Физика низких температур, 1996, т. 22, № 10, с. 1122–1126

Особенности вольт-амперных характеристик асимметричных сверхпроводящих туннельных переходов, наблюдаемые при измерениях в режиме «источника напряжения»

И. П. Невирковец, А. Н. Поляков, Г. В. Пилько, В. В. Рюмшин

Институт металлофизики НАН Украины, Украина, 252142, г. Киев, пр. Вернадского, 36
E-mail: ipn@d24imp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 22 декабря 1995 г., после переработки 8 апреля 1996 г.

Исследовалась природа особенности, которая наблюдается на спадающем участке статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельных переходов Sn–*I*–Pb в области напряжений $(\Delta_{Pb}-\Delta_{Sn})/e < V < (\Delta_{Pb}+\Delta_{Sn})/e$ (где Δ_{Pb} и Δ_{Sn} — энергетические щели соответственно Pb и Sn) при смещении переходов в режиме «источника напряжения». Свойства особенности при изменении величины нагрузочного сопротивления для туннельного перехода, температуры и внешнего магнитного поля, а также сравнение с результатами известных экспериментов, полученных на джозефсоновских ветвях ВАХ, и с теорией свидетельствуют о том, что характер спадающего участка, по-видимому, определяется процессами, связанными с наличием в системе релаксационных колебаний.

Досліджено природу особливості, що спостерігається на спадаючій ділянці статичних вольт-амперних характеристик (ВАХ) тунельних переходів Sn–*I*–Pb в області напруг $(\Delta_{Pb}-\Delta_{Sn})/e < V < (\Delta_{Pb}+\Delta_{Sn})/e$ (де Δ_{Pb} і Δ_{Sn} — енергетичні щілини відповідно Pb та Sn) при зміщенні переходів в режимі «джерела напруги». Властивості цієї особливості при зміні величини опору навантаження для тунельного переходу, температури та зовнішнього магнітного поля, а також порівняння з результатами відомих експериментів, отриманих на джозефсонівських гілках ВАХ, а також з теорією свідчать про те, що характер спадаючої ділянки ВАХ, ймовірно, визначається процесами, пов'язаними з наявністю в системі релаксаційних коливань.

PACS: 74.50+r

Введение

Как известно, вольт-амперные характеристики (ВАХ) асимметричных сверхпроводящих туннельных переходов S_1–I–S_2, где S — сверхпроводник, I — изолятор, имеют острый пик при напряжении $V_d = (\Delta_1 - \Delta_2)/e$, обусловленный туннелированием термически возбужденных квазичастиц (см., например, [1,2]). Из-за наличия отрицательного дифференциального сопротивления при напряжениях $V > V_d$ на спадающем склоне этого пика при записи ВАХ таких структур в режиме «источника тока» наблюдается гистерезис в интервале напряжений $V_d < V < V_s$, $V_s = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$. При записи статических ВАХ в режиме «источника напряжения» форма ВАХ в указанном интервале напряжений часто отличается от теоретической [1,2], а именно, на склоне пика ВАХ при $V = V_d$ появляется дополнительная особенность [1,3]. Авторы работы [1] предположили, что эта особенность обусловлена возникновением в системе релаксационных колебаний. В то же время подобная особенность в [3] объясняется модификацией спектра квазичастичных возбуждений в сверхпроводниковых электродах.

Известно, что весьма сходные по форме особенности наблюдаются при записи ВАХ в режиме «источника напряжения» на точечных контактах и на переходах типа S–I–S при наличии на их ВАХ джозефсоновских ступеней тока [4–6]. Для случая джозефсоновских токовых ступеней природа этих особенностей хорошо изучена. В [4–6] показано, что такие особенности возникают из-за того, что при измерении статической ВАХ на переходе фиксируется среднее значение напряжения, а не его мгновенное значение, которое на самом деле колеблется. Такие релаксационные колебания могут происходить в различных системах, содержащих нелинейные элементы, с наличием на ВАХ участков отрицательного дифференциального сопротивления независимо от физической природы проис-

© И. П. Невирковец, А. Н. Поляков, Г. В. Пилько, В. В. Рюмшин, 1996

хождения этих участков. В частности, область напряжений $V_d < V < V_s$ на квазичастичной ВАХ переходов типа S_1–I–S_2 является благоприятной для проявления этих колебаний. Учитывая противоречивые мнения в литературе о природе особенности, которая возникает в указанной области напряжений для S_1–I–S_2-переходов, представляет интерес провести специальное исследование данного вопроса.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования туннельных переходов Sn–I–Pb, свидетельствующие о том, что форма спадающего участка ВАХ в интервале напряжений $(\Delta_{Pb} - \Delta_{Sn})/e < V < (\Delta_{Pb} + \Delta_{Sn})/e$ при измерениях в режиме «источника напряжения», по-видимому, обусловлена наличием в системе релаксационных колебаний.

Результаты эксперимента и обсуждение

Объектами исследования были туннельные переходы Sn–I–Pb, которые изготовлены по технологии, описанной в предыдущих работах [7]. Площадь переходов варьировалась в пределах от 0,03 до 0,7 мм^2, удельное туннельное сопротивление было порядка 10^{-5} Ом·см^2. Измерения проводились при температурах T = 1,7–3,5 K в жидком гелии.

При измерениях использовался «источник напряжения», который создавался по обычной схеме [5] путем шунтирования перехода малым сопротивлением $R_{sh} < R_T$, где $R_T(V)$ — сопротивление, равное по абсолютной величине отрицательному дифференциальному сопротивлению туннельного перехода в исследуемой области напряжений $V_d < V < V_s$, $V_d = (\Delta_{Pb} - \Delta_{Sn})/e$, $V_s = (\Delta_{Pb} + \Delta_{Sn})/e$. Шунтирующее сопротивление подсоединялось в измерительную цепь в различных случаях как вне криостата, так и в непосредственной близости от перехода, и охлаждалось до низких температур вместе с ним (такой «холодный» шунт представлял собой либо медную проволочку, либо медную пленку, нанесенную в одном вакуумном цикле вместе с переходом). В первом случае значительный вклад в нагрузочное сопротивление для туннельного нелинейного элемента вносили соединительные провода, тогда как во втором случае их вклад в нагрузочное сопротивление был малым. Для калибровки тока последовательно с переходом подключалось измерительное сопротивление $R_{meas} \ll R_{sh}$.

Семейство экспериментальных ВАХ перехода Sn–I–Pb площадью 0,05 мм^2, записанных при различных температурах с использованием «холодного» шунта R_{sh} = 0,008 Ом, показано на рис. 1 (кривые 1–6). Для сравнения на вставке рис. 1 показана записанная при T = 3,38 K в режиме источника тока ВАХ другого перехода, созданного на той же самой подложке в одинаковых условиях. Как видно из приведенных на рис. 1 ВАХ, при $V = V_d$ имеется пик, связанный с полуразностью энергетических щелей Pb и Sn. Спадающий участок ВАХ при напряжениях $V > V_d$ имеет необычный с точки зрения стандартной теории [1,2] вид: зависимость $I(V)$ имеет перегиб в интервале токов от I_{max} до I_{min} (смысл этих обозначений понятен из рис. 1), так что основную часть данного участка составляет плато при токе $I \cong (I_{max} - I_{min})/2$. Такая форма спадающих участков характерна и для джозефсоновских ступеней тока при наличии в системе релаксационных колебаний [8], что видно в нашем случае при напряжениях $0 < V < V_d$. Поэтому можно предположить, что физическая природа происхождения особенностей спадающих участков ВАХ при $0 < V < V_d$ и $V_d < V < V_s$ одна и та же.

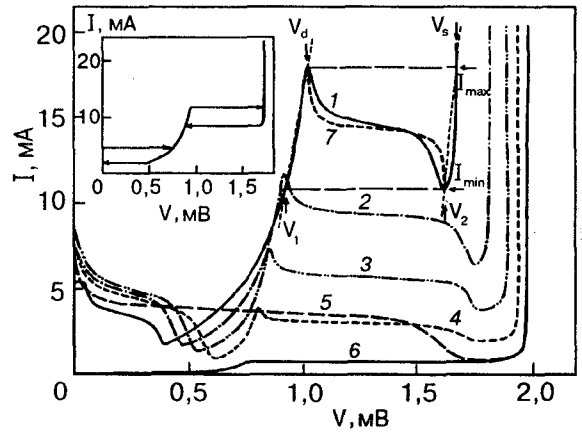

Рис. 1. Семейство ВАХ перехода Sn–I–Pb в режиме «источника напряжения» при нулевом внешнем магнитном поле и различных температурах, T, K: 3,48 (*1*); 3,08 (*2*); 2,68 (*3*); 2,28 (*4*). Кривые *5* и *6* записаны при одной и той же температуре T = = 1,65 K и значениях магнитного поля H = 0 и 6670 А/м соответственно. Кривая *7* — теоретическая зависимость $\overline{I(V)}$, полученная по формулам (1), (2) при линейной аппроксимации положительных склонов (штриховые линии, проходящие через точки (V_1, I_{min}); (V_d, I_{max}) и (V_2, I_{min}); (V_s, I_{max}). На вставке — ВАХ близкого по параметрам перехода при T = 3,38 K в режиме «источника тока».

В пользу последнего предположения свидетельствует характер температурной зависимости ВАХ, приведенной на рис. 1. При понижении температуры интервал напряжений $V_s - V_d = 2\Delta_{Sn}/e$ увеличивается, а высота пика при $V = V_d$ уменьшается. Форма спадающего участка изменяется соответственно: плато при токе $I \cong (I_{max} - I_{min})/2$ сохраня-

ется, а спадающий участок ВАХ при любом значении T точно укладывается в интервал от $V = V_d$ до $V = V_2$ — величины напряжения (близкой к $V = V_s$), при котором ток приобретает значение I_{min}. При дальнейшем понижении температуры может наблюдаться незначительное уменьшение V_2, связанное с тем, что квазичастичный ток вблизи $V = V_s$ становится сравнимым с фоновым током (включающим в себя токи утечки, многочастичного туннелирования и т.п.), и поэтому минимум тока может смещаться влево. В наших экспериментах было измерено большое число переходов, в том числе с разными величинами фонового тока, что определяло и различия в положении минимума тока при $V = V_2$. Оказалось, что разница в значении V_2 для переходов, созданных на одной и той же подложке и измеренных при одной и той же температуре, может достигать 0,25 мВ. При этом, в пределах экспериментальной погрешности, не было обнаружено разницы в значениях V_d и V_s для этих переходов. Данное наблюдение свидетельствует о том, что положение рассматриваемой особенности по напряжению, по-видимому, прямо не связано с характерными энергиями в спектре возбуждений сверхпроводников, а отражает лишь размеры гистерезисного участка (в режиме заданного тока) на ВАХ. Последнее свойство характерно для особенности, обусловленной релаксационными колебаниями.

При самых низких температурах, когда квазичастичный ток при $V = V_d$ становится малым, два спадающих участка на ВАХ, при $0 < V < V_d$ и при $V_d < V < V_s$, сливаются в один, занимающий весь интервал напряжений от $V = 0$ до $V = V_2$ (рис. 1, кривая *5*, $T = 1{,}65$ К). Такую трансформацию рассматриваемых особенностей трудно описать в рамках какой-либо модели, в которой для объяснения привлекаются изменения в спектре квазичастичных возбуждений. С другой стороны, ее легко понять с точки зрения теории релаксационных колебаний. Именно вследствие вымерзания квазичастиц при понижении температуры пик при $V = V_d$ становится ниже тока, при котором происходит обратный скачок напряжения (в режиме заданного тока) при $V = V_2$, так что на ВАХ остается лишь один гистерезисный участок, в пределах которого и происходят релаксационные колебания. Если при этой температуре приложить магнитное поле, достаточное для подавления эффекта Джозефсона ($H \cong 6\,670$ А/м), то особенность исчезает, и на ВАХ не остается больше пиков и участков с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 1, кривая *6*). Как показали наши измерения, при более высоких температурах, когда имеется пик при $V = V_d$, влияние магнитного поля сводится только к подавлению особенности при $V < V_d$, связанной с током Джозефсона, в то время как особенность при $V_d < V < V_s$ остается в неизменном виде (ясно, что поле не должно быть слишком большим, чтобы не подавить сверхпроводимость электродов). Это свидетельствует о существовании корреляции между появлением рассматриваемой особенности и наличием области отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ.

Из теории релаксационных колебаний известно, что они возникают в системе тогда, когда сопротивление нагрузки и эдс источника выбраны так, что нагрузочная линия пересекает участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением нелинейного элемента лишь в одной точке [9]. Таким образом, в системе должны происходить качественные изменения характера колебательных процессов при небольших изменениях наклона нагрузочной линии, проходящей через точки (V_d, I_{max}); (V_2, I_{min}), что должно отражаться и на форме статической ВАХ. При уменьшении крутизны наклона нагрузочной линии должен иметь место гистерезис, а при ее увеличении в системе должны появиться релаксационные колебания, приводящие к характерной форме спадающего участка ВАХ. Таким образом, изменяя величину шунтирующего сопротивления, можно наблюдать соответствующую модификацию ВАХ на одном и том же переходе. Поскольку для проведения такого эксперимента на одном и том же переходе необходима была операция термоциклирования, а переходы Sb–*I*–Pb при этом плохо сохраняют свои характеристики, мы использовали на практике два расположенные рядом на одной и той же подложке перехода с близкими характеристиками.

Для одного из этих переходов подбором шунтирующих сопротивлений вне криостата и заданием подходящей температуры мы смогли получить нагрузочную линию, проходящую через точки (V_d, I_{max}); (V_2, I_{min}). Об этом свидетельствовала форма ВАХ в исследуемой области, которая имела вид отрезка прямой, соединяющей две указанные точки (см. рис. 2,*а*, ветвь *1*). Чтобы убедиться в том, что именно эти точки определяют участок гистерезиса, была записана ВАХ того же перехода в режиме заданного тока (рис. 2,*а*, ветви *2*–*2'*). Видно, что ВАХ, записанная в предыдущем случае, проходит через точки начала прямого и

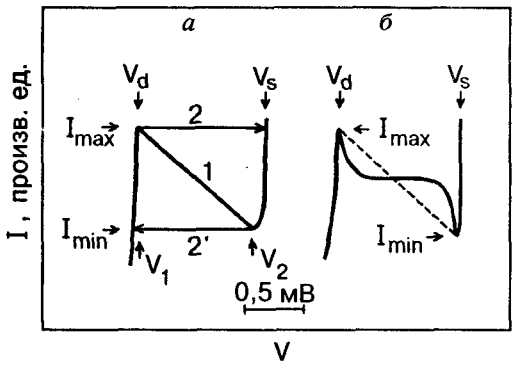

Рис. 2. Участки ВАХ двух близких по своим параметрам переходов Sn–*I*–Pb в области напряжений $V_d < V < V_s$ при T = = 2,5 К. *а* — ветвь 1 — ВАХ при значении шунтирующего сопротивления, когда нагрузочная линия для перехода проходит через вершину максимума при $V = V_d$ и минимума вблизи $V = V_s$; ветвь *2–2'* — ВАХ того же перехода, в том же масштабе, в режиме заданного тока. *б* — ВАХ другого перехода на той же подложке, в режиме «источника напряжения». Штриховой линией показано, как проходила бы ВАХ, если бы нагрузочное сопротивление было подобрано так же, как в случае *а* (ветвь *1*).

обратного скачков напряжения при наличии на ВАХ гистерезиса.

Измерения ВАХ другого из упомянутых переходов проводились для сравнения в режиме «источника напряжения» с использованием «холодного шунта». Эта ВАХ показана на рис. 2,*б*. Если для нее провести нагрузочную линию через точки (V_d, I_{max}); (V_2, I_{min}), как в предыдущем случае, то она всегда пересекает спадающий участок в точке, относительно которой он является примерно центрально симметричным.

Этот эксперимент наглядно показывает, что истинная ВАХ туннельного перехода Sn–*I*–Pb в области напряжений $V_d < V < V_s$ по крайней мере должна лежать ниже нагрузочной линии, проходящей через точки (V_d, I_{max}); (V_2, I_{min}). Следовательно, записанный в режиме «источника напряжения» спадающий участок не отражает вид реальной ВАХ, поскольку он всегда пересекается вышеуказанной нагрузочной линией.

В работе [5] показано, что при релаксационных колебаниях наблюдаемый на опыте спадающий участок ВАХ не отражает форму отрицательного склона соответствующего пика, а полностью определяется формой соседних положительных склонов ВАХ. При этом спадающий участок может быть описан формулой

$$\bar{I}(\bar{V}) = \frac{L}{T}\int_{V_1}^{V_d}\frac{I_0(V)dI_0(V)}{\bar{V}-V} + \frac{L}{T}\int_{V_2}^{V_s}\frac{I_0(V)dI_0(V)}{V-\bar{V}}, \qquad (1)$$

где I, V — постоянные составляющие тока и напряжения; $I_0(V)$ — реальная ВАХ нелинейного элемента на участке с отрицательным дифференциальным сопротивлением; L — индуктивность; T, период релаксационных колебаний,

$$T(\bar{V}) = L\int_{V_1}^{V_d}\frac{dI_0(V)}{\bar{V}-V} + L\int_{V_2}^{V_s}\frac{dI_0(V)}{V-\bar{V}}. \qquad (2)$$

Участок ВАХ в области $V_d < V < V_2$, вычисленный по формулам (1), (2) для линейной аппроксимации положительных склонов (как изображено на рис. 1 штриховыми прямыми линиями), показан на рис. 1 (кривая *7*). С учетом сделанного приближения согласие с экспериментом можно считать удовлетворительным. Для лучшего количественного описания ВАХ, по-видимому, необходимо учитывать реальную зависимость $I_0(V)$ на положительных склонах.

Заключение

Проведенное экспериментальное исследование спадающего участка ВАХ при $(\Delta_{Pb} - \Delta_{Sn})/e < V < (\Delta_{Pb} + \Delta_{Sn})/e$ туннельных переходов Sn–*I*–Pb, форма которого при измерениях в режиме «источника напряжения» не описывается стандартной теорией туннелирования в сверхпроводниках, позволяет сделать следующие выводы.

1. Форма спадающего участка ВАХ в исследуемом интервале напряжений аналогична форме спадающего участка при $V > 0$, связанного с наличием ветви постоянного джозефсоновского тока на ВАХ и релаксационных колебаний в системе, причем при низких температурах эти два спадающих участка могут сливаться в один.

2. Правая граница спадающего участка определяется напряжением, при котором происходит обратный скачок на ВАХ при наличии гистерезиса (в режиме заданного тока). Это напряжение не имеет строго фиксированного значения для образцов одного и того же типа с приблизительно одинаковой прозрачностью туннельного барьера в отличие от особенностей, прямо определяемых спектром квазичастичных возбуждений сверхпроводника (таких, например, как особенности при $V_d = (\Delta_1 - \Delta_2)/e$ или $V_s = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$).

3. Поскольку форма спадающего участка ВАХ сильно зависит от соотношения между величинами сопротивления нагрузки для туннельного перехода и дифференциального сопротивления перехода на данном участке, наблюдаемая в режиме

«источника напряжения» форма ВАХ не отражает реальную ВАХ спадающего участка; последняя по крайней мере лежит ниже прямой, проходящей через вершину пика при $V = (\Delta_{Pb} - \Delta_{Sn})/e$ и минимум вблизи $V = (\Delta_{Pb} + \Delta_{Sn})/e$.

4. Форма спадающего участка ВАХ удовлетворительно описывается теорией релаксационных колебаний.

Эти выводы позволяют заключить, что для объяснения формы рассмотренного спадающего участка ВАХ нет необходимости предполагать наличие в спектре квазичастичных возбуждений сверхпроводников каких-либо специфических особенностей, она полностью может быть объяснена в рамках обычной теории релаксационных осцилляций.

Следует отметить, что мы наблюдали отклонения от описанного выше «классического» поведения, а именно: в отдельных случаях вместо плато при токе $I \cong (I_{max} - I_{min})/2$ появлялся второй максимум. Об аналогичной особенности также сообщалось в работе [6] для джозефсоновских точечных контактов. Это отклонение, по-видимому, было связано с влиянием внешних воздействий, таких как электромагнитные наводки, захват магнитного потока в переходе и т.п.

Более детальное изучение влияния этих и других факторов представляет интерес как с теоретической, так и с практической точки зрения, поскольку открывает перспективу создания низкотемпературного релаксационного генератора на квазичастичной ветви ВАХ, более устойчивой, чем джозефсоновская ветвь.

Авторы выражают благодарность Э. М. Руденко за обсуждение результатов и внимание к работе, а также В. Е. Шатернику за подробное ознакомление с данными его экспериментов.

1. S. Shapiro, P. H. Smith, J. Nicol, J. L. Miles, and P. F. Strong, *IBM J. Res. Dev.* **6**, 34 (1962).
2. Л. Солимар, *Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение*, Мир, Москва (1974).
3. V. E. Shaternik and A. E. Matjushkin, *Physica* **B190**, 241 (1993); V. E. Shaternik, *Physica* **C235-240**, 3297 (1994).
4. F. L. Vernon, Jr. and R. J. Pedersen, *J. Appl. Phys.* **39**, 2661 (1968).
5. И. Х. Албегова, Б. И. Бородай, И. К. Янсон, И. М. Дмитренко, *ЖТФ* XXXIX, 911 (1969).
6. Y. Taur and P. L. Richards, *J. Appl. Phys.* **46**, 1793 (1975).
7. И. П. Невирковец, Э. М. Руденко, *ФНТ* **10**, 195 (1984).
8. К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов*, Наука, Москва (1985).
9. А. П. Молчанов, П. Н. Занадворов, Курс электротехники и радиотехники, Наука, Москва (1976).

Peculiarities of voltage-current characteristics of asymmetrical superconductive tunnel junctions observed in the measurements under «voltage source» regime

I. P. Nevirkovets, A. N. Polyakov, G. V. Pil'ko, and V. V. Riumshin

The peculiarities of static downward voltage-current characteristics of Sn–*I*–Pb tunnel junctions have been investigated in the voltages range $(\Delta_{Pb} - \Delta_{Sn})/e < V < (\Delta_{Pb} + \Delta_{Sn})/e$ (where Δ_{Pb} and Δ_{Sn} are the energy gaps of Pb and Sn, respectively) at transition shift under «voltage source» regime. The character of these peculiarities which varies with the load resistance, temperature and external magnetic field as well as comparison with the known experimental results obtained for the Josephson voltage — current characteristics branches and the existing theory suggests that the descending branch is defined by the processes associated with the relaxation oscillations present in a system.