпроводящих электродов отделяется от нормального металла тонким слоем изолятора I . Как было показано в ряде работ (см., например, [14, 15]), зависимость $V_c(d)$ в SNS структурах имеет экспоненциальный характер:

$$V_c(d) \sim \exp(-d/\xi), \quad (3)$$

следовательно, измерение V_c для сэндвичей с разной толщиной прослоек позволяет непосредственно определить величину ξ .

В одном технологическом цикле изготавливались три образца: два сэндвича SNS с прослойкой из Bi и один туннельный переход SIS. Это позволяло контролировать воспроизводимость свойств сэндвичей, а также качество окисного слоя и влияние на него прослойки Bi.

Напыление производилось в промышленной установке УВН-2М при давлении $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ тор. Скорость напыления нижнего электрода состав-

ляла ~ 15 нм/сек. Прослойка Bi и верхний электрод напылялись со значительно меньшей скоростью (~ 2 нм/сек) для уменьшения сплавления.

После изготовления первый сэндвич практически сразу (после 10-минутной подготовки при комнатной температуре) погружался в жидкий гелий и измерялись его характеристики, второй сэндвич и туннельный переход измерялись через 8—10 часов. Измеренные характеристики двух сэндвичей хорошо совпадали, что свидетельствовало о воспроизводимости структур и их стабильности во времени. Нормальное сопротивление трех переходов совпадало. Образцы обычно не переносили повторного термостатирования до гелиевых температур.

3.1. Сэндвичи Pb—I—Bi—Pb

Первая серия SINS переходов была изготовлена на основе свинцовых электродов с толщиной прослойки висмута ~ 300 нм. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) таких сэндвичей были аналогичны ВАХ переходов

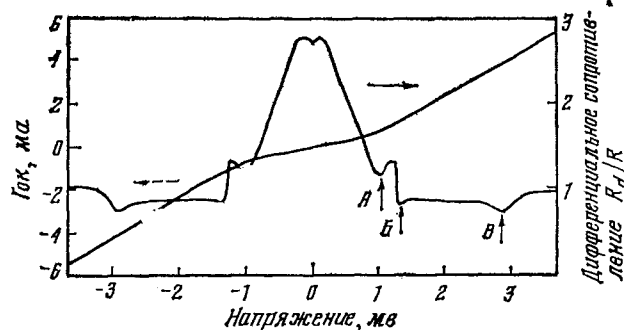


Рис. 2. ВАХ и $R_d(V)$ структуры Pb—I—Bi—Pb (образец C2), $d = (180 \pm 20)$ нм, $I_c = (100 \pm 10)$ мкА, $R = (0,65 \pm 0,05)$ ом. Щелевые особенности:
 А — $(\Delta_{Pb} - \Delta_{Bi})/e \approx 1,1$ мВ; Б — $(\Delta_{Pb} + \Delta_{Bi})/e \approx 1,4$ мВ; В — $(\Delta_{Pb} + \Delta_{Pb})/e \approx 2,9$ мВ.

типа SIN с ясно выраженной щелевой особенностью при напряжении $V \approx 1,2$ мВ, что соответствует энергетической щели Pb. Сверхток через структуру отсутствовал. Этот результат свидетельствовал о том, что, во-первых, верхний электрод по крайней мере не полностью сплавился с Bi и, во-вторых, длина корреляции ξ действительно много меньше ожидаемой.

Для проверки этих утверждений при изготовлении следующих серий переходов толщина прослойки Bi последовательно уменьшалась. При $d \approx 180$ нм в структуре появился сверхток, ВАХ структуры имела туннельный характер с выраженными щелевыми особенностями при напряжениях $V \approx 1; 2$ и $2,9$ мВ (рис. 2). При снятии характеристик сверхток был подавлен магнитным полем.

В дальнейшем было проведено подробное исследование четырех серий сэндвичей с толщиной прослойки висмута 140; 120; 80 и 40 нм. Установлено, что с уменьшением толщины прослойки щелевые осо-

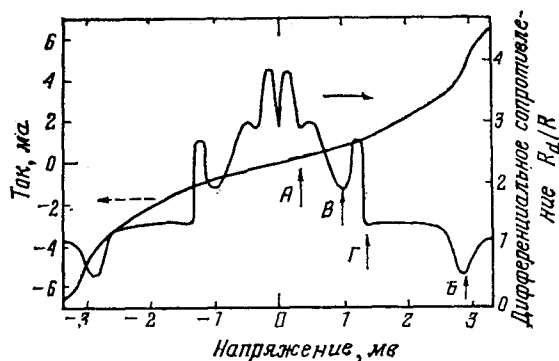


Рис. 3. ВАХ и $R_d(V)$ структуры Pb—I—Bi—Pb (образец C4), $d = (80 \pm 10)$ нм, $I_c = (1 \pm 0,05)$ мА, $R = (0,5 \pm 0,05)$ ом. Щелевые особенности:
 А — $(\Delta_{Bi} - \Delta_{Pb})/e \approx 0,4$ мВ; Б — $(\Delta_{Pb} + \Delta_{Pb})/e \approx 2,9$ мВ; В — $(\Delta_{Pb} - \Delta_{Bi})/e \approx 1$ мВ; Г — $(\Delta_{Pb} + \Delta_{Bi})/e \approx 1,4$ мВ.

бенности имеют все более выраженный характер. Типичная одночастичная ВАХ и зависимость дифференциального сопротивления от напряжения для относительно тонкой прослойки показаны на рис. 3. Щелевые особенности при напряжениях $V \approx 0,4$ и $2,9$ мВ можно объяснить лишь в предположении о частичном сплавлении Вi с верхним электродом, в результате чего образуется сверхпроводящее соединение с более высокими, чем у Pb, критической температурой и энергетической щелью.

Это предположение хорошо согласуется с имеющимися в литературе данными. Так, в ряде работ [18–19] в тонких пленках было обнаружено существование устойчивого сверхпроводящего сплава $Pb_{70}Bi_{30}$, обычно называемого β -фазой (твердый раствор Вi в химическом соединении Pb_3Bi).

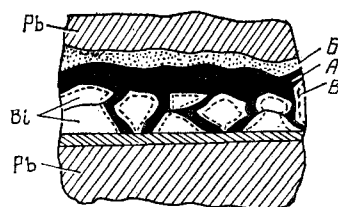
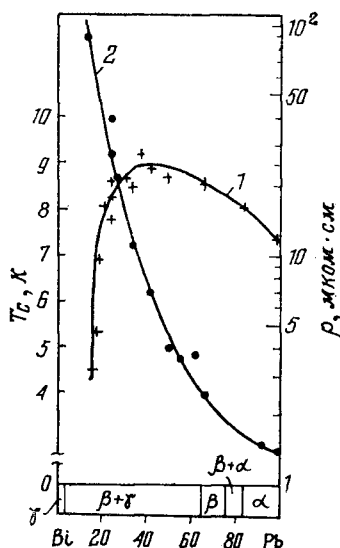


Рис. 4. Диаграмма состояний при температурах ниже 400 К, критическая температура (1) и удельное остаточное сопротивление (2) системы Pb—Bi (α — твердый раствор Вi в Pb; β — устойчивый сплав — твердый раствор Вi в химическом соединении Pb_3Bi (имеет плотноупакованную гексагональную структуру); γ — твердый раствор Pb в Вi).

Рис. 5. Модель структуры Pb—I—Bi—Pb: А — β -фаза, получающаяся при проникновении Pb по границам зерен Вi; Б — эвтектика $\alpha + \beta$, переходная область между α - и β -фазами; В — эвтектика $\beta + \gamma$, переходная область между β - и γ -фазами.

Как следует из приведенной в нижней части рис. 4 диаграммы [20, с. 198–211], область существования этого сплава довольно узкая, а при увеличении концентрации висмута или свинца β -фаза образует с ними эвтектики. На этом же рисунке приведены полученные нами зависимости критической температуры и остаточного удельного сопротивления системы Pb—Bi. Хорошо видно, что критическая температура пленки из β -фазы равна 8,5 К, что больше, чем у Pb, и соответствует энергетической щели $\Delta_{\beta/e} \approx 1,65$ мВ. С другой стороны, положение суммарной щелевой особенности на ВАХ исследуемых нами сэндвичей (2,9 мВ) не изменялось более чем на 0,1 мВ при варьировании в широких пределах толщины напыляемых пленок и скоростей их напыления, что дает основания идентифицировать ее с особенностью ($\Delta_{Pb} < \Delta_{\beta/e}$).

Единственная гипотеза о микроструктуре сэндвича, которая может объяснить такую структуру ВАХ, заключается в том, что Pb из верхнего слоя диффундирует в пленку Вi (скорее всего, по границам зерен этой пленки), образуя прослойки β -фазы, с параметром щели $\Delta_{\beta/e} = (1,65 \pm 0,06)$ мВ (рис. 5). С уменьшением толщины пленки Вi удельный вес тока по β -фазе увеличивается, обеспечивая увеличение критического тока и величины особенностей при напряжениях 0,4 и 2,9 мВ (см. рис. 2 и 3).

Предложенная модель может объяснить и пару близких особенностей при напряжении $V \approx 1,2$ мВ $\approx \Delta_{Pb/e}$. Как показали наши измерения T_c и ρ системы Pb—Bi (см. рис. 4), уже малые ($\sim 15\%$) концентрации Pb в Вi делают материал сверхпроводником с критической температурой, рав-

ной нескольким градусам Кельвина. Естественно считать, что такие концентрации Pb существуют, по крайней мере, в тех частях зерен Bi, которые примыкают к прослойкам β -фазы. Вследствие этого в спектре возбуждений Bi появляется энергетическая щель величиной 0,1—0,2 мв. Это и приводит к наблюдаемой паре особенностей при $V \cong (\Delta_{Pb} \pm \Delta_{Bi})/e$.

На основании такой картины можно было предположить, что при напылении β -фазы с небольшим избытком Bi в качестве верхнего электрода сплавление его с Bi будет уменьшаться.

3.2. Сэндвичи Pb—I—Bi— β

Образцы первой серии этих сэндвичей были изготовлены с толщиной прослойки Bi около 180 нм. В отличие от сэндвичей со свинцовым верхним электродом, при такой же толщине Bi сверхток отсутствовал. Это свидетельствовало об уменьшении сплавления верхнего электрода с Bi.

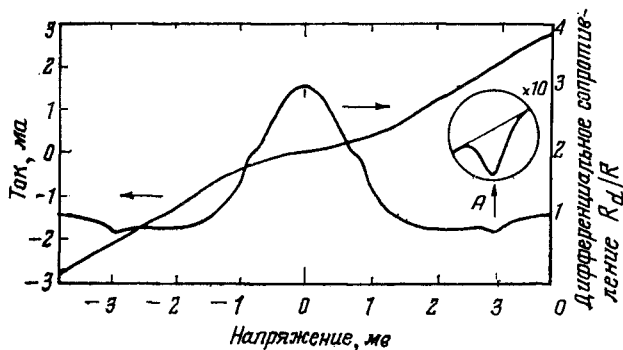


Рис. 6. ВАХ и $R_d(V)$ структуры Pb—I—Bi— β (образец СС3), $d = (90 \pm 10)$ нм, $I_c = 50 \pm 5$ мкА. Щелевая особенность: A — $(\Delta_{\beta} + \Delta_{Pb})/e \approx 2,9$ мв.

Вторая серия была изготовлена с толщиной прослойки висмута ≈ 80 нм. ВАХ и зависимость $R_d(V)$ этих сэндвичей показаны на рис. 6. Из графика $R_d(V)$ видно, что небольшая щелевая особенность суммарной щели $\Delta_{Pb} < \Delta_{\beta}$ все-таки имеется, что свидетельствует о слабом проникновении β -фазы через Bi до окисного слоя.

Оценку вклада областей β -фазы в сверхток структуры можно провести следующим методом обработки зависимости $R_d(V)$. Известно [21], что при температурах, не близких к критической, критический ток туннельного перехода SIS не превышает скачок δI квазичастичного тока при $V = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$. Поэтому

$$I_{c\beta} \leq \delta I|_{V=(\Delta_1+\Delta_2)/e} = \int R_d^{-1}(V) dV, \quad (4)$$

где $I_{c\beta}$ — критический ток суммарного туннельного перехода SI/ β с электродами из Pb и β -фазы, а интеграл берется по окрестности точки $V = (\Delta_{Pb} + \Delta_{\beta})/e$. Можно убедиться в том, что ток через β -фазу не превышает 15% критического тока SINS сэндвича.

Таким образом, нам удалось добиться того, что ток, связанный с эффектом близости β —Bi, стал преобладающим. После этого были изготовлены шесть серий образцов с толщиной прослойки Bi от 120 до 40 нм. Во всех образцах вклад β -фазы в критический ток не превышал 20%, а зависимость критического тока от магнитного поля имела дифракционный характер, что свидетельствовало о наличии однородного окисного слоя без закороток и об отсутствии эффекта самоограничения сверхтока. Последнее позволяло считать плотность критического тока пропорциональной полному критическому току структуры.

Зависимость $V_c(d)$ для сэндвичей $\text{Pb—I—Bi—}\beta$, показанная на рис. 7, имеет экспоненциальный характер. Обработка этого графика позволила определить значение длины когерентности в тонких пленках Bi , которое оказалось равным 30 ± 10 нм.

Таким образом, длина корреляции ξ в пленках Bi оказалась значительно меньше тех оценок, которые проводились ранее на основании данных о фермиевской скорости v_F в чистых монокристаллах Bi . Возможно, что такое расхождение связано с эффектом присутствия в висмуте свинца в виде твердого раствора (γ -фазы) или со значительно меньшими значениями v_F в тонких поликристаллических пленках. Что касается экспериментальных результатов исследования тонкопленочных мостиков с перемычкой из Bi , в которых эффект Джозефсона со значительными V_c был получен при длине мостиков $0,3\text{--}0,5$ мкм [9, 22], то с учетом наших данных их можно объяснить образованием β -фазы по границам зерен висмута в перемычке. Простые оценки показывают, что такая гипотеза приводит к совместимым величинам критического тока и нормального сопротивления мостиков.

4. Обсуждение результатов

Проведенные исследования позволили выделить важнейшие свойства Bi как материала прослойки SNS сэндвичей.

Во-первых, пленки Bi действительно обладают аномально низкой проводимостью $\sigma \approx 5 \cdot 10^2$ (ом $\cdot$ см) $^{-1}$, однако при этом длина когерентности не так велика, как считалось ранее, и составляет всего 30 ± 10 нм.

Во-вторых, Bi не позволяет сформировать резкую SN границу с нижним электродом из мягкого сверхпроводника. В то же время при напылении на Bi верхнего S электрода, состоящего из β -фазы с избытком Bi , может быть сформирована достаточно резкая SN граница.

В связи с такими свойствами Bi следует, что нижний электрод необходимо напылять из жесткого сверхпроводника типа Nb, что позволит сформировать резкую нижнюю SN границу. Толщина прослойки Bi не должна превосходить $40\text{--}80$ нм. В качестве верхнего электрода можно использовать β -фазу с избытком Bi . При толщине прослойки ~ 80 нм и площади сэндвича ~ 1 мкм 2 нормальное сопротивление должно составлять около 1 ом, а V_c — примерно $0,3\text{--}1$ мВ. Джозефсоновский переход с такими параметрами является близким к оптимальному.

Наши предварительные эксперименты со структурами Nb—Bi—Pb показали, что перед нанесением слоя Bi поверхность нижнего электрода необходимо очищать, даже если напыление производится без разрыва вакуума. Технология очистки поверхности в настоящее время хорошо известна, и в целом не видно препятствий на пути реализации высококачественных джозефсоновских переходов типа SNS с прослойкой из Bi при правильном выборе материалов сверхпроводящих электродов.

Авторы благодарны К. К. Лихареву, М. Ю. Куприянову, В. К. Семёнову, Л. С. Кузьмину, Ю. И. Кузнецову за многочисленные дискуссии и ценные советы, способствовавшие завершению данной работы.

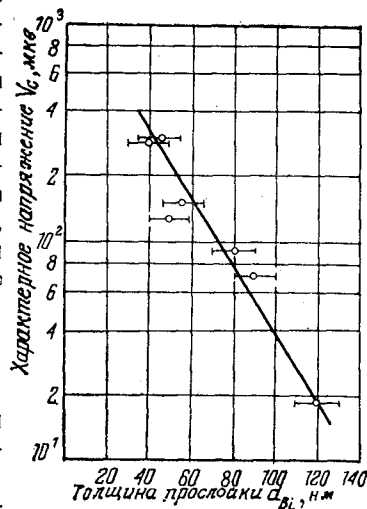


Рис. 7. Зависимость $V_c(d)$ для структур $\text{Pb—I—Bi—}\beta$ (основная погрешность при определении ξ связана с погрешностью измерения толщины прослойки Bi).

Z. G. IVANOV, O. V. SNIGIRYOV, E. S. SOLDATOV, Yu. V. MASLENNIKOV,
A. V. CHERVYAKOV, and V. A. GOLUBEV

A STUDY OF JOSEPHSON SANDWICHES WITH BISMUTH INTERLAYER

Josephson sandwiches of the SNS type with bismuth as the interlayer were studied. The measured coherence length in thin Bi films is 30 ± 10 nm which is essentially less than the earlier estimates. It is shown that, choosing appropriate material for the superconducting electrodes, Josephson junctions could be produced with the characteristic voltage of order 1 mV and the normal resistance of order 1 Ohm with area of order $1 \mu m^2$.

LIST OF SYMBOLS

V_c , characteristic Josephson voltage; R , resistance of the Josephson structure in the normal state; d , film thickness; σ , conductivity; ξ , coherence length; T , temperature; T_n , melting temperature; T_p , recrystallization temperature; T_c , critical temperature; R_d , differential resistance; V , voltage; Δ , energy gap; I_c , critical current; v_F Fermi velocity.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1. The studied SNS sandwiches.

Fig. 2. $I-V$ curve and $R(V)$ for a Pb-I-Bi-Pb structure with $d = (180 \pm 20)$ nm, $I_c = (100 \pm 10)$ μA ; $R = (0.65 \pm 0.05)$ Ohm. The supercurrent is depressed with a magnetic field. Gap parameters: $A - (\Delta_{Pb} - \Delta_{Bi})/e \approx 1.1$ mV; $B - (\Delta_{Pb} + \Delta_{Bi})/e \approx 1.4$ mV; $B - (\Delta_{Pb} + \Delta_{Bi})/e \approx 2.9$ mV.

Fig. 3. $I-V$ curve and $R(V)$ for a Pb-I-Bi-Pb structure. $d = (80 \pm 10)$ nm; $I_c = (1 \pm 0.05)$ mA; $R = (0.5 \pm 0.05)$ Ohm; Gap parameters: $A - (\Delta_B - \Delta_{Pb})/e \approx 0.4$ mV, $B - (\Delta_n + \Delta_p)/e \approx 2.9$ mV; $B - (\Delta_{Pb} - \Delta_{Bi})/e \approx 1$ mV; $\Gamma - (\Delta_{Pb} + \Delta_{Bi})/e \approx 1.4$ mV.

Fig. 4. Composite phase diagram of the Pb-Bi system for temperatures below 400. K. Critical temperature (1) and residual resistivity (2) of the Pb-Bi system. α is the Bi in Pb solid solution; β is the stable alloy—solid solution Bi in the chemical compound Pb_3Bi (this phase has close packed hexagonal structure); γ , Pb in Bi solid solution.

Fig. 5. A model of the Pb-I-Bi-Pb structure. $A - \beta$ phase arising when Pb penetrates Bi granules; $B -$ eutectic compound $\alpha + \sigma$ an intermediate state between the α and β phases; $B -$ eutectic compound $\sigma + \gamma$, an intermediate state between the β and γ phases.

Fig. 6. $I-V$ curve and $R_d(V)$ for a Pb-I-Bi-Pb structure with $d = (90 \pm 10)$ nm and $I_c = 50 \pm 5$ μA . Gap parameter: $A - (\Delta_p + \Delta_{Pb})/e \approx 2.9$ mV.

Fig. 7. Characteristic voltage $V_c = I_c R$ as a function of the interlayer thickness d for Pb-I-Bi- β structures. The main contribution to the experimental error is due to the interlayer thickness measurement error.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лухарев К. К. Сверхпроводящие слабые связи; стационарные процессы.— УФН 1979, 127, вып. 2, с. 185—220.
2. Clarke J. Supercurrent in Pb-Bi sandwiches.— Proc. Roy. Soc. A, 1969, 308, N 1495, p. 447—471.
3. Silicon-barrier Josephson junction in complanar and sandwiches configuration /Shefter M., Maan—Sango J., Raley N., Urlich B. T., Van—Duzer T. IEEE Trans. Magn., 1977, 13, N 1, p. 862—865.
4. Hu E. L., Jackel L. D. Erworth R. W. Adjustable tunneling transmission for Josephson junctions with Sn-Ge barriers — J. de phys., 1978, 39, N 8, p. C6—1238—1239.

5. Лихарев К. К. Соотношение $J_s(\varphi)$ для SNS мостиков переменной толщины.— Письма в ЖТФ, 1976, 2, № 1, с. 29—34.
- §6. Boundary conditions for the Usadel equations and properties of dirty SNS sandwiches / Ivanov Z. G., Kuprijanov M. J., Likharev K. K., Snigirev O. V.— J. de Phys., 1978, 39, N 8, p. C6-556—557.
7. Граничные условия для уравнений Эйленбергера и Узаделя и свойства «грязных» SNS сэндвичей/Иванов З. Г., Куприянов М. Ю., Лихарев К. К., Мериакри С. В., Снигирев О. В.— ФНТ, 1981, 7, № 5, с. 560—574.
8. Особенности температурной зависимости сопротивления тонких пленок висмута /Комник Ю. Ф., Бухштаб Е. И., Никитин Ю. В., Андриевский В. В.— ЖЭТФ, 1971, 60, вып. 2, с. 669—687.
9. Semimetal barrier planar Josephson junctions/Ohta H., Feldman M. J., Parrish P. T., Chiao R. Y. Rev. Phys. Appl., 1974, 9, N 1, 187—190.
10. Комник Ю. Ф.; Физика металлических пленок; М.: Атомиздат, 1979. 262 с.
11. Эллиот П. Структура двойных сплавов. М. Атомиздат, 1979. 454 с.
12. Clarke J. Finite-voltage behavior of Pb—Cu—Pb junctions.— Phys. Rev. B, 1971, 4, N 9, p. 2963—2977.
13. Майселл Л., Глаен Р. Технология тонких пленок. Т. 2. М.: Сов. радио, 1977. 768 с.
14. Greenspoon S., Smith H. J. Study of the superconducting proximity effects by Josephson tunneling.— Canad. J. Phys., 1971, 49, N 10, p. 1350—1360.
15. Wilson J. A., Chaikin P. M. Tunneling investigations of Zn—Pb proximity sandwiches.— J. Low Temp. Phys., 1979, 35, N 1/2, p. 135—146.
16. Adler J. G., Ng S. Q. A study of superconductivity in Pb—Bi alloys using electron tunneling technique.— Canad. J. Phys., 1975, 43, N 4, p. 594—604.
17. Бородай Б. И., Зильберман Л. А., Свистунов В. М. Исследование многофазных немагнитных систем методом электронного туннелирования.— В кн.: Материалы 20-го Всесоюз. совещ. по физике низких температур. М., 1979, ч. 3, с. 72—74.
18. Огрин Ю. Ф. Низкотемпературные тонкопленочные реакции в структуре Pb—Bi.— Письма в ЖТФ, 1980, 6, № 7, с. 435—439.
19. Dynes R. C., Rowell J. M. Influence of electron-per-atom ratio and phonon frequencies on the superconducting transition temperature of lead alloys.— Phys. Rev. B, 1975, 11, N 5, p. 1884—1894.
20. Вол А. Е. Строение и свойства двойных металлических систем. Т.2. М.: Физматгиз, 1962. 982 с.
21. О знаке интерференционной компоненты тока в сверхпроводящих туннельных переходах/Зорин А. Б., Кулик И. О., Лихарев К. К., Шриффер Дж. Р.— ФНТ, 1979, 5, № 10, с. 1138—1157.
22. Высокоомные сверхпроводящие мостики с перемычкой из висмута/Гудков А. А., Лихарев К. К., Снигирев О. В., Солдатов Е. С., Тинчев С. С., Ханин В. В.— Письма в ЖТФ, 1979, 6, № 19, с. 1206—1211.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
22 января 1981 г.