

ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 74.40.Gh, 74.45.+c, 74.78.Fk, 74.81.-g, 85.25.Am, 85.25.Oj

Влияние эффекта близости на возникновение пороговой и когерентной неустойчивости неравновесного сверхпроводящего состояния в сэндвиче MoRe/Al

Д. С. Дубина, Э. М. Руденко, А. А. Краковный, В. Л. Носков

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

Был изучен эффект близости в сэндвичах MoRe/Al с различными критическими температурами T_c плёнок MoRe. Сделана оценка параметров эффекта близости γ , γ_{BN} , γ_m и γ_B . На вольт-амперных характеристиках туннельных контактов MoRe/Al-I-Pb наблюдались особенности, связанные с неустойчивостью неравновесного сверхпроводящего состояния в результате туннельной инжекции квазичастиц в сэндвич MoRe/Al. Выполнена оценка параметра туннельной инжекции α_V и изучено его влияние на возникновение неустойчивости. Для сравнения полученных результатов были изготовлены туннельные контакты MoRe-I-Pb и изучены их вольт-амперные характеристики.

Вивчено ефект близькості в сандвічах MoRe/Al з різними критичними температурами T_c плівок MoRe. Зроблено оцінку параметрів ефекту близькості γ , γ_{BN} , γ_m та γ_B . На вольт-амперних характеристиках тунельних контактів MoRe/Al-I-Pb спостерігалися особливості, пов'язані з нестійкістю нерівноважного надпровідного стану в результаті тунельної інжекції квазичастинок у сандвіч MoRe/Al. Виконано оцінку параметру тунельної інжекції α_V і вивчено його вплив на виникнення нестійкості. Для порівняння одержаних результатів було виготовлено тунельні контакти MoRe-I-Pb та вивчено їх вольт-амперні характеристики.

The proximity effect in MoRe/Al sandwiches with different critical temperatures, T_c , of MoRe films is studied. The parameters of proximity effect, γ , γ_{BN} , γ_m , and γ_B , are estimated. Peculiarities associated with instability of nonequilibrium superconducting state are observed in the current-voltage characteristics of MoRe/Al-I-Pb tunnel junctions as a result of quasi-particle tunnel injection into the MoRe/Al sandwich. The estimation of the α_V parameter of tunnel injection is made, and its impact on instabilities' appearance is studied. MoRe-I-Pb tunnel junctions are fabricated, and their current-voltage characteristics are studied to be compared with the obtained results.

Ключевые слова: эффект близости, неравновесная сверхпроводимость, неустойчивость неравновесного состояния, туннельный контакт, плёнка MoRe.

(Получено 3 июля 2013 г.)

1. ВСТУПЛЕНИЕ

До настоящего времени в основных теоретических работах посвященных явлению неравновесной сверхпроводимости (НС) изучались сверхпроводники с пространственно однородным параметром порядка (ПП) [1–3]. Однако в большинстве приборов криоэлектроники, например, детекторах высокоэнергетического излучения [4, 5], используются структуры с пространственно неоднородным ПП. Поэтому изучение НС в таких структурах является актуальным как с точки зрения фундаментальной физики, так и с точки зрения практического применения.

Для эффективной работы детекторов высокоэнергетического излучения на слой сверхпроводника-поглотителя S с энергетической щелью Δ_S наносят тонкий слой другого сверхпроводника S* с энергетической щелью $\Delta_{S^*} < \Delta_S$. Слой с меньшей щелью Δ_{S^*} еще называют «ловушкой квазичастиц», поскольку в нем удерживаются квазичастицы за счет большего числа свободных состояний, чем в слое с Δ_S . В результате эффекта близости в обоих слоях сэндвича электрода S/S* произойдет изменение плотностей состояний (ПС), а результирующая энергетическая щель Δ_{S/S^*} близостного сэндвича S/S* будет $\Delta_{S^*} < \Delta_{S/S^*} < \Delta_S$. Наличие интерфейса между слоями сэндвича и разные ПС приводят к тому, что ПП в них также будут отличаться.

В большинстве детекторов в качестве S-материала используют, сверхпроводящие пленки Nb, а в качестве ловушки S* — пленки Al [4, 5]. Однако изготовление пленок Nb технологически сложный процесс, который требует сверхвысокого вакуума и значительных температур подложки. Одним из материалов, не уступающих Nb по сверхпроводящим свойствам, является сплав MoRe, который может иметь критическую температуру T_c вплоть до 15 К [6], к тому же приготовление пленок MoRe не требует столь высокого вакуума. В отличие от Nb, электронные и сверхпроводящие свойства MoRe изучались крайне мало, поэтому одной из целей данной работы было восполнить этот пробел.

В экспериментах мы использовали пленки MoRe, которые за счет различных условий приготовления имели разные значения критической температуры T_c . Изучая эффект близости мы воспользовались моделью предложенной в [7], которая описывает эффект близости с помощью параметров эффекта близости γ и γ_{BN} . Был сделан расчет параметров эффекта близости в сэндвичах MoRe/Al, в кото-

рых пленки MoRe имели разную T_c . Была изучена НС в сэндвиче MoRe/Al с неоднородным ПП. Для этого были созданы туннельные контакты MoRe/Al-I-Pb (где I — это тонкий слой изолятора) и измерены их вольт-амперные характеристики (ВАХ) при температуре $T = 4,2$ К. Для сравнения были созданы и исследованы ВАХ туннельных контактов MoRe-I-Pb с однородным электродом MoRe, в которых слой изолятора образовывался путем окисления самой пленки MoRe при нагреве ее на воздухе.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Вначале, для создания крестообразных туннельных контактов MoRe/Al-I-Pb, методом DC-магнетронного напыления осаждались пленки MoRe. В нашем эксперименте мы использовали два магнетрона (а) и (б) с разной мощностью распыления $W(a) = 250$ Вт и $W(b) = 75$ Вт. Критическая температура пленок MoRe(a) полученных на магнетроне (а) составила $T_c(\text{MoRe}(a)) = 9,5$ К, в то время как пленок MoRe(b) полученных на магнетроне (б) $T_c(\text{MoRe}(b)) = 6,5$ К. Распыление осуществлялось из мишени $\text{Mo}_{0,56}\text{Re}_{0,44}$ в атмосфере Ar. Вначале в камере для напыления создавался вакуум (остаточное давление газов составляло $4 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.), а затем накачивался Ar (до давления 10^{-2} мм рт. ст.). Пленки MoRe напылялись через маску на горячую сапфировую подложку, температура которой составляла $T_{\text{sub}} \cong 300^\circ\text{C}$. Скорость осаждения пленок для магнетронов (а) и (б) составила 100 нм/мин и 30 нм/мин соответственно. Толщина пленок MoRe составляла $d(\text{MoRe}) \cong 100$ нм. Помимо изменения критической температуры T_c , в зависимости от режима напыления также изменялось удельное сопротивление пленок MoRe в нормальном состоянии ρ_{MoRe}^{20} при температуре 20 К и ρ_{MoRe}^{295} при температуре 295 К. Так значения $\rho_{\text{MoRe}}^{20(295)}$, измеренные в нашей лаборатории на мостиках MoRe толщиной $d(\text{MoRe}) \cong 100$ нм, составили: $\rho_{\text{MoRe}(a)}^{20(295)} \cong 0,25 \cdot 10^{-4} (0,35 \cdot 10^{-4})$ Ом·см и $\rho_{\text{MoRe}(b)}^{20(295)} \cong 0,15 \cdot 10^{-3} (0,2 \cdot 10^{-3})$ Ом·см.

Пленка Al толщиной $d(\text{Al}) \cong 20$ нм напылялась через другую маску методом термического испарения при вакууме $4 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Для создания туннельного барьера пленка окислялась в остаточном вакууме в течение 30 с. После чего, без разрыва вакуума, через ту же маску напылялась пленка Pb толщиной $d(\text{Pb}) \cong 100$ нм. Площадь туннельного контакта составляла $A \cong 4 \cdot 10^{-4}$ см², а удельное туннельное сопротивление (УТС) контактов $R_{NN}A$ (где R_{NN} — сопротивление туннельного контакта в нормальном состоянии) изменялось в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-5} Ом·см².

Пленки MoRe толщиной $d(\text{MoRe}) \cong 100$ нм для крестообразного туннельного контакта MoRe-I-Pb напылялись через маску с помощью магнетрона (а) при технологических условиях описанных выше. Затем с целью создания туннельного барьера пленка MoRe

окислялась. Окисление проходило путем нагрева пленки MoRe на воздухе до температуры $T \cong 300^\circ\text{C}$. УТС контакта изменялось в зависимости от времени нагрева. После образования окисла, через другую маску таким же путем, как и для контакта MoRe/Al-I-Pb, напылялась верхняя пленка Pb толщиной $d(\text{Pb}) \cong 100$ нм. Площадь туннельного контакта составляла $A \cong 4 \cdot 10^{-4}$ см², а УТС контактов (в зависимости от времени прогрева пленки MoRe) изменялось в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-4} Ом·см². При этом следует отметить, что в результате прогрева падала критическая температура пленок MoRe.

3. ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В СЭНДВИЧЕ MoRe/Al

Согласно теории предложенной в [7], эффект близости в сэндвиче S/S* можно описать двумя параметрами γ и γ_{BN} . Параметр γ является мерой силы эффекта близости, а γ_{BN} описывает прозрачность границы между слоями сэндвича. Данная теория разработана для случая, когда для близостного сэндвича выполняются условия «грязного предела», а именно $l_{S^*} \leq d_{S^*} \ll \xi^*$ и $d_S \gg \xi_S^* \gg l_S$, где l_{S^*} (l_S) — длина свободного пробега электрона в соответствующем слое, d_{S^*} (d_S) — толщина слоя S* (S). Величина ξ^* определяется из соотношения

$$\xi_{S^*}^* = \xi^* \sqrt{\frac{T_c^S}{T_c^{S^*}}}, \quad (1)$$

где $\xi_{S^*(S)}^*$ — длины когерентности, а $T_c^{S^*}$ (T_c^S) — критические температуры соответственно слоев S* и S.

Для оценки условий «грязного предела» и расчета параметров эффекта близости, найдем для сплава Mo_{0,56}Re_{0,44} значения длины когерентности ξ_{MoRe}^* . Поскольку это значение не встречается в литературе, мы определим его самостоятельно. Для этого воспользуемся выражением из теории Гинзбурга–Ландау (Г–Л) для сверхпроводников второго рода

$$H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi(\xi_{\text{MoRe}}^*)^2}, \quad (2)$$

где H_{c2} — верхнее критическое поле, Φ_0 — квант магнитного потока. В работе [8] были найдены значения верхнего критического поля для сплава Mo_{0,52}Re_{0,48} при различных отношениях T/T_c . Ближайшие похожие значения верхнего критического поля для наших соотношений T/T_c составили $H_{c2} = 1,28$ Тл ($T/T_c = 0,424$) и $H_{c2} = 0,61$ Тл ($T/T_c = 0,666$) [8]. Подставив эти значения в (2) мы получим $\xi_{\text{MoRe(a)}}^* = 16$ нм и $\xi_{\text{MoRe(b)}}^* = 23$ нм.

Для проверки полученных значений, рассчитаем длину когерентности ξ_{MoRe}^* Г–Л через $\xi_{\text{MoRe}}(0)$ — длину когерентности MoRe в

чистом пределе. Известно, что для грязного сверхпроводника ξ_{MoRe}^* относится к $\xi_{\text{MoRe}}(0)$ как

$$\xi_{\text{MoRe}}^* = 0,85\sqrt{\xi_{\text{MoRe}}(0)l_{\text{MoRe}}}, \quad (3)$$

где l_{MoRe} — длина свободного пробега электрона (ДСП) в пленке MoRe. В свою очередь $\xi_{\text{MoRe}}(0)$ можно определить из соотношения теории БКШ:

$$\xi_{\text{MoRe}}(0) = \frac{\hbar v_{\text{F}}^{\text{MoRe}}}{\pi \Delta_{\text{MoRe}}(0)}, \quad (4)$$

где $v_{\text{F}}^{\text{MoRe}}$ — скорость электрона на поверхности Ферми, $\Delta_{\text{MoRe}}(0)$ — значение энергетической щели MoRe при $T = 0$ К, а \hbar — постоянная Планка. В то же время ДСП l_{MoRe} можно выразить из соотношения:

$$\frac{1}{\rho_{\text{MoRe}}^{20}} = e^2 DN(0), \quad (5)$$

где e — заряд электрона, а коэффициент диффузии определяется выражением

$$D = v_{\text{F}}^{\text{MoRe}} l_{\text{MoRe}} / 3. \quad (6)$$

Таким образом, выражение (3) можно переписать как

$$\xi_{\text{MoRe}}^* = 0,85\sqrt{\frac{3\hbar}{e^2 \pi \rho_{\text{MoRe}}^{20} N(0) \Delta_{\text{MoRe}}(0)}}. \quad (7)$$

В работе [9] было найдено значение ПС для сплава $\text{Mo}_{0,5}\text{Re}_{0,5}$, которое при переводе в размерность ($\text{эВ}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$) составляет $N(0) = 2,75 \cdot 10^{22} \text{эВ}^{-1}\cdot\text{см}^{-3}$. Поскольку MoRe является БКШ-сверхпроводником со слабой связью [10], то энергетическую щель $\Delta_{\text{MoRe}}(0)$ можно определить из выражения для щели теории БКШ. Тогда для пленок с $T_c = 9,5$ К и $T_c = 6,5$ К мы получим соответственно следующие значения энергетических щелей: $\Delta_{\text{MoRe(a)}}(0) \cong 1,44$ мэВ и $\Delta_{\text{MoRe(b)}}(0) \cong 1$ мэВ. Подставив наши значения в (7) мы получим $\xi_{\text{MoRe(a)}}^* \cong 17$ нм и $\xi_{\text{MoRe(b)}}^* \cong 8$ нм.

Как мы видим значения ξ_{MoRe}^* , рассчитанные с помощью теории Г–Л и теории БКШ, для пленок с $T_c = 9,5$ К практически совпадают, в то время как для пленок с $T_c = 6,5$ К расходятся в противоположных направлениях. Известно, что величина ξ_{MoRe}^* обратно пропорциональна T_c , поэтому значение длины когерентности $\xi_{\text{MoRe(b)}}^*$, полученное из выражения (2), выглядят более правдоподобно. Рассмотрим возможную причину такого расхождения.

В работе [11] экспериментально было показано, что уменьшение

мощности напыления с ДС-магнетрона пленок NbN, помимо уменьшения T_c и увеличения ρ^{20} , приводит к уменьшению концентрации носителей заряда и соответственно уменьшению ПС. Этот факт нами не учитывался при расчете ξ_{MoRe}^* с помощью выражения (7) так как мы считали значение $N(0) = 2,75 \cdot 10^{22} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ постоянным для пленок с разными критическими температурами.

Поскольку значения $\xi_{\text{MoRe(a)}}^*$, полученные различными методами, практически совпали, то ПС для пленок MoRe(a) мы будем считать равной ПС полученной в работе [9]. Для того чтобы найти ПС для пленок MoRe(b), подставим в выражение (7) значение $\xi_{\text{MoRe(b)}}^* = 23 \text{ нм}$ полученное из (2). Тогда для пленок MoRe(b) мы получим значение ПС $N(0) = 3,6 \cdot 10^{21} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. Зная ПС, можно найти для наших пленок значения концентрации n , энергии Ферми E_F , скорости Ферми v_F и ДСП l , воспользовавшись выражениями модели свободных электронов. Полученные данные представлены в табл. 1.

Как видно из расчетов, концентрация электронов в пленке MoRe(b) почти на 3 порядка меньше чем в MoRe(a). В то же время скорость электронов в пленке MoRe(b) на поверхности Ферми уменьшается лишь на порядок, а ДСП на порядок увеличивается. Исходя из этого, можно утверждать, что уменьшение T_c в пленке MoRe(b) в результате изменения режима осаждения связано, главным образом, с уменьшением концентрации электронов.

Длину когерентности для Al ξ_{Al}^* найдем, воспользовавшись выражением (3) для грязных сверхпроводников, ограничив ДСП Al l_{Al} толщиной слоя ($d(\text{Al}) \cong 20 \text{ нм}$), что во много раз меньше длины когерентности Al в чистом пределе $\xi_{\text{Al}}(0) = 1600 \text{ нм}$ [12]. Тогда $\xi_{\text{Al}}^* \cong 152 \text{ нм}$ с $\xi^*(a) \cong 54 \text{ нм}$ и $\xi^*(b) \cong 65 \text{ нм}$, учитывая критическую температуру для Al $T_c^{\text{Al}} = 1,19 \text{ К}$ [13]. Таким образом, видно, что для обеих сэндвичей MoRe(a)/Al и MoRe(b)/Al выполняются условия «грязного предела».

Для расчета параметров эффекта близости γ и γ_{BN} воспользуемся выражениями, предложенными в работе [14]. Взяв из таблицы в [12] значение для концентрации электронов в Al $n_{\text{Al}} = 18,06 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и наши данные из табл. 1, мы получили следующие значения параметров эффекта близости γ : $\gamma(a) = 3,3$ с $C_\gamma(a) = 0,79$ и $\gamma(b) = 22,2$ с $C_\gamma(b) = 16,5$ для сэндвичей MoRe(a)/Al и MoRe(b)/Al соответственно. Значения для параметров эффекта близости γ_{BN} составили: $\gamma_{BN}(a) =$

ТАБЛИЦА 1. Электронные и сверхпроводящие свойства пленок MoRe(a) и MoRe(b).

	$T_c, \text{ К}$	$\xi_{\text{MoRe}}^*, \text{ нм}$	$N(0), \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$	$E_F(0), \text{ эВ}$	$n, \text{ см}^{-3}$	$v_F, \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$	$l, \text{ нм}$
MoRe(a)	9,5	17	$2,75 \cdot 10^{22}$	16,2	$2,9 \cdot 10^{23}$	$2,4 \cdot 10^8$	1,15
MoRe(b)	6,5	23	$3,6 \cdot 10^{21}$	0,28	$6,6 \cdot 10^{20}$	$3,1 \cdot 10^7$	11,1

$= 6,5 \cdot 10^{-5}$ с $C_{\gamma_{BN}}(a) = 1,45 \cdot 10^{-5}$ нм $^{-1/2}$ и $\gamma_{BN}(b) = 5,6$ с $C_{\gamma_{BN}}(b) = 1,25$ нм $^{-1/2}$. Зная параметры γ и γ_{BN} , найдем значения параметров эффекта близости γ_m и γ_B , воспользовавшись выражениями, представленными в [7]. Тогда мы получим следующие значения: $\gamma_m(a) = 1,2$, $\gamma_B(a) = 2,4 \cdot 10^{-5}$ и $\gamma_m(b) = 6,8$, $\gamma_B(b) = 1,7$ для сэндвичей MoRe(a)/Al и MoRe(b)/Al соответственно. Полученные значения параметров γ_m и γ_B для обоих сэндвичей, согласно расчету [7], указывают на то, что энергетическая щель сэндвича $\Delta S/S^*$ смещена ближе к энергии объемной щели Δ_{S^*} тонкого слоя S^* .

Поскольку параметр $\gamma_B(a)$ для сэндвича MoRe(a)/Al очень мал, то в своих дальнейших рассуждениях мы примем его равным нулю. Это предположение позволит нам утверждать, что ПС на интерфейсе сэндвича MoRe(a)/Al в обоих его слоях одинаковы [7]. Как показывает расчет [7], несмотря на $\gamma_B = 0$, ПП в слоях сэндвича на интерфейсе все же будут отличаться из-за разных значений констант взаимодействия в металлах.

Довольно большое значение параметра γ_B для сэндвича MoRe(b)/Al говорит о сильном влиянии интерфейса на его близостные свойства. В этом случае согласно [7] ПС на интерфейсе в слоях сэндвича MoRe(b)/Al, также как и ПП, будут сильно отличаться.

4. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕРАВНОВЕСНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ В СЭНДВИЧАХ MoRe/Al

На рисунке 1 представлены ВАХ туннельных контактов MoRe(a)/Al-I-Pb с УТС = $5 \cdot 10^{-5}$ Ом·см 2 (кривая 1), MoRe(b1)/Al-I-Pb с УТС = $2,4 \cdot 10^{-5}$ Ом·см 2 (кривая 2) и MoRe(b2)/Al-I-Pb с УТС = $0,8 \cdot 10^{-5}$ Ом·см 2 (кривая 3). На всех ВАХ в диапазоне напряжений 1,6–1,7 мВ наблюдаются отрицательные скачки напряжений, подобные тем, что наблюдались на ВАХ туннельных контактов в экспериментальных работах [15, 16]. В работах [15, 16] такие скачки возникали в результате инжекции в однородный электрод из Al квазичастиц с энергией $eV \approx 2\Delta_{Al}$ и сопровождалась появлением в нем дополнительного ПП, который был значительно меньше ПП объемного Al. В работе [3] была предложена теория НС и решена задача для симметричного S-I-S контакта. Согласно расчетам, в сверхпроводнике в результате инжекции в него квазичастиц при энергии 2Δ может наступить неустойчивость неравновесного сверхпроводящего состояния, которая получила название пороговой неустойчивости (ПН). При этом в сверхпроводнике образуются области с двумя разными ПП, один из которых имеет энергии порядка Δ , а другой значительно меньше.

В наших контактах в сэндвичах MoRe/Al области с двумя разными ПП имеются вследствие эффекта близости. Теория предполагает, что ПН должна наступить при напряжении $V = (\Delta_{Pb} + \Delta_{MoRe/Al})/e$.

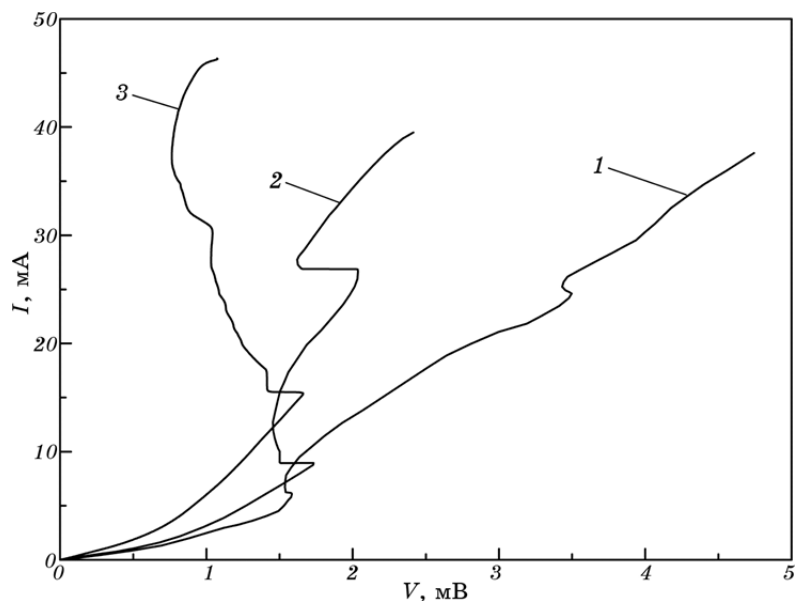


Рис. 1. ВАХ туннельных контактов MoRe(a)/Al-I-Pb с УТС = $5 \cdot 10^{-5}$ Ом·см² (кривая 1), MoRe(b1)/Al-I-Pb с УТС = $2,4 \cdot 10^{-5}$ Ом·см² (кривая 2) и MoRe(b2)/Al-I-Pb с УТС = $0,8 \cdot 10^{-5}$ Ом·см² (кривая 3) при $T = 4,2$ К.

Сделаем приблизительную оценку энергетической щели сэндвича $\Delta_{\text{MoRe/Al}}$, поскольку точное значение по ВАХ, определить довольно затруднительно. Из полученных нами параметров эффекта близости для случая прозрачности барьера равной 1, поскольку $\gamma_m(a) < \gamma_m(b)$, следовало бы ожидать, что $\Delta_{\text{MoRe(a)/Al}} > \Delta_{\text{MoRe(b1)/Al}} (\Delta_{\text{MoRe(b2)/Al}})$. Однако, приняв значения энергетической щели объемного Pb $\Delta_{\text{Pb}} = 1,34$ мэВ, которое обычно реализуется в наших образцах [17], мы найдем, что $\Delta_{\text{MoRe(a)/Al}} = 0,24$ мэВ, $\Delta_{\text{MoRe(b1)/Al}} = 0,4$ мэВ, $\Delta_{\text{MoRe(b2)/Al}} = 0,32$ мэВ. Как видно, значения энергетических щелей сэндвичей $\Delta_{\text{MoRe/Al}}$ не на много отличаются друг от друга и при этом энергетическая щель $\Delta_{\text{MoRe(a)/Al}} < \Delta_{\text{MoRe(b1)/Al}} (\Delta_{\text{MoRe(b2)/Al})$. Тогда можно предположить, что основное влияние на эффект близости в наших сэндвичах имеет прозрачность интерфейса между слоями. Поскольку слои MoRe и Al наносились с разрывом вакуума, прозрачность интерфейса между ними могла быть понижена, что в свою очередь влияет на параметр γ_B .

Согласно теории [3], после наступления ПН, дальнейшая инжекция приводит к росту области с меньшим ПП до тех пор, пока она не займет весь электрод. На ВАХ после отрицательного скачка напряжения, во время роста области с меньшим ПП должен наблюдаться вертикальный участок. Вертикальные участки на наших ВАХ, меньше тех, что наблюдались на ВАХ однородных туннельных контактов [15, 16].

Так максимальная длина вертикального участка (кривая 3) составила всего лишь 2 мА, а это означает, что рост области с меньшим ПП происходит довольно быстро. Объяснить такой быстрый рост можно тем, что при энергии $eV = (\Delta_{\text{Pb}} + \Delta_{\text{MoRe/Al}})$ квазичастицы из пленки Рb попадают в «ловушку квазичастиц» — уже существующую область с малым ПП в слое Al, энергия которого в 4–6 раза меньше $eV = (\Delta_{\text{Pb}} + \Delta_{\text{MoRe/Al}})$. В результате релаксации высокоэнергетических квазичастиц рождаются фононы, способные в слое Al не только разрывать куперовские пары, но при этом рождают квазичастицы с энергией, значительно большей $2\Delta_{\text{MoRe/Al}}$. Эти квазичастицы в дальнейшем при релаксации будут рождают фононы, способные разрывать куперовские пары. Таким образом, в результате перепоглощения фононов концентрация избыточных квазичастиц будет быстро увеличиваться. Поскольку рождаемые квазичастицы имеют энергию $eV \gg \gg 2\Delta_{\text{MoRe/Al}}$, то в этом случае у нас реализуется режим «широкого источника» инжекции [3], который характерен для оптических источников.

Согласно [3], источник неравновесных квазичастиц можно охарактеризовать параметром туннельной инжекции α_V , который определяется как:

$$\alpha_V = \frac{2\sigma\tau_f}{de^2N(0)}, \quad (8)$$

где σ — проводимость перехода в нормальном состоянии, τ_f — время релаксации и d — толщина пленки. Приняв значение ПС для Рb $N(0) = 8,63 \cdot 10^{21} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ [18] и $\tau_f = 10^{-10} \text{ с}$, найдем значения α_V для исследуемых контактов. Так для контактов MoRe(a)/Al–I–Pb, MoRe(b1)/Al–I–Pb и MoRe(b2)/Al–I–Pb мы получим соответственно значения $\alpha_V(a) = 2,9 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_V(b1) = 6 \cdot 10^{-4}$ и $\alpha_V(b2) = 18 \cdot 10^{-4}$. Как можно увидеть, параметры туннельной инжекции α_V для наших контактов существенно отличаются друг от друга.

При напряжениях $V_1 = 3,5 \text{ мВ}$ и $V_2 = 2 \text{ мВ}$ на ВАХ (рис. 1, кривые 1 и 2 соответственно) также отчетливо видны отрицательные скачки напряжения. ВАХ, представленная кривой 3, после первого прыжка заваливается в сторону меньших напряжений, однако тоже имеет некое подобие скачка при $V_3 = 1 \text{ мВ}$. Теория [3] связывает такие прыжки напряжения с наступлением когерентной неустойчивости (КН), которая происходит при значениях Δ близких к нулю. При этом напряжение, при котором возникает КН должно уменьшаться при увеличении параметра инжекции α_V . Как видно, в нашем случае это условие выполняется ($V_1 > V_2 > V_3$, $\alpha_V(a) < \alpha_V(b1) < < \alpha_V(b2)$). Наши ВАХ относятся к такому типу расчетных ВАХ [3], для которых при КН сверхпроводник должен расщепиться на области с двумя ПП, один из которых равен нулю. Однако следует сказать, что в работе [3] абсолютно не учитывался эффект близости.

Благодаря эффекту близости мы можем утверждать, что невозможно существование области с полностью подавленным ПП, рядом с областью, в которой ПП не подавлен. Отсюда следует вывод, что при КН сверхпроводник с пространственно неоднородным ПП, также как и при ПН, расщепляется на области с большим и меньшим ПП.

Исходя из напряжений, при которых происходит КН, видно, что она напрямую зависит от параметра инжекции α_V и, следовательно, от удельного сопротивления туннельного контакта. Увеличение α_V приводит к тому, что КН происходит даже при напряжениях меньших, чем ПН.

Представляет интерес сравнить поведение неравновесной сверхпроводимости в случаях пространственно неоднородного и однородного ПП. Для этой цели были изготовлены туннельные контакты MoRe-I-Pb, электрод которых MoRe имел пространственно однородный ПП и с примерно такими же удельными сопротивлениями, как и контакты MoRe/Al-I-Pb.

На рисунке 2 изображены семейства ВАХ туннельных контактов MoRe-I-Pb со значениями УТС $\cong 10^{-5}$ Ом·см² (а) и УТС $\cong 10^{-4}$ Ом·см² (б), а также характеристики производной для некоторых ВАХ. На ВАХ контактов MoRe-I-Pb не наблюдалось участков неустойчивости, как это было на ВАХ контактов MoRe/Al-I-Pb. На характеристиках производных при напряжениях $V = 2,2$ мВ (рис. 2, а) и $V = 2$ мВ (рис. 2, б) отчетливо видны пики, которые связаны с энергией $eV = (\Delta_{Pb} + \Delta_{MoRe})$. Приняв значения энергетической щели объемного Pb $\Delta_{Pb} = 1,34$ мэВ, мы сделали оценку энергетической щели MoRe, которая составила $\Delta_{MoRe} \cong 0,86$ мэВ и $\Delta_{MoRe} \cong 0,66$ мэВ для ВАХ

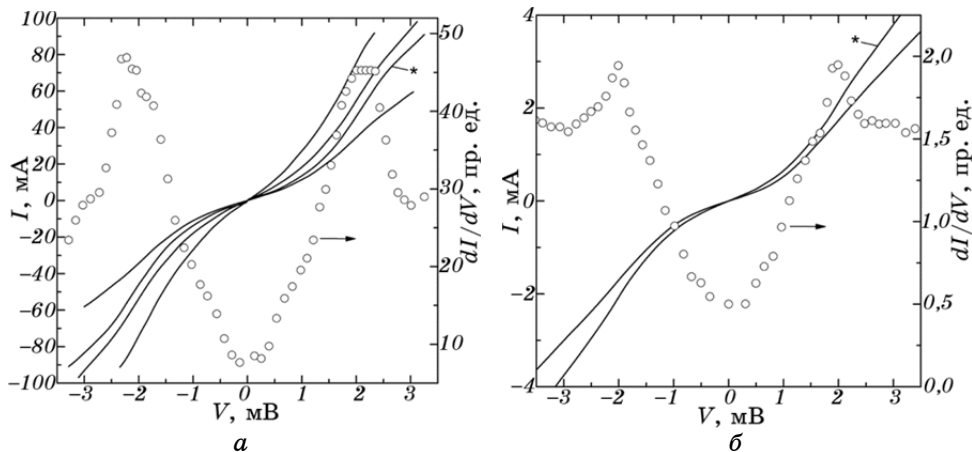


Рис. 2. Семейства ВАХ туннельных контактов MoRe-I-Pb с УТС $\cong 10^{-5}$ Ом·см² (а) и с УТС $\cong 10^{-4}$ Ом·см² (б) при $T = 4,2$ К. Кружочками изображены характеристики производной для ВАХ, отмеченных звездочками.

с $UTC \cong 10^{-5} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ и с $UTC \cong 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ соответственно. Для пленок MoRe туннельных контактов с $UTC \cong 10^{-5} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ была измерена критическая температура, которая составила $T_c = 7,8 \text{ К}$. Расчет энергетической щели для такой T_c с учетом температуры ванны дает значение $\Delta_{\text{MoRe}} \cong 1,1 \text{ мэВ}$, что немного превышает экспериментальное значение. Небольшое подавление энергетической щели могло произойти вследствие тепловых возбуждений и нестационарного эффекта Джозефсона. Измерение критической температуры пленок MoRe в туннельных контактах с $UTC \cong 10^{-4} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ не проводилось, но, по всей видимости, она была меньше $T_c = 7,8 \text{ К}$.

Таким образом, показано, что развитию неустойчивости неравновесного сверхпроводящего состояния может способствовать существование пространственно неоднородного ПП в сверхпроводнике.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что параметр γ_B оказывает определяющее влияние на значение энергетической щели $\Delta_{\text{MoRe/Al}}$ сэндвича MoRe/Al. Несмотря на разные критические температуры пленок MoRe, энергетические щели $\Delta_{\text{MoRe(a)/Al}}$ и $\Delta_{\text{MoRe(b1)/Al}}$ ($\Delta_{\text{MoRe(b2)/Al}}$) практически одинаковы. В тоже время в соответствии с расчетом параметров эффекта близости с помощью предложенной в [7] модели для прозрачности интерфейса, равной 1, энергетическая щель $\Delta_{\text{MoRe(a)/Al}}$ сэндвича MoRe(a)/Al должна быть больше, чем энергетическая щель $\Delta_{\text{MoRe(b)/Al}}$ сэндвича MoRe(b)/Al. При изготовлении наших сэндвичей, между напылением слоев MoRe и Al происходил разрыв вакуума, что могло стать причиной возникновения на интерфейсе прозрачности не равной 1 ($\gamma_B \neq 0$). Из полученных экспериментальных данных следует, что γ_B для сэндвича MoRe(a)/Al больше, чем γ_B для сэндвича MoRe(b)/Al. Увеличение параметра γ_B в наших сэндвичах способствует увеличению разницы между ПП в слоях MoRe и Al, улучшая эффективность работы «ловушки квазичастиц». В свою очередь это может являться причиной возникновения неустойчивостей неравновесного сверхпроводящего состояния в нашем сэндвиче при малых α_V . Сравнивая ВАХ туннельных контактов MoRe/Al-I-Pb и MoRe-I-Pb со значениями α_V одного порядка можно увидеть, что при использовании электрода с однородным ПП, неустойчивость неравновесного состояния не возникает.

Экспериментально установлено возникновение ПН и КН в близостном электроде с неоднородным ПП MoRe/Al. Было показано, что «ловушка квазичастиц» способствует возникновению ПН. Установлено, что ПН не зависит от параметра инжекции α_V , а зависит от значения энергетической щели сэндвича $\Delta_{\text{MoRe/Al}}$. При этом инжекция в близостный сэндвич происходит в режиме «широкого источника», что приводит к быстрому росту области с меньшим ПП.

Когерентная неустойчивость в сэндвичах MoRe/Al напрямую зависит от параметра туннельной инжекции α_V . Из-за эффекта близости КН приводит, также как и ПН, к возникновению областей с двумя разными ПП, а не к области с нулевым значением ПП, предсказанной теорией [3] для случая сверхпроводников с пространственно однородным ПП.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. S. Owen and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, **28**: 1559 (1972).
2. W. H. Parker, *Phys. Rev. B*, **12**: 3667 (1975).
3. V. F. Elesin and Y. V. Копаев, *Sov. Phys. Usp.*, **24**: 116 (1981).
4. P. Verhoeve, N. Rando, A. Peacock, A. van Dordrecht, A. Poelaert, D. J. Goldie, and R. Venn, *J. Appl. Phys.*, **83**: 6118 (1998).
5. P. A. J. de Korte, *Nucl. Instr. Methods A*, **444**: 163 (2000).
6. L. R. Testardi, J. J. Hauser, and M. H. Read, *Solid State Commun.*, **9**: 1829 (1971).
7. A. A. Golubov, E. P. Houwman, J. G. Gijbetsen, V. M. Krasnov, J. Flokstra, H. Rogalla, and M. Yu. Kupriyanov, *Phys. Rev. B*, **51**: 1073 (1995).
8. E. Lerner and J. G. Daunt, *Phys. Rev.*, **153**, Iss. 2: 487 (1967).
9. F. J. Morin and J. P. Maita, *Phys. Rev.*, **129**, Iss. 3: 1115 (1963).
10. J. Talvacchio, M. A. Janocko, and J. Greggi, *J. Low Temp. Phys.*, **64**: 395 (1986).
11. S. P. Chockalingam, M. Chand, J. Jesudasan, V. Tripathi, and P. Raychaudhuri, *Phys. Rev. B*, **77**: 214503 (2008).
12. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (New York: Wiley: 1996), p. 150, p. 353.
13. G. Gladstone, M. A. Jensen, and J. R. Schrieffer, *Superconductivity* (Ed. R. D. Parks) (New York: Dekker: 1969), vol. II, p. 733.
14. E. M. Rudenko, D. S. Dubyna, and A. A. Krakovny, *J. Appl. Phys.*, **113**: 173909 (2013).
15. R. C. Dynes, C. J. Narayanamurti, and J. P. Garno, *Phys. Rev. Lett.*, **39**, Iss. 4: 229 (1977).
16. K. E. Gray and H. W. Willemsen, *J. Low Temp. Phys.*, **31**: 911 (1978).
17. E. M. Rudenko, I. V. Korotash, A. A. Krakovny, D. S. Dubyna, D. A. Solomakha, and D. S. Shchypstov, *J. Low Temp. Phys.*, **171**: 779 (2013).
18. S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey, and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B*, **14**: 4854 (1976).