

Эффект Джозефсона и неравновесная сверхпроводимость в сверхпроводниковых туннельных структурах

Э.М. Руденко

*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
бульвар Академика Вернадского, 36, г. Киев, 03680, Украина
E-mail: rudenko@imp.kiev.ua*

Статья поступила в редакцию 18 октября 2011 г.

Исследована неравновесная сверхпроводимость, которая вызвана токовой туннельной инжекцией квазичастиц. Обнаружено, что неустойчивость в форме отрицательного скачка напряжения на вольт-амперной характеристике (ВАХ) генератора, которая приводит к неоднородному состоянию, и пространственная структура неоднородного состояния очень чувствительны к слабому магнитному полю. Вид ВАХ низкоомных туннельных переходов при напряжениях смещения $V \approx 2\Delta/e$ сильно зависит от размеров перехода и прозрачности барьера. Полученные результаты интерпретируются наличием в туннельном генераторе джозефсоновских вихрей (флюксонов). Проведенные исследования неравновесных явлений с учетом джозефсоновских свойств низкоомных туннельных структур позволили обнаружить ряд новых эффектов, таких как неравновесное подавление энергетической щели при напряжениях смещения $V < 2\Delta/e$, возможность существования целого ряда неустойчивостей неравновесного сверхпроводящего состояния при туннельной инжекции, а также неоднородность воздействия туннельного инжектора.

Досліджено нерівноважну надпровідність, що викликана струмовою тунельною інжекцією квазі-частинок. Виявлено, що нестійкість у формі негативного стрибка напруги на вольт-амперній характеристиці (ВАХ) генератора, що приводить до неоднорідного стану, й просторова структура неоднорідного стану дуже чутливі до слабого магнітного поля. Вид ВАХ низькоомних тунельних переходів при напругах зміщення $V \approx 2\Delta/e$ сильно залежить від розмірів переходу та прозорості тунельного бар'єру. Отримані результати інтерпретуються наявністю в тунельному генераторі джозефсонівських вихорів (флюксонів). Проведені дослідження нерівноважних явищ з врахуванням джозефсонівських властивостей низькоомних тунельних структур дозволили виявити ряд нових ефектів, таких як нерівноважне придушення енергетичної щілини при напругах зміщення $V < 2\Delta/e$, можливість існування цілого ряду нестійкостей нерівноважного надпровідного стану при тунельній інжекції, а також неоднорідність впливу тунельного інжектора.

PACS: **74.50.+r** Явление туннелирования; эффект Джозефсона;
74.40.Gh Неравновесная сверхпроводимость;
74.78.Fk Многослойники, суперрешетки, гетероструктуры;
74.45.+c Эффект близости; эффект Андреева; SN и SNS-переходы.

Ключевые слова: Эффект Джозефсона, неравновесная сверхпроводимость, гетероструктура, туннельный эффект.

1. Введение

Изучение систем, далеких от термодинамического равновесия, важно как для фундаментальной физики, так и для практических применений. Одно из центральных мест в этой проблематике занимает изучение неравновесной сверхпроводимости.

Из состояния термодинамического равновесия сверхпроводник может быть выведен внешними воздействиями. Среди них широко используются электромагнитные и ультразвуковые поля, туннельная инжекция, воздействие высокоэнергетических частиц. Впервые в 1971 году Testardi [1] при изучении влияния лазерного излучения на сверхпроводник высказал предположение,

что переход сверхпроводника в резистивное состояние происходит не из-за термического разогрева, а из-за избыточных квазичастиц, которые рождаются при разрушении куперовских пар. Owen и Scalapino (OS) предложили теоретическую модель [2], в которой для описания сверхпроводника с избыточными квазичастицами была использована функция распределения с эффективным химпотенциалом. В таком сверхпроводнике при достижении критической концентрации избыточных квазичастиц n_c должна возникнуть неустойчивость и произойти фазовый переход первого рода в нормальное состояние.

Изучение поведения сверхпроводника с избыточными квазичастицами при их туннельной инжекции в двойных туннельных контактах (ДТК) было начато работами [3,4]. В качестве сверхпроводника использовались пленки Al. Как известно [5], в Al время рекомбинации в куперовские пары довольно большое. Это свойство позволяет при умеренных токах инжекции создавать значительную концентрацию избыточных квазичастиц. Эксперименты проводились на ДТК Al-I-Al-I-Al (I — изолятор).

В ДТК обычно один контакт является низкоомным туннельным переходом (НТП). Его туннельный ток создает в средней пленке структуры неравновесное сверхпроводящее состояние (НСС). Этот НТП называют *генератором*. Второй контакт служит для получения информации о НСС в средней пленке. Его обычно называют *детектором*. Детектор делают более высокоомным для того, чтобы его туннельный ток вносил минимум возмущений в среднюю пленку туннельной структуры. Проведенные в [3,4] исследования позволили обнаружить, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) генератора отличается от равновесной ВАХ. На ВАХ генератора наблюдается отрицательный скачок напряжения при напряжении смещения $2\Delta/e$ (2Δ — энергетическая щель в спектре квазичастиц сверхпроводника S), который можно связать с возникновением неустойчивости НСС в средней пленке и фазовым переходом первого рода. После скачка при увеличении тока на ВАХ возникает вертикальный участок (рис. 1). При этом изменяется вид ВАХ детектора. Она становится двухступенчатой, что указывает на появление в средней пленке Al сверхпроводящей области с уменьшенной энергетической щелью в спектре квазичастиц.

Исследования низкоомных туннельных джозефсоновских структур Sn-I-Sn, проведенные в работе [6], не обнаружили на ВАХ отрицательного скачка напряжения при достижении напряжением смещения величины $2\Delta/e$. При этом напряжением смещения увеличение туннельного тока приводило к появлению плавного участка ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением (рис. 2).

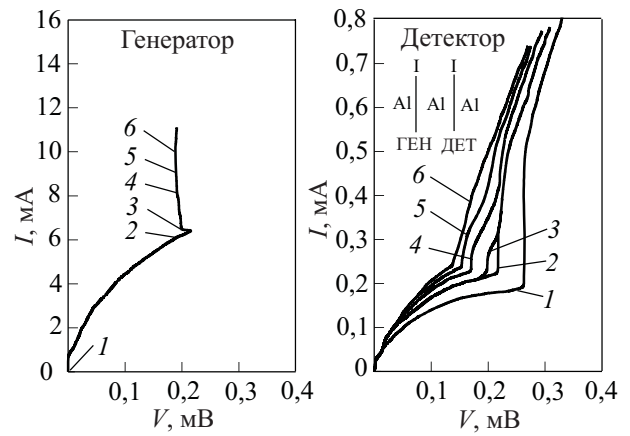


Рис. 1. ВАХ образца 3/11/76. ВАХ детектора приведены для различных токов, обозначенных точками на ВАХ генератора. Геометрическая схема эксперимента изображена на вставке. $T = 0,94$ К.

Авторы работы [3] связали возникновение неустойчивости НСС с достижением в средней пленке критической концентрации избыточных квазичастиц n_c . Оценка критической концентрации дала значение $n_c \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что соответствует модели термодинамической неустойчивости НСС в модели OS. В то же время в работе [4] было установлено, что отрицательный скачок напряжения на ВАХ генератора всегда наблюдался в начале роста тока при напряжении $2\Delta/e$, несмотря на то, что сопротивление генератора изменялось в 50 раз. Поэтому такое поведение ВАХ не может быть вызвано достижением n_c . Поскольку отрицательный скачок напряжения наблюдался лишь на туннельном переходе (ТП) на основе Al и не наблюдался на ТП на основе Sn [6], авторы высказали мнение, что к такому эффекту может приводить неоднородность сверхпроводящих свойств, заранее имеющаяся в сверхпроводящей пленке. По их мнению, пленки Sn более однородны по сравнению с пленками Al, чем и

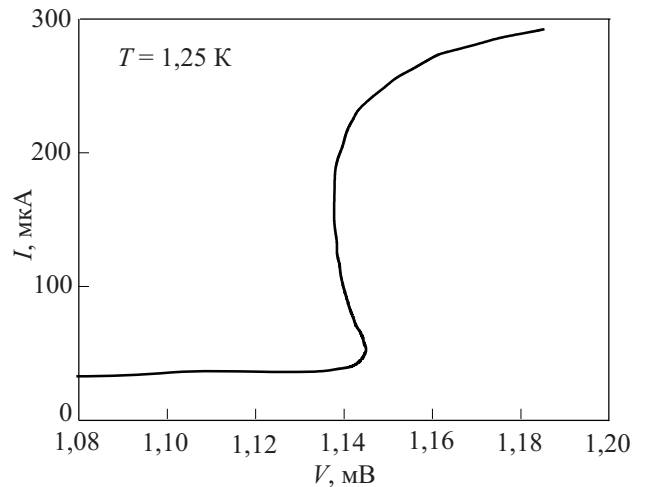


Рис. 2. ВАХ туннельного перехода олово-оксид олова-олово, имеющего высокую плотность тока.

объясняется отсутствие отрицательного скачка напряжения в экспериментах [6]. Для объяснения скачка напряжения была предложена модель «нагрузочной линии», основанная на предположении о существовании первоначальной пространственной неоднородности энергетической щели в сверхпроводящей пленке и сильной нелинейности ВАХ низкоомных туннельных переходов (НТП) при напряжении смещения $2\Delta/e$.

Частичное понимание полученных в работах [4–6] противоречивых экспериментальных результатов могут дать теоретические работы Елесина [7]. Автор исследовал кинетические уравнения для НСС и показал, что в режиме узкого источника квазичастиц (для туннельного источника это случай $eV - 2\Delta \ll 2\Delta$, где V — напряжение смещения на ТП) зависимость энергетической щели 2Δ от V становится неоднозначной при $V \leq 2\Delta$. Это приводит к возникновению так называемой «пороговой» неустойчивости сверхпроводника и возникновению в нем неоднородного сверхпроводящего состояния. В сверхпроводнике возникает сверхпроводящая область с уменьшенной энергетической щелью в спектре квазичастиц, которая увеличивается при росте тока. При этом ВАХ однородного S–I–S ТП приобретает отрицательный наклон вблизи 2Δ . Как видим, представленная теория дает объяснение экспериментальной ВАХ оловянных ТП (рис. 2) [6]. Кроме того, ВАХ с отрицательным наклоном использовалась авторами качественной модели «нагрузочной линии» [4]. Однако остается до конца не выясненным вопрос, почему вид ВАХ НТП Al–I–Al и Sn–I–Sn различается.

2. Взаимосвязь неравновесных явлений с джозефсоновскими свойствами инжектора

Для более глубокого изучения и понимания возникшей ситуации мы создали и исследовали двойные туннельные структуры Sn–I–Sn–I–Sn, в которых можно было получить более высокую, чем в работе [6], плотность тока инжекции квазичастиц. Удельное туннельное сопротивление генератора в этих структурах составляло 10^{-6} Ом·см². Оказалось, что на ВАХ таких генераторов при напряжении смещения $2\Delta/e$ может наблюдаться такой же отрицательный скачок напряжения [8,9], как и обнаруженный в работах [3,4] на ВАХ контактов на основе Al. Дальнейшие исследования позволили нам установить природу наблюдаемого явления.

Туннельные контакты Sn–I–Sn и Sn–I–Sn–I–Sn в работах [8,9] создавались на сапфировых подложках по обычной технологии термического испарения и последующего окисления. Туннельное удельное сопротивление генератора составляло 10^{-6} Ом·см², а детектора — 10^{-4} Ом·см². Толщина пленок была 70–100 нм, а размеры контактов примерно 200×200 мкм. Измерения проводились в жидком гелии как при температурах $T < T_\lambda$,

так и при $T > T_\lambda$ ($T_\lambda = 2,17$ К — температура λ -точки жидкого гелия). В обоих случаях на ВАХ наблюдался отрицательный скачок напряжения. Мы провели исследование влияния магнитного поля, параллельного плоскости ТП, на вид ВАХ и обнаружили их высокую чувствительность к слабым магнитным полям.

На рис. 3 представлен ряд ВАХ НТП Sn–I–Sn при различной величине приложенного параллельного магнитного поля. Видно, что в наших экспериментах в отсутствие магнитного поля наблюдается отрицательный скачок напряжения, как и в экспериментах на контактах из пленок Al [3,4]. По мере увеличения магнитного поля значение тока, при котором возникает отрицательный скачок, уменьшается, а значение напряжения сохраняется. При величине магнитного поля 97,5 Э отрицательный скачок полностью исчезает. Как известно, такого уровня магнитные поля характерны для воздействия на нестационарный эффект Джозефсона. Можно ожидать, что наблюдаемые эффекты обусловлены особенностями туннельного источника квазичастиц, связанными с его джозефсоновскими свойствами.

Характерным параметром при изучении эффекта Джозефсона является глубина проникновения магнитного поля в джозефсоновский ТП λ_J , которая зависит как от материала электродов ТП, так и от прозрачности туннельного барьера. Опираясь на экспериментальные данные, приведенные в работах [3,4], можно провести оценку величины λ_J для используемых генераторов квазичастиц. При линейном размере генератора ≥ 100 мкм [3] мы получили $\lambda_J \approx 40$ мкм, а при линейном размере генератора ≥ 600 мкм $\lambda_J \approx 110$ мкм [2]. Таким образом, в этих работах линейные размеры генераторов были намного больше λ_J и ТП представляли собой длинные джозефсоновские переходы (ДТП).

Представляет интерес изучить пространственное распределение двухщелевого неоднородного состояния сверхпроводящих пленок олова, которое возникает при

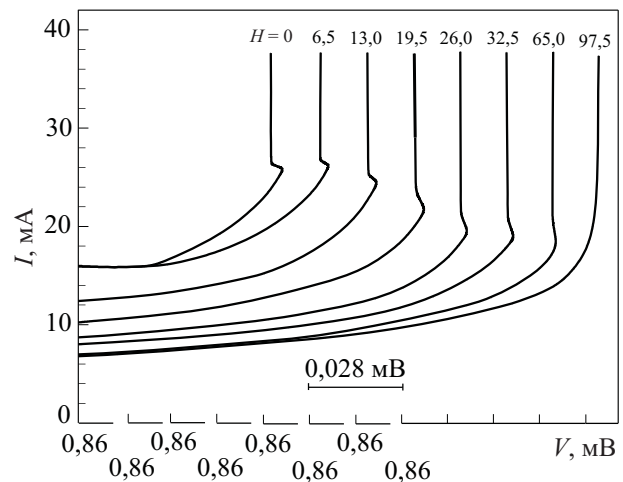


Рис. 3. ВАХ туннельных переходов Sn–I–Sn при $T = 2,0$ К в различных магнитных полях H , Э.

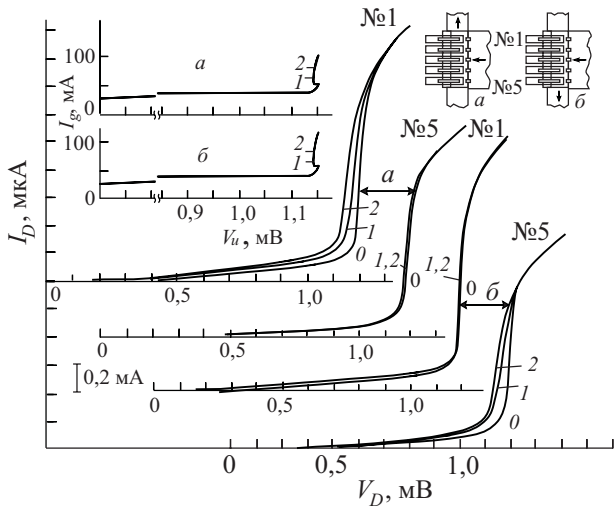


Рис. 4. ВАХ генератора и двух крайних детекторов (№1 и №5) при пропускании тока через разные края генератора (а и б) при $H = 0$, $T = 2,0$ К. Цифрами обозначены разные уровни инжекции и соответствующие ВАХ детектора.

напряжении $V_u \approx 2\Delta/e$. С этой целью нами были изготовлены специальные многоконтактные туннельные структуры [10], конструкции которых схематически представлены на рис. 4. На верхнем электроде генератора, который имел размеры 780×150 мкм и удельное туннельное сопротивление $3,4 \cdot 10^{-7}$ Ом·см², вдоль длинной стороны были созданы с интервалом 40 мкм пять детекторов размером 100×170 мкм и туннельным удельным сопротивлением $(1,4-1,6) \cdot 10^{-4}$ Ом·см². По оценкам, джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля в генератор составляла $\lambda_J \approx 20$ мкм. Записывались ВАХ генератора и детекторов при разных уровнях инжекции и различных способах подвода тока генератора. Оказалось, что место зарождения области с уменьшенной щелью определяется способом подвода тока к генератору. Уменьшение энергетической щели фиксировалось крайним детектором на том краю генератора, через который подводился ток. Остальные четыре детектора не показывали уменьшение щели. Таким образом, эти эксперименты показали, что неустойчивость НСС и возникновение неоднородного состояния не связаны с первоначальной неоднородностью материала пленки.

Было также проведено исследование вида ВАХ НТП в зависимости от размеров перехода и его прозрачности [10]. На рис. 5 (кривые 1–3) приведены ВАХ НТП, имеющих размеры 50×60 ; 120×60 и 700×700 мкм соответственно. Удельное туннельное сопротивление НТП было одинаковым и составляло примерно $4 \cdot 10^{-7}$ Ом·см². Видно, что на ВАХ НТП малых размеров (кривая 1) отрицательный скачок напряжения при $eV \approx 2\Delta$ отсутствует, а сама ВАХ имеет отрицательный наклон. На ВАХ НТП средних размеров (кривая 2) наблюдается отрицательный ска-

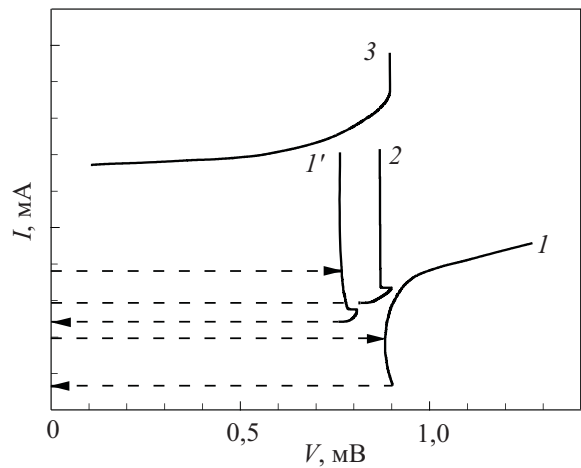


Рис. 5. ВАХ переходов малых (1), средних (2) и больших (3) размеров с одинаковой прозрачностью барьера. Увеличение прозрачности барьера перехода малых размеров переводит его ВАХ к виду I' . Масштаб по оси I : для кривых 1 и I' — 2,5 мА/дел; 2 — 20 мА/дел; 3 — 100 мА/дел. Кривые 1–3 записывались при $T = 1,85$ К, I' — при $I = 2,0$ К.

чок напряжения при $eV \approx 2\Delta$. ВАХ НТП больших размеров (кривая 3) демонстрирует отсутствие как отрицательного скачка напряжения, так и отрицательного наклона.

Для установления чувствительности вида ВАХ к прозрачности туннельного барьера был изготовлен образец размером 50×60 мкм с удельным туннельным сопротивлением в несколько раз меньшим, чем в первом случае. Его ВАХ представлена на рис. 5 кривой I' . Видно, что ее вид по сравнению с кривой 1 изменился: появился отрицательный скачок напряжения. Такое поведение вида ВАХ говорит о том, что появление отрицательного скачка нельзя связать с неоднородностью пленочных электродов НТП. В то же время прозрачность туннельного барьера связана с величиной λ_J , которая определяет неоднородность тока в джозефсоновском контакте. При увеличении прозрачности барьера λ_J уменьшается. Поэтому, когда линейный размер НТП становится больше λ_J , в НТП появляется токовая неоднородность и возникают условия для развития неустойчивости по модели «нагрузочной линии» [4].

Наблюдаемые экспериментально особенности ВАХ НТП (рис. 5 кривые 1–3) могут быть интерпретированы следующим образом. Отсутствие неустойчивости для НТП малых размеров совпадает с результатами работы [6] и соответствует случаю, когда размеры НТП соизмеримы с величиной λ_J . Существенное отличие ВАХ НТП средних размеров от предыдущего случая вызвано тем, что их размеры превосходят величину неоднородности тока и в них имеются условия для переключения по нагрузочной линии [4]. Отсутствие скачка напряжения на ВАХ НТП больших размеров можно объяснить в рамках модели [4] тем, что размер

неоднородности тока становится очень малым по сравнению с размерами НТП, так что наклон нагрузочной линии становится слишком крутым.

Таким образом, отрицательный скачок напряжения может наблюдаться в ДДП, а место неоднородности тока, место зародыша новой фазы неоднородного состояния, должно определяться динамикой флюксонов в ДДП.

3. Взаимосвязь динамики флюксонов и неравновесных явлений в ДДП

В ДДП, линейные размеры которого больше λ_J , при протекании туннельного тока и напряжении смещения $V \neq 0$ могут двигаться джозефсоновские вихри — флюксоны [11]. Первоначально предполагалось, что в этом случае ток через ДДП усредняется и его можно считать однородным [12]. Однако в экспериментальной работе [13] и при численном моделировании движения флюксонов [14], было показано, что в ДДП могут возникать сильные неоднородности тока, обусловленные высокой чувствительностью динамики флюксонов к различным внешним условиям. Амплитуда переменного напряжения, возникающего вследствие движения флюксонов, не одинакова вдоль ДДП. Кроме того, сильное влияние на характер движения флюксонов может оказывать краевое воздействие тока [15], которое реализуется на краю крестообразного ДДП [13]. Для оценки краевого воздействия тока на динамику флюксонов были изготовлены ДДП, которые позволяли регулировать величину воздействия краевого тока. Конфигурация такого контакта представлена на рис. 6. Оказалось, что вводимый в контакт при $x = l$ краевой ток может создавать эффект «задержки» вхождения вихря на этом краю контакта. Такая «задержка»

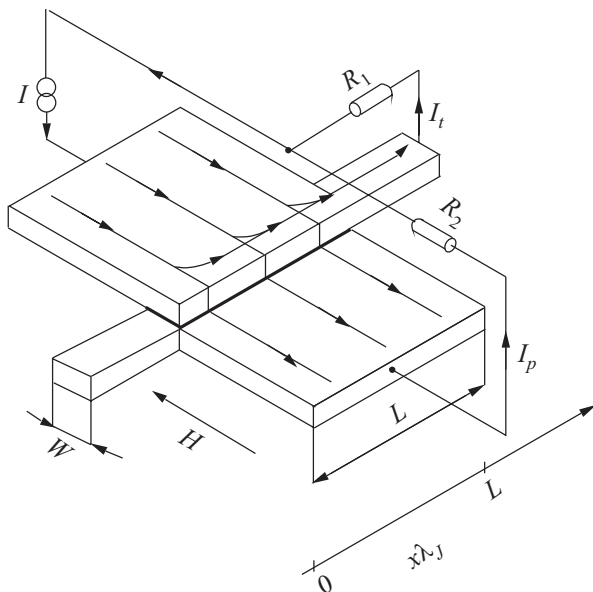


Рис. 6. Конфигурация туннельного перехода и схема измерения.

приводит к большой скорости движения флюксона на начальном участке. При дальнейшем движении флюксона в глубь контакта из-за вязкости его скорость падает. Со скоростью движения флюксона связана амплитуда индуцированного им напряжения. С целью иллюстрации характера движения вихрей в такой системе численно решалось возмущенное уравнение синус-Гордона, которое описывает движение флюксона в ДДП. Краевой ток учитывался в граничных условиях. Результаты численного решения этого уравнения при токе через ДДП для величины напряжения $\phi_t = \partial\phi/\partial t = 2eV/\hbar$ (ϕ — разность фаз волновых функций на контакте) для разных концов ДДП представлены на рис. 7. Видно, что амплитуда переменной составляющей напряжения в месте воздействия краевого тока $x = l$ значительно превосходит амплитуду переменной составляющей напряжения в месте выхода вихря $x = 0$. Таким образом, можно заключить, что ток в крестообразных НТП генераторах течет неоднородно. Это вызывает возникновение неоднородного состояния в месте подвода тока, как это было получено нами в экспериментах [13].

Получить убедительные экспериментальные данные о взаимосвязи между динамикой флюксонов, местом неустойчивости НСС и образованием неоднородного сверхпроводящего состояния удобно, используя ДДП типа «overlap». В контактах этого типа удобно создавать флюксоны внешним магнитным полем, параллельным плоскости контакта. Хорошо известно направление движения вихрей при протекании туннельного тока. Изготовленная нами многоконтактная туннельная структура [16] на основе пленок олова схематически изображена на рис. 8. В качестве ТП генератора использовался ДДП типа «overlap», образованный пленками S_1 и S_2 . Определение величины энергетической щели в средней пленке производилось при помощи двух ТП детекторов

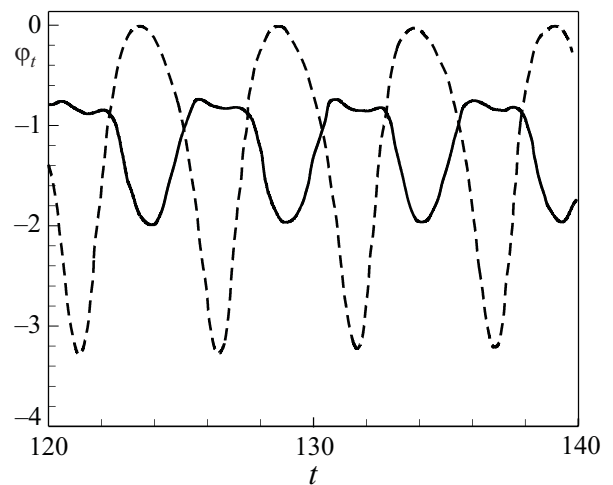


Рис. 7. Зависимость напряжения $\phi_t(0, t)$ (сплошная линия) и $\phi_t(l, t)$ (пунктирная линия) от времени при $h = -5$, что соответствует магнитному полю $3,5 \text{ Э}$.

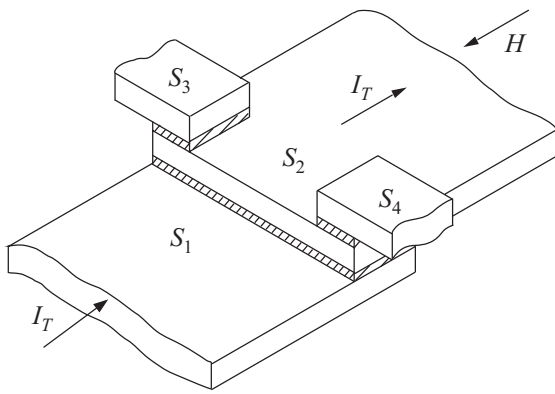


Рис. 8. Схематическое изображение туннельной структуры Sn-I-Sn-I-Sn. Оловянные электроды контактов, имеющие различное назначение, обозначены как S_i ($i = 1, 2, 3, 4$).

d_1 и d_2 , образованных ТП S_2 -I- S_3 и S_2 -I- S_4 соответственно. Туннельное удельное сопротивление генератора составляло $3 \cdot 10^{-5}$ Ом·см², а его размеры — 75×600 мкм. Детекторы имели удельное туннельное сопротивление $2 \cdot 10^{-3}$ Ом·см², а их размеры составляли 50×100 мкм и были сравнимы с глубиной проникновения магнитного поля в генератор, равной 50 мкм.

Исследовалась зависимость положения области с пониженным значением энергетической щели в спектре квазичастиц Δ^* от направления движения флюксонов. Для создания флюксонов в контакте использовалось слабое магнитное поле величиной 14 Э, направленное параллельно плоскости ТП генератора перпендикулярно к его длинной стороне. В работе [13] было показано, что в ДДП типа «overlap» отражение флюксонов при умеренном затухании приводит к увеличенному напряжению, а значит и току, на том краю ДДП, куда движутся флюксоны.

Исследования показали, что неустойчивость ВАХ генератора и отрицательный скачок напряжения проявляются при двух противоположных направлениях тока. Однако контакты детекторы вели себя по-разному. Когда флюксоны ДДП двигались от детектора d_1 к детектору d_2 , на его ВАХ фиксировалось уменьшение величины энергетической щели в средней пленке S_2 . В это же время детектор d_1 не фиксировал изменения величины энергетической щели в S_2 . При изменении направления магнитного поля на противоположное изменялось направление движения флюксонов. В этом случае изменение величины энергетической щели в S_2 фиксировал детектор d_1 . Таким образом, в этих экспериментах было получено доказательство того, что возникновение неоднородности тока и ее положение обусловлено движением флюксонов в ДДП. Возникшая неоднородность тока приводит к локальному подавлению энергетической щели и развитию неустойчивости, как мы считаем, по механизму «нагрузочной линии» [4].

Экспериментальное и теоретическое исследование механизма воздействия флюксонов на величину энергетической щели при напряжении смещения на генераторе $V_g < 2\Delta(0)/e$ проведено в работе [17]. Здесь $\Delta(0)$ — равновесное значение энергетической щели. В эксперименте использовалась пленочная структура, схема которой представлена на рис. 8.

Для изучения влияния тока инжекции на величину энергетической щели средней пленки S_2 измерялось напряжение смещения V_Δ на детекторе в области максимальной крутизны его ВАХ при фиксированном токе инжекции I_g на генераторе и напряжении V_g . На рис. 9 представлена зависимость $\delta V_\Delta(V_g)$, где $\delta V_\Delta = V_\Delta - V_\Delta(0)$, а $V_\Delta(0)$ — напряжение смещения на детекторе при отсутствии инжекции на генераторе. Измерения проводились при температуре 1,9 К. Плотность вихрей и амплитуду переменного напряжения можно было изменять путем изменения величины внешнего магнитного поля, направленного параллельно плоскости генератора перпендикулярно его длинной стороне.

Как видим, наблюдается пороговый эффект подавления энергетической щели в пленке генератора S_2 , который возникает сначала при напряжении смещения на генераторе $V_g \approx 2\Delta(0)/3e$, а затем при $V_g \approx \Delta(0)/e$. Возникновение резкого подавления энергетической щели при напряжении смещения $V_g \approx 2\Delta(0)/3e$ при монотонном возрастании подводимой к контакту мощности может быть связано с появлением нового канала инжекции неравновесных квазичастиц с энергиями $\varepsilon > 2\Delta$. Включение магнитного поля, как видно на рис. 9 (кривая 2), приводит к уменьшению эффектов подавления щели при $V_g < 2\Delta(0)/e$ и росту напряжения V_u , при котором происходит неустойчивость.

При построении теории неравновесных явлений в сверхпроводниках [7] предполагалось, что в туннельном источнике квазичастиц действует напряжение смещения, не зависящее от времени и координат. В действительности в джозефсоновском источнике в режиме движения флюксонов напряжение на контакте не постоянно и имеет вид

$$eV(x, t) = V_{dc}(x) + V_{ac}(x) \cos [2V_{dc}(x)t],$$

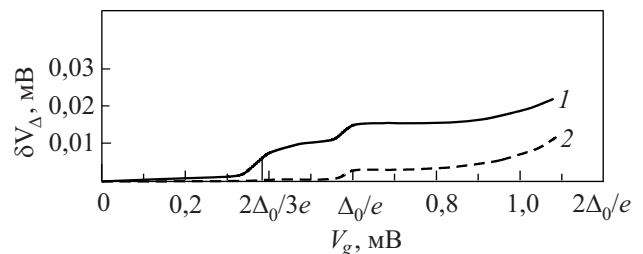


Рис. 9. Зависимость изменения напряжения δV_Δ , соответствующего энергетической щели на детекторе, от напряжения на инжекторе V_g при различных H , Э: 0 (1), 45 (2).

где x — координата, V_{dc} и V_{ac} — постоянное напряжение смещения и амплитуда переменного напряжения, вызванная движением флюксона соответственно.

Вывод аналитического вида туннельного источника в кинетическом уравнении, которое описывает воздействие на контакт неоднородного нестационарного напряжения, и решение такого уравнения является трудноразрешимой задачей. Учитывая особенности эксперимента, мы представили ДДП как совокупность параллельно соединенных малых (с размером $L \leq \lambda_J$) джозефсоновских контактов [17], на каждый из которых подано однородное напряжение

$$V_i(t) = V_{dc} + V_{ac}^i \cos(2V_{dc}t).$$

Используя метод функций Грина–Келдыша, было получено аналитическое выражение для вида туннельного источника квазичастиц в кинетическом уравнении. Такой источник при $V_{ac} \neq 0$ описывал процессы туннелирования электронов с участием фотонов и с разрывом фотоном куперовских пар. При решении уравнений оказалось, что при движении флюсонов режим узкого источника реализуется для целого семейства напряжений смещения, в отличие от случая $V_{ac} = 0$ [7], когда имеется одно условие $eV_{dc} - 2\Delta V_{dc} \ll \Delta$. В результате Δ оказывается неоднозначной для целого ряда значений напряжения V_{dc} .

Качественно зависимость поведения энергетической щели от напряжения смещения на джозефсоновском контакте представлена на рис. 10. Видим, что пороговая неустойчивость возможна при целом ряде значений V_{dc} , где $\Delta(V_{dc})$ неоднозначна, однако эта неустойчивость вызывается различными процессами. Например, при $V_{dc} = 2\Delta/e$ — туннелированием без участия фотонов, при $V_{dc} = \Delta/e$ — туннелированием с разрывом куперовских пар фотонами, при $V_{dc} = 2\Delta/3e$ — туннелированием с участием фотона и т.д. На участках, где зависимость $\Delta(V_{dc})$ однозначна, происходит монотон-

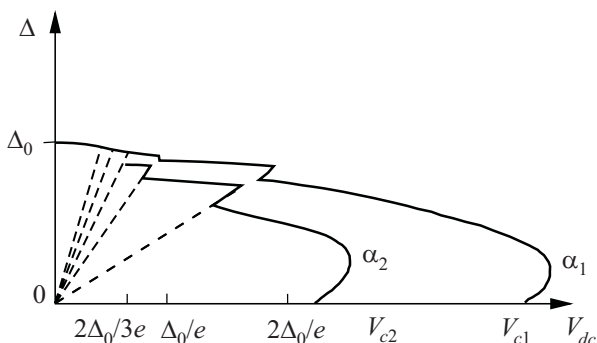


Рис. 10. Зависимость $\Delta(V_{dc})$ при учете движения флюксонов для двух различных параметров туннельной инжекции α_1 и α_2 ($\alpha_1 < \alpha_2$, α_1 сложным образом зависит от параметров контакта и характеристик флюксонов).

ное подавление энергетической щели, а в областях неоднозначности возникают неоднородные устойчивые неравновесные состояния с двумя значениями энергетических щелей. Таким образом, предложенная в [17] теоретическая модель позволяет объяснить наблюдаемое экспериментально (рис. 9) резкое подавление щели в средней пленке генератора S_2 при напряжениях $V_g = 2\Delta/3e$ и $V_g = \Delta/e$ пороговой неустойчивостью неоднородного сверхпроводящего состояния при этих напряжениях.

Заключение

Рассмотренные экспериментальные результаты и предложенные теоретические подходы позволили впервые установить существование тесной взаимной связи между джозефсоновскими и неравновесными явлениями при протекании туннельного тока в НТП. Именно джозефсоновские свойства НТП определяют значения напряжений, при которых происходит неустойчивость НСС. Размеры и пространственное положение области неустойчивости создают возможность управлять физическими процессами, которые протекают в НСС в джозефсоновских контактах и использовать их для создания новых устройств современной криоэлектроники.

Автор выражает благодарность соавторам использованных в статье публикаций И.П. Невирковцу, А.В. Устинову и С.Е. Шафранюку, труд которых помог выявить важную роль джозефсоновских процессов при изучении неравновесных явлений в сверхпроводниках.

1. L.R. Testardi, *Phys. Rev.* **B4**, 2189 (1971).
2. C.S. Owen and D.J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1599 (1972).
3. R.C. Dynes, V. Narayanamurti, and J.P. Garno, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 229 (1977).
4. K.E. Gray and H.W. Willemsen, *J. Low Temp. Phys.* **31**, 911 (1978).
5. S.B. Kaplan, C.C. Chi, D.N. Langenberg, J.J. Chang, S. Jafarey, and D.J. Scalapino, *Phys. Rev.* **B14**, 4854 (1976).
6. J.T. Yeh and D.N. Langenberg, *Bull. Am. Phys. Soc.* **21**, 404 (1976); J.T. Yeh and D.N. Langenberg, *Phys. Rev.* **B17**, 4303 (1978).
7. В.Ф. Елесин, *ЖЭТФ* **66**, 1755 (1974); В.Ф. Елесин, *ЖЭТФ* **76**, 2218 (1979).
8. И.П. Невирковец, Э.М. Руденко, *ФНТ* **10**, 195 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 101 (1984)].
9. И.П. Невирковец, Э.М. Руденко, *ФТТ* **26**, 409 (1984).
10. И.П. Невирковец, Э.М. Руденко, *ЖЭТФ* **88**, 1699 (1985).
11. И.О. Кулик, И.К. Янсон, *Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах*, Наука, Москва (1970).
12. R.F. Brumm and F. Wolf, *Phys. Rev.* **B16**, 3100 (1977).
13. И.П. Невирковец, Э.М. Руденко, *ФНТ* **10**, 56 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 28 (1984)].

14. Y. Nagatsuma, R. Enpuku, K. Yoshida, and F. Irie, *J. Appl. Phys.* **56**, 3284 (1984).
15. Э.М. Руденко, И.П. Невирковец, А.В. Устинов, *ФНТ* **14**, 1134 (1988) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **14**, 625 (1988)].
16. Э.М. Руденко, И.П. Невирковец, *ФТТ* **30**, 1421 (1988).
17. Э.М. Руденко, И.П. Невирковец, С.Е. Шафранюк, *ЖЭТФ* **95**, 2053 (1989).

Josephson effect and nonequilibrium superconductivity in superconductor tunnel structures

E.M. Rudenko

Nonequilibrium superconductivity caused by tunnel current injection of quasiparticles was studied. It is found that the instability in the form of a negative voltage jump in the generator current-voltage characteristic (CVC), which leads to an inhomogeneous state, as well as the spatial structure of the inhomogeneous state are very sensitive to weak magnetic fields. The shape of low-resistance tunnel junction CVCs at voltage biases $V \approx 2\Delta/e$ strongly depends on junction di-

mension and barrier transparency. The results obtained are interpreted by the presence of Josephson vortices (fluxons) in the tunnel generator. The analysis of the nonequilibrium phenomena carried out with due account of Josephson properties of low-resistance tunnel structures has identified a number of novel effects such as nonequilibrium energy-gap suppression at voltage biases $V < 2\Delta/e$, possibility of existence of superconducting state instabilities caused by the tunnel injection, and inhomogeneity of the tunnel injector effect.

PACS: **74.50.+r** Tunneling phenomena: Josephson effects;
74.40.Gh Nonequilibrium superconductivity;
74.78.Fk Multilayer's, superlattices, heterostructures;
74.45.+c Proximity effect, Andreev reflection, SN and SNS junctions.

Keywords: Josephson effect, nonequilibrium superconductivity, heterostructure, tunnel effect