

PACS numbers: 73.40.Gk, 74.25.Sv, 74.45.+c, 74.50.+r, 74.70.Ad, 74.78.-w, 85.25.-j

Туннельные переходы на основе тонких плёнок MgB_2 с разными функциями распределения прозрачностей

А. П. Шаповалов, С. Ю. Ларкин*, В. Е. Шатерник**, Т. А. Прихна, В. Л. Носков**, М. А. Белоголовский***

*Институт сверхтвёрдых материалов им. В. Н. Бакуля НАН Украины,
ул. Автозаводская, 2,
04074, Киев, Украина*

**Научно-производственный концерн «Наука»,
ул. Довнар-Запольского, 2/20,
03148 Киев, Украина*

***Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

****Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
ул. Р. Люксембург, 72,
83114 Донецк, Украина*

Получены и исследованы перспективные [1] переходы Джозефсона вида MgB_2 -оксид- $Mo-Re$ -сплав, $Mo-Re$ -сплав-оксид- Pb и $Mo-Re$ -сплав-нормальный металл-оксид-нормальный металл- $Mo-Re$ -сплав. Тонкие ($\cong 50$ – 100 нм) $Mo-Re$ -сверхпроводящие плёнки осаждались на Al_2O_3 подложки с использованием dc-магнетронного метода распыления $Mo-Re$ -мишеней. Тонкие ($\cong 50$ – 100 нм) MgB_2 -сверхпроводящие плёнки осаждались на Al_2O_3 -подложки методом электронно-лучевого испарения бора и термического соиспарения магния. Тонкие плёнки нормальных металлов (Sn, Al, Mg) осаждались на поверхность $Mo-Re$ -плёнок путём термического испарения металлов в вакууме и затем окислялись с целью создания оксидных барьеров создаваемых переходов Джозефсона. Экспериментально измерялись квазичастичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) создаваемых переходов в широком диапазоне напряжений. Для того чтобы исследовать функции распределения прозрачностей барьеров создаваемых переходов выполнялось компьютерное моделирование измеряемых квазичастичных вольт-амперных характеристик в рамках модели многократных андреевских отражений в двойных интерфейсах переходов. Демонстрируется, что исследуемые переходы могут быть описаны как сильно несимметричные двухбарьерные переходы Джозефсона с сильно отличающимися по прозрачности барьерами [2, 3, 4]. Результаты сравнения экспериментальных и рассчитанных квазичастичных вольт-амперных характеристик предлага-

ются и обсуждаются. Экспериментальные зависимости критического тока $I_c(T)$, измеренные для джозефсоновских гетероструктур с различными толщинами металлического слоя d и дозами экспонирования при создании барьеров, существенно отличаются от зависимостей $I_c(T)$, предложенных в рамках теоретической модели Амбегаокара–Баратова (А&В), а также предложенных в рамках теоретической модели Кулика–Омельянука (К&О) вследствие присутствия в гетероструктурах эффекта близости, возникающего в результате увеличения толщины слоя нормального металла d (вплоть до 100 нм).

Одержано та досліджено перспективні [1] Джозефсонові переходи типу MgB_2 -оксид–Мо–Re-стоп, Мо–Re-стоп–оксид–Pb та Мо–Re-стоп–нормальний метал–оксид–нормальний метал–Мо–Re-стоп. Тонкі ($\cong 50$ –100 нм) Мо–Re-надпровідні плівки осаджувалися на Al_2O_3 -підложжя з використанням dc-магнетронної методи розпорошення Мо–Re-цілей. Тонкі ($\cong 50$ –100 нм) MgB_2 -надпровідні плівки осаджувалися на Al_2O_3 -підложжя методом електронно-променевого випаровування бору та термічного одночасного випаровування магнію. Тонкі плівки нормальних металів (Sn, Al, Mg) осаджувалися на поверхню Мо–Re-плівок шляхом термічного випаровування металів у вакуумі та потім оксидувалися з метою утворення оксидних бар'єрів створюваних Джозефсонових переходів. Експериментально вимірювалися квазічастинкові вольт-амперні характеристики (ВАХ) створених переходів у широкому діапазоні напруг. З метою дослідження функцій розподілу прозоростей бар'єрів створених переходів виконувалося комп'ютерне моделювання вимірюваних квазічастинкових вольт-амперних характеристик у межах моделю багаторазових Андреевих відбивань у подвійних інтерфейсах переходів. Демонструється, що досліджувані переходи можуть бути описані як сильно несиметричні двобар'єрні Джозефсонові переходи із сильно розрізняльними за прозорістю бар'єрами [2, 3, 4]. Результати порівняння експериментальних та розрахованих квазічастинкових вольт-амперних характеристик пропонуються та обговорюються. Експериментальні залежності критичного струму $I_c(T)$, виміряні для Джозефсонових гетероструктур з різними товщинами металевого шару d та дозами експонування при створенні бар'єрів, істотно відрізняються від залежностей $I_c(T)$, запропонованих у межах теоретичного моделю Амбегаокара–Баратова (А&В), а також запропонованих у межах теоретичного моделю Кулика–Омел'янчука (К&О), внаслідок присутності в гетероструктурах ефекту близькості, що виникає в результаті збільшення товщини шару нормального металу d (аж до 100 нм).

Perspective Josephson Mo–Re alloy–oxide–Pb, MgB_2 -oxide–Mo–Re alloy, and Mo–Re alloy–normal metal–oxide–normal metal–Mo–Re alloy junctions are fabricated and investigated. Thin ($\cong 50$ –100 nm) Mo–Re superconducting films are deposited on Al_2O_3 substrates using dc magnetron sputtering of Mo–Re targets. Thin ($\cong 50$ –100 nm) MgB_2 superconducting films are deposited on Al_2O_3 substrates using electron-beam-assisted evaporation of boron and thermal coevaporation of magnesium. To investigate transparency distribution of the fabricated junctions' barriers, computer simulations of the measured quasi-particle I – V curves are performed within the scope of the model of multiple Andreev reflections in double-barrier junctions' interfaces. As demonstrated,

the investigated junctions can be described as highly asymmetric double-barrier Josephson junctions with a great difference between the two barrier transparencies [2, 3, 4]. Results of computer simulation of quasi-particles $I-V$ curves of junctions are presented and discussed. The critical current $I_c(T)$ characteristics measured for Josephson heterostructures with different thickness of metal layer, d , and exposure dose, E , essentially deviate from both the Ambegaokar–Baratoff (A&B) behaviour of $I_c(T)$ and the Kulik–Omelianchuk (K&O) curves because of the proximity effect caused by the comparatively high value of d (up to 100 nm).

Ключевые слова: переходы Джозефсона вида MgB_2 -оксид–Mo–Re-сплав, Mo–Re-сплав–оксид–Pb.

(Получено 16 ноября 2010 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Основной проблемой при изготовлении тонкопленочных переходов Джозефсона является проблема уменьшения емкости переходов и одновременно с этим получения высоких значений плотности критического тока Джозефсона. Этого возможно достичь путем миниатюризации переходов Джозефсона с одновременным увеличением прозрачности слоя изолятора (I) в них. Нынешняя ниобиевая (Nb) технология лимитирует возможность миниатюризации переходов до желательных размеров из-за того, что ниобий является сильным геттером. MoRe- и MgB_2 -пленки ведут себя подобно благородным металлам и не являются геттерами, поэтому они являются перспективными с точки зрения миниатюризации переходов Джозефсона на их основе.

Тонкопленочные искусственные туннельные барьеры, как считается, являются аморфными [1, 2] из-за того, что они формируются путем оксидации при комнатной температуре металлических слоев, осажденных на поверхность сверхпроводящего базового электрода. Существует, однако, недостаток литературных данных, посвященных вопросу о возможной кристаллической структуре реальных барьеров и ее влиянии на свойства переходов. Liehr and Ewert сообщили, что низкотемпературная плазменная оксидация толстых алюминиевых пленок, испаренных и осажденных в сверхвысоком вакууме порядка 10^{-10} Торр, приводит к образованию кристаллического барьера из оксида алюминия [3]. Но в случае алюминия, испаряемого в высоком вакууме порядка 10^{-7} Торр, точно такой же процесс оксидации приводит к образованию аморфного барьера из оксида алюминия [3]. Liehr and Ewert [3] предположили, что тип образующегося туннельного барьера, формируемого из оксида, зависит от размера кристаллитов в создаваемых алюминиевых пленках. Очень маленькие кристаллиты получают тогда, когда осаждение ведется в вы-

соком вакууме, где подвижность поверхностных адатомов является более низкой, а скорость появления зародышей, соответственно, более высокой по сравнению со случаем сверхвысокого вакуума, что приводит в результате к образованию аморфного барьера из оксида [2]. Обсуждаемые в литературе барьеры туннельных переходов в виде окисленных металлических слоев обычно изготавливаются в высоком вакууме и на поверхности базового электрода с хорошей кристаллической структурой, вследствие этого аморфность таких барьеров является весьма вероятной, даже если она целенаправленно и не проверяется, и не исследуется [2]. В большинстве случаев эти переходы демонстрируют квазичастичные вольт-амперные характеристики ($I-V$) с хорошо различимой особенностью в виде «целевой» ступеньки тока и с малой проводимостью во «внутрицелевой» области напряжений [2].

Исследователи обычно не измеряют экспериментально такие параметры очень тонких окисленных слоев металла, как их кристаллическую структуру и размер зерен, несмотря на то, что это является очень важной информацией с точки зрения свойств изготавливаемых барьеров. Конечно, сейчас имеются новые возможности экспериментального исследования расположения атомов в барьерах, например, путем использования STM или AFM. Но в реальности ситуация является более сложной. Поскольку мы нуждаемся не только в том, чтобы знать структуру рассматриваемого слоя до и после оксидации, но главным образом в том, чтобы узнать, в конце концов, множество коэффициентов прохождения (именуемых «прозрачностью») для исследуемого реального барьера для того, чтобы оценить свойства создаваемых переходов [4]. Как показано в работах [4–6], эту важную информацию можно получить экспериментально другим путем, а, именно, путем экспериментального измерения квазичастичных вольт-амперных характеристик на постоянном токе ($I-V$) изготавливаемых переходов, и затем компьютерного моделирования их в рамках теоретической модели многократных Андреевских отражений (MAR). Это означает, что является очень актуальным исследование процессов многократных Андреевских отражений квазичастиц в реальных туннельных переходах, создаваемых на основе новых перспективных материалов. Поскольку в барьерах с высокой прозрачностью эти процессы играют все более важную роль и могут, в принципе, контролироваться параметрами процессов изготовления переходов Джозефсона.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Сверхпроводящие Mo-Re-пленки изготавливали осаждением тонких Mo-Re-слоев на различные диэлектрические подложки при комнатной температуре с использованием магнетронного распыления Mo-

Re-мишеней на постоянном токе. Состав мишени и осаждаемой пленки был следующим — 55% Mo и 45% Re. Скорость осаждения составляла обычно $\cong 2$ нм/с. Мы наблюдали, что малые по количеству примеси воды и кислорода в плазме вызывали критическое негативное воздействие на процесс создания Mo–Re-пленок, на процесс растекания слоя алюминия или олова по поверхности Mo–Re-пленок, и на однородность формируемых слоев Al_xO_y или Sn_xO_y в изготавливаемых трехслойных сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник ($S-I-S$) структурах. Поэтому мы разработали и использовали специальную криогенную ловушку для улавливания этих примесей. Сверхпроводящие тонкие MgB_2 -пленки [7, 8] (толщиной 100–300 нм) осаждались на $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$ -подложки. Остаточное давление газов в вакуумной камере составляло $5 \cdot 10^{-5}$ Па в процессе осаждения. Температура осаждения составляла примерно 280–290°C. Магний (Mg) и бор (B) испарялись из молибденовых лодочек термическим методом и из водоохлаждаемых тиглей электронно-лучевым методом, соответственно. Скорость испарения компонентов регулировалась таким образом, чтобы скорости осаждения компонентов составляли 1,5 нм/с у Mg (чтобы компенсировать реиспарение) и 0,07 нм/с у B. Для получения необходимой геометрии образца использовались либо осаждение через молибденовые теневые маски, либо процессы фотолитографии и ионного травления в аргоне. Критическая температура сверхпроводящего перехода (T_c) и критическая плотность критического тока (I_c) пленок MgB_2 измерялась на постоянном токе с помощью стандартной четырехзондовой методики.

Туннельные барьеры формировались осаждением слоев алюминия (Al) толщиной 2–30 нм при температуре подложки, близкой к комнатной ($< 100^\circ\text{C}$). Бислои MoRe/Al и MgB_2/Al окислялись затем в вакуумной камере в сухом кислороде на протяжении интервала в 10 мин при различных значениях давления кислорода, это означает при различных значениях экспозиции окислации E . Экспозиция окислации E равняется давлению кислорода P , умноженному на временной интервал окислации t . Для формирования геометрии верхнего MoRe-электрода полученных переходов Джозефсона использовался процесс осаждения тонких Mo–Re-слоев через металлическую маску.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рисунке 1 показана типичная зависимость удельного сопротивления осажденных тонких MgB_2 -пленок от температуры. Критическая температура пленок составляет $T_c = 33$ К и ниже, критическая плотность тока их составляет порядка $I_c \approx 10^6$ А/см² при температуре 4,2 К соответственно.

Мы получили трехслойные структуры типа S_1-I-S_2 на основе

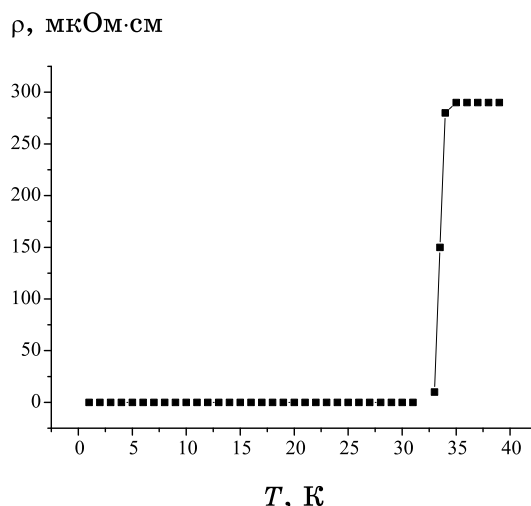


Рис. 1. Зависимость $\rho(T)$ удельного сопротивления от температуры.

тонких MgB_2 - и MoRe -пленок, которые имеют различные квазичастичные вольт-амперные характеристики, на которых наблюдаются хорошо различимые «щелевые» токовые ступеньки (при $eV = \Delta_1 + \Delta_2$). Некоторые из кривых принадлежат переходам с низкими токами утечки, другие принадлежат переходам с более высокими токами утечки (см. рис. 2, 3). Для того чтобы анализировать и систематизировать эти характеристики переходов мы используем хорошо известную теоретическую модель многократных Андреевских отражений квазичастиц (MAR) [9–13] в них. Мы описываем S_1 – I – S_2 -переход теперь как S/N – I – N/S -переход с бесконечно тонкими слоями нормальных металлов (N) (детали см. в [13]).

В статье Лихарева [4] экспериментально продемонстрировано, что в туннельных переходах Джозефсона с большой удельной прозрачностью ультратонких барьеров теоретически предсказанная функция распределения прозрачностей D в барьерах перехода играет важнейшую роль и должна приниматься во внимание. Речь идет о так называемой универсальной функции распределения прозрачностей $\rho(D)$ (см. вставку рис. 2) для разупорядоченного интерфейса [5]:

$$\rho(D) = \frac{G}{\pi G_0} \frac{1}{D^{3/2} \sqrt{1-D}}; \quad (1)$$

здесь G — усредненная проводимость, а $G_0 = 2e^2/h$.

На рисунке 2 изображены экспериментальные квазичастичные ВАХ (помеченные символами) и теоретическая кривая для усредненного тока (I_{aver}) (помеченная сплошной линией), совмещенная с ними, и которая получена путем усреднения результатов MAR тео-

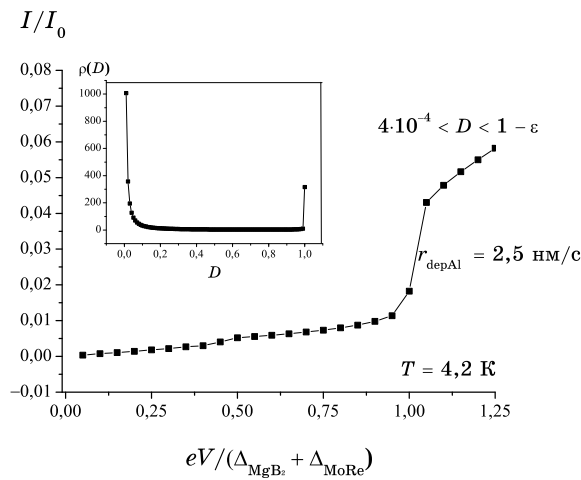


Рис. 2. Экспериментальные квазичастичные ВАХ для MgB₂-Al₂O₃-MoRe-переходов (помеченные символами) и теоретическая кривая (помеченная сплошной линией) с универсальным распределением прозрачностей Шеппа-Бауэра $\rho(D)$ (вид $\rho(D)$ на вставке).

рии для тока $I(D)$, переносимого одиночной модой прозрачности D при наличии универсальной функции распределения прозрачностей $\rho(D)$, и может быть записана в следующем виде:

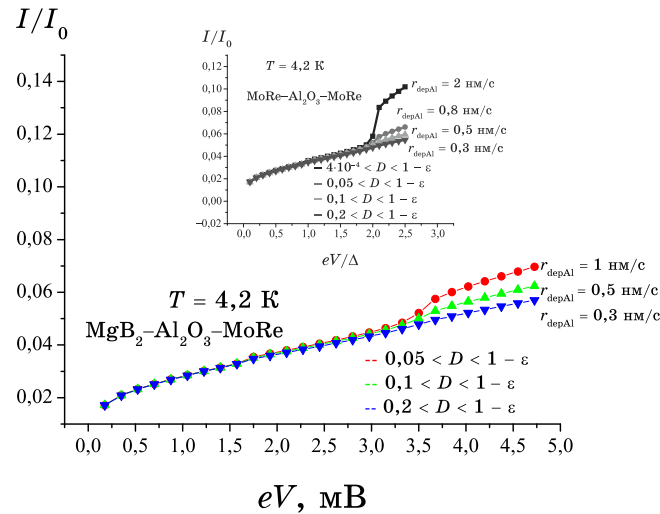


Рис. 3. Экспериментальные (символы) и рассчитанные (сплошная линия) ВАХ MgB₂-Al₂O₃-MoRe-переходов, у которых слои алюминия были осаждены с разными скоростями осаждения r_{depAl} (для сравнения на вставке — ВАХ MoRe-Al₂O₃-MoRe-переходов [16]).

$$I_{\text{aver.}} = \int_0^1 dD \rho(D) I(D). \quad (2)$$

Впервые такая вольт-амперная характеристика (ВАХ) опубликована в работе [4] для перехода с универсальной функцией распределения прозрачности (2), предложенной Шепом и Бауэром [5] для «грязного» интерфейса в качестве барьера перехода. Как подчеркивали авторы [5], универсальность функции $\rho(D)$ имеет ограничения. Либо в случае близком к режиму локализации, либо в случае близком к баллистическому режиму движения уравнения (4) и (5) из работы [5] перестают быть справедливыми. Даже в случае металлического режима универсальность может нарушаться распространенными дефектами, такими как туннельные барьеры, границы зерен или интерфейсы [14, 5]. Поэтому, в этой работе мы рассчитываем квазичастичные ВАХ $S-I-S$ -переходов в рамках этого подхода, но используя интеграл (2) с изменяющимися пределами интегрирования. С самого начала мы выбираем нижний предел $D = 0,00036499 \approx 4 \cdot 10^{-4}$ (как предлагается в работе [5]), а верхний предел — очень близким к единице. В результате мы получаем ВАХ для универсальной функции распределения прозрачностей (см. рис. 2).

Хорошо известно, что перспективно изготавливать миниатюрные $S-I-S$ -переходы Джозефсона с настолько нелинейной ВАХ, насколько это возможно, с точки зрения таких применений их как в качестве SIS -детекторов, смесителей и приемников, как устройств типа быстрой одноквантовой логики (RSFQ) [15], сверхпроводниковых кубитов и др. С другой стороны также интересно иметь возможность контролировать степень внутреннего шунтирования этих $S-I-S$ -переходов путем изменения распределения прозрачностей в их барьерах с точки зрения оперирования их в приборах, использующих шунтированные $S-I-S$ -переходы [15].

Принимая это во внимание, мы сделали сравнительный анализ квазичастичных вольт-амперных характеристик [16] $\text{MgB}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$ - и $\text{MoRe-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$ -переходов в зависимости от условий их изготовления. Тонкие MoRe -пленки обычно имеют очень гладкую поверхность, как было продемонстрировано нами в работах [16, 17]. Осажденные на их поверхность пленки Al демонстрируют эффект сглаживания рельефа при возрастании скорости осаждения Al [17]. Таким образом, изменение скорости осаждения алюминия (r_{depAl}) (и изменение рельефа в результате этого) предоставляет возможность изменять функции распределения прозрачности в изготавливаемых переходах, и описывать эти изменения в рамках MAR -модели, как это продемонстрировано в работах [16, 17]. Теперь такого же типа поведение мы наблюдали для $\text{MgB}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$ -переходов также; см. рис. 3 (на вставке рис. 3 видны соответствующие квазичастичные ВАХ, приведенные в [16] для $\text{MoRe-Al}_2\text{O}_3\text{-MoRe}$ -переходов). На рисунке 3 видно экспериментальные квазичастичные ВАХ (символы)

переходы, у которых слой алюминия были осаждены с разными скоростями осаждения r_{depAl} . Также на рис. 3 приведены рассчитанные квазичастичные ВАХ (сплошные линии) для случая сильно изменяющегося нижнего предела интеграла (2) и неизменного верхнего предела интегрирования, рассчитанные кривые совмещены с соответствующими экспериментальными кривыми (детали см. в работах [16, 17]). Этот случай соответствует той ситуации, когда вероятность появления участков с низкой прозрачностью понижается в переходах вследствие некоторых изменений условий их изготовления. Видно, что на рис. 3 экспериментальные и расчетные кривые не различаются.

Двухщелевая сверхпроводимость в дибориде магния, ныне всеми признанная и продемонстрированная в многочисленных экспериментах [18], предполагает, что поверхность Ферми соединения MgB₂ является сильно анизотропной и состоит из четко выраженных листов, характеризующихся сильным и слабым электрон-фононным взаимодействием, соответственно. Из-за сильного (по экспоненте) затухания волновых функций электронов в диэлектрическом барьере, туннельные токи состоят доминирующим образом из электронов, проходящих сквозь барьер с импульсами, имеющими направление внутри узкого конуса, окружающего нормаль к плоскости барьера (конус туннелирования). Вот почему для поликристаллических образцов, шансы пронаблюдать большую щель в них являются очень незначительными, поскольку туннельный ток протекает преимущественно из π -областей этих образцов [18, 19]. Поэтому и в наших экспериментах мы наблюдали щель $\Delta_{\pi} \approx 2$ МэВ.

У некоторых изготовленных переходов наблюдалось появление хорошо известной особенности на квазичастичных вольт-амперных характеристиках: так называемого «колена» в районе щелевой особенности (см. рис. 4). Ее появление обсуждается в рамках простого рассеивающего подхода Landauer–Büttiker к описанию фазово-когерентного транспорта квазичастиц через квазибаллистические $S-I_1-N-I_2-S$ -гетероструктуры с сильно отличающимися по прозрачности барьерами. Хорошо известно, что в статьях [20, 21] «колена» описывается в рамках модели эффекта близости в грязном пределе, предложенной Голубовым и Куприяновым. Наша ситуация является более близкой к баллистическому пределу, потому мы обсуждаем ее в рамках MAR-модели. Чтобы описать появление «колена», мы должны предположить, что в исследуемых переходах существует два δ -образных барьера, разделенные слоем нормального металла (N_{middle}), и в результате мы рассчитываем квазичастичные ВАХ для структуры вида $S_1/N-I_1-N_{\text{middle}}-I_2-N/S_2$ (детали см. в [22] и [16]). Первый барьер I_1 имеет малую прозрачность, поэтому он моделирует реальный диэлектрический барьер в переходе. Со всем другая ситуация возникает при описании второго барьера I_2 ,

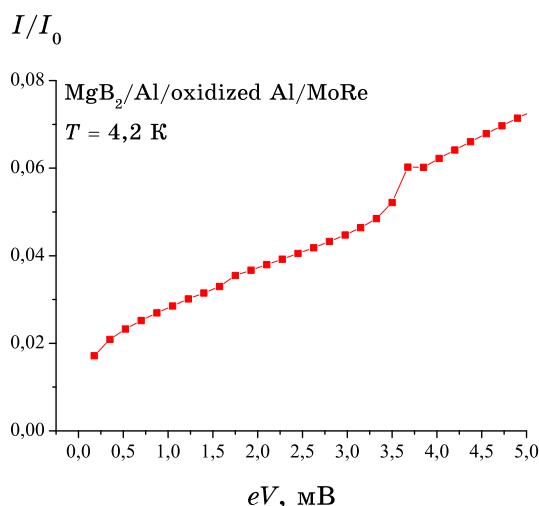


Рис. 4. Типичная экспериментальная квазичастичная ВАХ для MgB₂–Al₂O₃–MoRe перехода с особенностью в виде «колена».

барьера, у которого прозрачность близка к единице, его существование является необходимым для появления «колена», но не существует никакой технологической причины для его появления (скажем, типа оксидации интерфейса или чего-то подобного). Этот малый барьер I_2 здесь существует вследствие эффекта «сверхслабой» сверхпроводимости в N/S -сандвичах, которые работают как ловушки квазичастиц (детали см. в [22] и [23]).

Измерения плотности критического тока переходов выполнялись в интервале от температуры сверхпроводящего перехода MoRe (она порядка 9 К) и до 4,2 К. Критический ток переходов оценивался с использованием критерия 1 мкВ. Характеристики $I_c(T)$, измеренные для джозефсоновских гетероструктур с различными толщинами слоя металла s и экспозициями оксидации E , существенно отклоняются как от предсказанной в модели Амбегаокара–Баратова (А&В) зависимости $I_c(T)$, так и от предсказанной в модели Кулика–Омельянчука (К&О) зависимости из-за возникновения эффекта близости в гетероструктурах, что обусловлено сравнительно большими толщинами слоя нормального металла s в них (вплоть до 100 нм).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изготовлены джозефсоновские переходы на основе пленок MgB₂ и MoRe и экспериментально исследованы их квазичастичные вольт-амперные характеристики. Компьютерное моделирование полученных квазичастичных ВАХ выполнено в рамках теоретической

модели многократных Андреевских отражений (MAR) для случая распределения прозрачностей Шепя–Бауэра с нарушенной универсальностью. Продемонстрировано, что сравнение экспериментальных и рассчитанных в рамках этой модели кривых является полезным с точки зрения разработки и оптимизации технологии изготовления переходов. Продемонстрировано, что нелинейность изготавливаемых *SIS*-переходов может быть сделанной близкой к предсказываемой теоретической моделью многократных Андреевских отражений (MAR) для случая универсального распределения прозрачностей Шепя–Бауэра. Наблюдается, что нелинейность ВАХ, связанная с большей энергетической щелью MgB_2 в изготовленных на его основе переходах является пренебрежимо малой. Продемонстрировано, что нелинейность ВАХ, обусловленная меньшей энергетической щелью MgB_2 , в изготовленных переходах может контролироваться путем изменения условий изготовления переходов. Наблюдается хорошо известная особенность квазичастичных ВАХ, так называемое «колени», в области напряжений близких к сумме энергетических щелей сверхпроводников. Появление «колениобразной» особенности на ВАХ является свидетельством трансформации создаваемых *SIS*-переходов из однобарьерных в сильно несимметричные двухбарьерные переходы Джозефсона вида $S_1/N-I_1-N_{\text{middle}}-I_2-N/S_2$, в которых малый барьер I_2 существует вследствие эффекта «сверхслабой» сверхпроводимости в *N/S*-сэндвиче, который работает как ловушка квазичастиц.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Talvacchio, M. Janocko, and J. Gregg, *Journal of Low Temperatures Phys.*, **64**: 395 (1986).
2. A. Braginski, J. Talvacchio, M. Janocko, and J. Gavaler, *J. Appl. Phys.*, **60**: 2058 (1986).
3. M. Liehr and S. Ewert, *Z. Phys. B*, **52**: 95 (1983).
4. Y. Naveh, V. Patel, D. Averin, K. Likharev, and J. Lukens, *Phys. Rev. Lett.*, **85**: 5404 (2000).
5. K. Schep and G. Bauer, *Phys. Rev. B*, **56**: 15860 (1997).
6. O. Dorokhov, *JETP Lett.*, **36**: 318 (1982).
7. H. Yamamoto, A. Tsukamoto, H. Hasegawa, K. Saitoh et al., *Physica C*, **426–431**: 1444 (2005).
8. H. Yamamoto, A. Tsukamoto, K. Saitoh, M. Okada et al., *Appl. Phys. Lett.*, **90**: 142516 (2007).
9. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.*, **75**: 1831 (1995).
10. A. Bardas and D. Averin, *Phys. Rev. B*, **56**: R8518 (1997).
11. E. Bratus, V. Shumeiko, and G. Wendin, *Phys. Rev. Lett.*, **74**: 2110 (1995).
12. M. Hurd, S. Datta, and P. Bagwell, *Phys. Rev. B*, **56**: 11232 (1997).
13. V. Shaternik, A. Ivanjuta, and A. Shaternik, *Low Temperature Physics*, **32**: 633 (2006).

14. Yu. Nazarov, *Phys. Rev. Lett.*, **73**: 134 (1994).
15. A. Zorin, M. Khabipov, D. Balashov, R. Dolata et al., *Appl. Phys. Lett.*, **86**: 032501 (2005).
16. V. Shaternik, S. Larkin, V. Noskov, V. Chubatyy et al., *J. of Phys.: Conf. Series*, **97**: 012243 (2008).
17. V. Shaternik, S. Larkin, and M. Belogolovskii, *Intern. J. of Modern Physics B*, **23**: 3520 (2009).
18. A Abal'oshev, S. Lewandowski, A. D'yachenko, V. Tarenkov et al., *Phys. Stat. Sol.*, **2**: 1633 (2005).
19. A. Brinkman, A. Golubov, H. Rogalla, O. Dolgov et al., *Phys. Rev. B*, **65**: 180517 (2002).
20. A. Golubov and M. Kupriyanov, *Journal of Low Temperatures Phys.*, **70**: 83 (1988).
21. A. Golubov and M. Kupriyanov, *Sov. Phys. JETP*, **69**: 805 (1989).
22. V. Shaternik, S. Larkin, and T. Khachaturova, *Physica C*, **435**: 96 (2006).
23. Z. Long, M. Stewart, and J. Valles, *Phys. Rev. B*, **73**: 140507 (2006).