

# Неравновесные явления в планарных мезоскопических джозефсоновских SNS структурах на основе сверхпроводящего Nb

И. С. Лакунов<sup>1b+</sup>, С. В. Егоров<sup>1b+\*</sup>, Е. Д. Муханова<sup>1b+</sup>, И. Е. Батов<sup>1b+\*</sup>, Т. Е. Голикова<sup>1b+1)</sup>,  
В. В. Рязанов<sup>1b+°</sup>

<sup>+</sup> Институт физики твердого тела Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>\*</sup> Факультет физики, Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

<sup>×</sup> Российский квантовый центр, ИЦ “Сколково”, 121205 Москва, Россия

<sup>°</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 26 сентября 2023 г.

После переработки 26 сентября 2023 г.

Принята к публикации 28 сентября 2023 г.

Экспериментально исследованы неравновесные явления в планарных джозефсоновских SNS наноструктурах с Nb в качестве сверхпроводника (S) и Cu или Au в качестве нормального металла (N). При помощи дополнительных N-электродов, присоединенных к S-берегам джозефсоновского SNS контакта, выполнены транспортные измерения при низких температурах с инъекцией квазичастиц при использовании локальных и нелокальных схем подключения. Впервые экспериментально определена длина релаксации зарядового разбаланса в ниобии при температурах существенно ниже температуры сверхпроводящего перехода.

DOI: 10.31857/S123456782321005X, EDN: pshnaw

Современные сверхпроводящие мезоскопические электронные устройства, используемые в различных сферах деятельности от медицинских сенсоров и детекторов электромагнитного излучения до квантовых вычислительных схем, довольно часто работают в условиях, далеких от равновесия, а сами масштабы размеров структур сравнимы с характерными длинами релаксации неравновесных процессов. Поэтому важно уметь отделять сами когерентные квантовые явления [1, 2] от наблюдаемых сопутствующих эффектов, связанных с неравновесностью, знать их характерные времена, длины и температурные зависимости [3–6]. Из-за субмикронных размеров даже хорошо проводящих металлических барьеров в джозефсоновских структурах на их характеристики существенное влияние оказывают явления, связанные с джоулевским разогревом элементов [7], возникают и совершенно новые электрические и термоэлектрические явления, связанные с расщеплением куперовских пар (см., например, [8]). Из-за существенных электрических напряжений на границах раздела и сужениях в мезоскопических сверхпроводящих наноструктурах неравновесные квазичастицы появляются в сверхпроводниках и при температуре существенно

ниже температуры сверхпроводящего перехода  $T \ll T_c$ , при которой квазичастичный транспорт и их энергетическая релаксация затруднены. Поэтому механизмы переноса и релаксации квазичастиц в гибридных сверхпроводящих наноструктурах при низких температурах требуют детальных экспериментальных и теоретических исследований. Различные типы неравновесности включают в себя энергетический [9], зарядовый [10] и спиновый разбалансы [11].

Джозефсоновские гибридные структуры, содержащие наряду со сверхпроводниками нормальные металлы и ферромагнетики, в настоящее время используются для реализации устройств цифровой [12, 13] и квантовой логики [14, 15]. Для таких устройств неравновесные эффекты являются паразитными [16] и ограничивают область применения. Существуют попытки создавать структуры, свободные от квазичастиц [17] или предлагаются способы их подавления [18]. Однако для такого класса устройств как сверхпроводящие детекторы электромагнитного излучения и болометры [19, 20] неравновесные эффекты – основа их функционирования.

Зарядовый разбаланс, возникающий в сверхпроводниках при квазичастичной инъекции, был детально исследован в работах [10, 21–24] вблизи температуры сверхпроводящего перехода. Недавно про-

<sup>1)</sup> e-mail: goltf2@list.ru

ведены низкотемпературные ( $T \ll T_c$ ) исследования явления зарядового разбаланса в различных планарных наносистемах на основе сверхпроводящего Al с использованием локальных и нелокальных схем измерений [25–27]. Вместе с тем, наиболее востребованным сверхпроводником, применяющимся для изготовления различных устройств цифровой сверхпроводниковой электроники, детекторов, болометров, резонаторов и др., является ниобий, однако данные о характеристиках неравновесных процессов в литературе отсутствуют или приводятся косвенно [28], поэтому задача определения характерных величин, связанных с зарядовым (а в перспективе и спиновым) разбалансом квазичастиц в Nb, является актуальной для дальнейших исследований различных гибридных сверхпроводящих структур с нормальными металлами и ферромагнетиками.

В этой работе мы фокусируемся на исследовании неравновесного состояния, вызванного квазичастичной инжекцией, в мезоскопических многотерминальных джозефсоновских S/N системах, использующих Nb в качестве сверхпроводника. Оценки длины конверсии неравновесных квазичастиц в пары (длины релаксации зарядового разбаланса)  $\lambda_Q^*$  выполнены на основе модифицированной модели Кадина, Смита, Скочпола (КСС модели) [29, 30, 24] для используемой нелокальной схемы измерений.

На рисунке 1 приведено изображение одной из исследуемых структур, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа (СЭМ), которое дополнено используемыми в эксперименте схемами измерений. Различные слои металлов искусственно выделены цветом для ясности. В качестве сверхпроводника использовался Nb толщиной 50 нм, в качестве нормального металла – Cu, толщиной 30 нм. Образцы были изготовлены методом электронной литографии на двойном резисте (MMA El-11, PMMA 950K A3) и последующего теневого осаждения в высоковакуумной установке через созданную навесную маску под двумя углами. С целью улучшения адгезии сначала под углом 1 на подложку из оксидированного кремния электронно-лучевым методом осаждался ниобиевый подслоя толщиной 5 нм, после чего под углом 2 осаждались медные элементы структуры: Cu слой толщиной 30 нм, формирующий нормально-металлический (N) барьер джозефсоновского перехода и нормально-металлические электроды-инжекторы. Затем под углом 1 напылялся толстый Nb слой толщиной 50 нм, формирующий сверхпроводящие берега джозефсоновского перехода и подводящие линии. В конце процедуры изготовления под углом 2 напылялся защит-

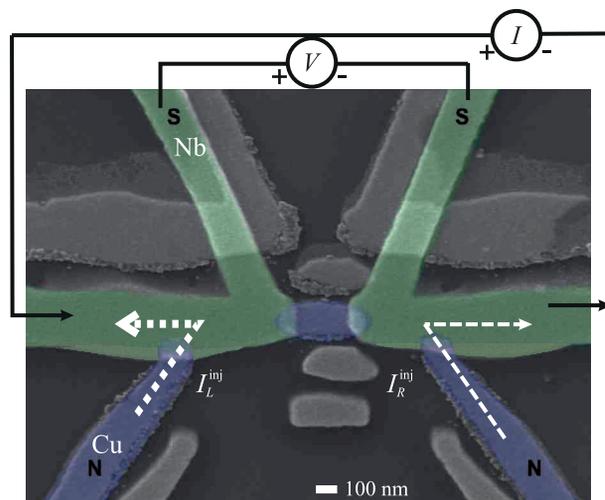


Рис. 1. (Цветной онлайн) СЭМ изображение джозефсоновской структуры Nb-Cu-Nb с дополнительными электродами-инжекторами из Cu, размещенными по разные стороны от джозефсоновского контакта. Слои Cu и Nb в структуре искусственно выделены цветом. Ввод тока  $I$  при локальной схеме измерений показан сплошной черной линией, при нелокальных – белой пунктирной линией для правого электрода ( $I_R^{inj}$ ) и белым коротким пунктиром – для левого электрода ( $I_L^{inj}$ ). Напряжение  $V$  во всех случаях измерялось при помощи сверхпроводящих электродов, расположенных рядом с джозефсоновским SNS контактом

ный Al слой толщиной 4 нм, с целью избежать окисления слоя меди. Два нормально-металлических электрода-инжектора размещены по разные стороны от джозефсоновского контакта на различных расстояниях  $d_L$  (левый) и  $d_R$  (правый). Это было сделано для того, чтобы исключить их взаимное влияние друг на друга при нелокальной инжекции квазичастиц: при расположении медных инжекторов с одной стороны от SNS контакта (как это было в [26]) ближний к SNS контакту инжектор мог несколько подавлять сверхпроводящую щель между дальним инжектором и джозефсоновским контактом и изменять условия конверсии квазичастиц, идущих от дальнего инжектора. Поскольку SN контакты Cu/Nb обоих медных инжекторов с Nb электродами джозефсоновского контакта имели практически одинаковую площадь (см. рис. 1) и были изготовлены в одном цикле осаждения, их свойства можно считать идентичными, что было использовано при выводе приведенных ниже соотношений для определения длины релаксации зарядового разбаланса. Было изготовлено несколько серий структур с различными расстояниями  $d_L$ ,  $d_R$  и длиной нормальной медной полосы  $L$  (расстоянием между Nb электродами), формирую-

щей N-барьер джозефсоновского контакта. Указанные геометрические размеры образцов приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Размеры  $d_L$ ,  $d_R$  для двух серий джозефсоновских структур (SNS-1 и SNS-2); температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ , определенные из эксперимента (см. вставки на рис. 2); результаты оценки эффективной энергии Таулеса, полученной из температурных зависимостей  $I_c(T)$ , рис. 3; длины релаксации зарядового разбаланса  $\lambda_{Q^*}$  (при  $T = 3$  K), определенные по формуле (1)

	$d_L$ (нм)	$d_R$ (нм)	$L$ (нм)	$E_{Th}^*$ (мкэВ)	$T_c$ (K)	$\lambda_{Q^*}$ (нм)
SNS-1	465	320	250	16	6.9	$140 \pm 20$
SNS-2	250	340	230	30	5.6	$160 \pm 30$

Транспортные измерения проводились в экранированном криостате при температурах значительно ниже  $T_c$  Nb слоя (вплоть до 1.5 K). Для уменьшения электромагнитных шумов использовались RC-фильтры, встроенные в измерительные DC-линии непосредственно перед образцом.

В эксперименте применялись обычная 4-х точечная локальная схема измерений (ток  $I$  на рис. 1) и нелокальная схема измерений, при использовании которой ток  $I_{inj}$  из нормально-металлического инжектора выводился из того же сверхпроводящего берега SNS контакта, к которому присоединен этот инжектор. Напряжение  $V$  в обоих случаях измерялось при помощи сверхпроводящих электродов, расположенных рядом с джозефсоновским контактом.

На рисунке 2 приведены результаты транспортных измерений вольт-амперных характеристик по локальным и нелокальным схемам для двух серий структур SNS-1 (a) и SNS-2 (b). На вставках к рисункам (a) и (б) показаны резистивные переходы в сверхпроводящее состояние для структур SNS-1 и SNS-2, соответственно. На рисунке 2a представлено наблюдение нелокального эффекта Джозефсона [30, 26] на структуре SNS-1 при температуре  $T = 3$  K: черной кривой показана вольт-амперная характеристика, измеренная по обычной (локальной) 4-точечной схеме, при этом наблюдался обычный критический сверхпроводящий ток  $I_c = 2.6 \mu A$ ; красная кривая – измерение по нелокальной схеме, при этом ток  $I_{inj}$  задавался из ближнего к SNS контакту N-инжектора (R) и выводился из того же берега SNS контакта, к которому он присоединен, наблюдался “нелокальный критический ток”  $I_{cR}^{inj} = 7.8 \mu A$ ; синяя кривая – нелокальная вольт-амперная характеристика (ВАХ) при задании тока  $I_{inj}$  из дальнего инжектора (L), наблюдался “нелокальный критический ток”  $I_{cL}^{inj} \approx 22 \mu A$  (см. рис. 1). Можно заметить, что

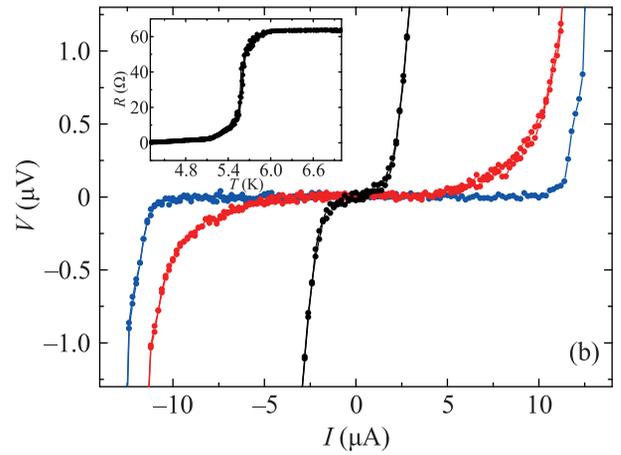
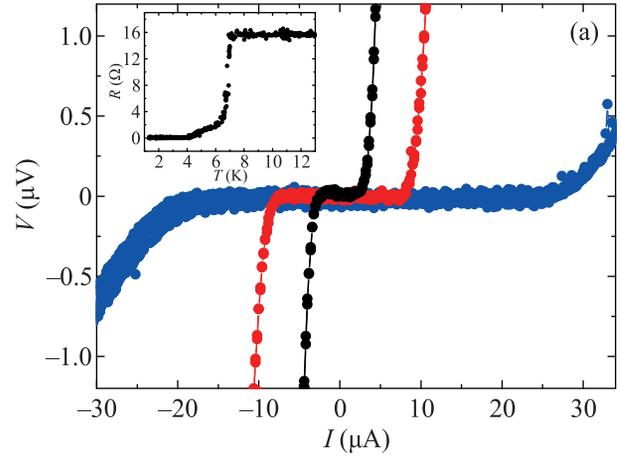


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – ВАХ при  $T = 3$  K для одной из структур серии SNS-1 Nb-Cu-Nb: черная кривая – локальная схема измерений; синяя кривая – нелокальная схема измерений, при которой ток задается из дальнего инжектора; красная кривая – нелокальная схема измерений при токе из ближайшего к SNS контакту инжектора. Вставка: зависимость сопротивления от температуры для структуры SNS-1 Nb-Cu-Nb. (b) – Аналогичные ВАХ – для одной из структур SNS-2 при  $T = 4.2$  K. Вставка: зависимость сопротивления от температуры для структуры SNS-2 Nb-Cu-Nb

последняя вольт-амперная характеристика является ассиметричной, что связано, по-видимому, с относительно большим критическим током инжекции  $I_{cL}^{inj}$ , что приводит к существенному джоулеву разогреву левой части структуры и появлению дополнительного термоэлектрического вклада, подробно исследованного в [31].

Наблюдаемое явление нелокального сверхпроводящего тока связано с тем, что существенная часть инжектируемых квазичастиц с энергией, превышаю-

щей сверхпроводящую щель  $\Delta$ , проникает в сверхпроводник на характерную длину конверсии неравновесных квазичастиц в пары  $\lambda_Q^*$  в обоих направлениях от нормального инжектора и достигает области слабой связи джозефсоновского контакта. Поскольку в нелокальной схеме полный ток через джозефсоновский контакт должен быть равен нулю, то возникает противоток куперовских пар, чтобы компенсировать поток неравновесных квазичастиц, и как только этот противоток достигает значения критического тока  $I_c$ , на контакте появляется нелокальное напряжение  $V$ . Наблюдаемый инжекционный критический ток  $I_c^{\text{inj}}$  больше, чем  $I_c$ , так как только малая доля задаваемого через N-инжектор квазичастичного тока достигает джозефсоновского контакта. Часть нормальных носителей превращается в куперовские пары непосредственно на границе раздела N-инжектор/сверхпроводник за счет андреевского отражения, а часть – конвертируется в пары на участке сверхпроводника от N-инжектора и до джозефсоновского контакта и возвращается к источнику тока (см. подробнее [26]). Таким образом, чем ближе N-инжектор к джозефсоновскому контакту, тем меньше величина критического тока инжекции  $I_c^{\text{inj}}$ , что и наблюдается в эксперименте. На рисунке 2b приведены также результаты аналогичных измерений для одной из структур серии SNS-2, где расстояния от слабой связи до инжекторов были сделаны *короче* (табл. 1). Это позволило наблюдать нелокальный эффект Джозефсона в более широком диапазоне температур от 3 до 5.4 К.

Кроме того, для всех структур в качестве характеристики джозефсоновских контактов были измерены температурные зависимости их критических сверхпроводящих токов  $I_c(T)$ . Результаты приведены на рис. 3, где серые точки соответствуют измерениям структуры SNS-1, а черные – экспериментальным данным по образцу SNS-2. Соответствующими линиями показаны теоретические температурные зависимости нормированного критического тока  $I_c(T)/I_c(2K)$ . Для расчета использовался подход, разработанный в [32] для случая узкого планарного диффузионного SNS контакта. В нашем случае предварительно определенные экспериментальные данные по структурам были следующие: удельное сопротивление Cu  $\rho_n = 1.97 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ , коэффициент диффузии Cu  $D_n = 180 \text{ см}^2/\text{с}$ , сопротивление нормальной части SNS контакта  $R_N = 1 \text{ Ом}$ , удельное сопротивление Nb в нормальном состоянии  $\rho_s = 20 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ . Для теоретического описания в качестве подгоночного параметра мы использовали эффективную энергию Таулесса  $E_{Th}^*$  [33–36]. По-

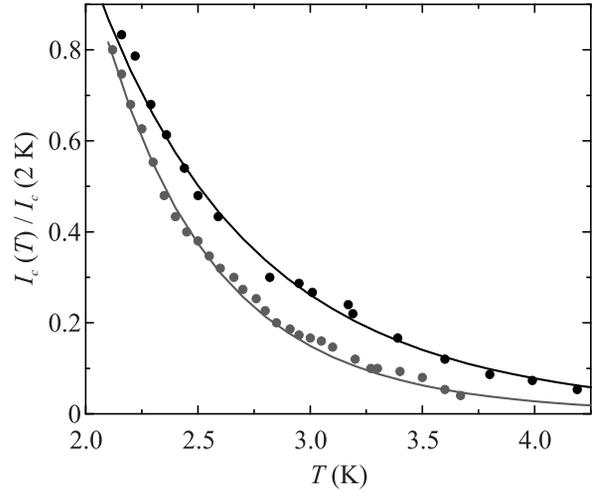


Рис. 3. Зависимости критического сверхпроводящего тока  $I_c$  от температуры для образцов SNS-1 (серые точки) и SNS-2 (черные точки). Соответствующие линии – теоретические расчеты по экспериментальным данным

лученные значения эффективной энергии Таулесса 16 мкэВ для SNS-1 и 30 мкэВ для SNS-2 (табл. 1) оказались ниже значения энергии Таулесса, рассчитанного из транспортных измерений  $E_{Th} = \hbar D_n/L^2 = 130 \text{ мкэВ}$ , что свидетельствует о наличии барьеров на границах раздела сверхпроводник-нормальный металл в исследуемых джозефсоновских структурах. SN-границы являются идентичными как для самого SNS контакта, так и для контакта инжектора со сверхпроводником, поскольку были технологически изготовлены одновременно. Следовательно, необходимое количество квазичастиц для наблюдения нелокального эффекта Джозефсона инжектируется в сверхпроводник из нормального металла над щелью даже при низких температурах по причине возникновения напряжения на NS-границе инжектор-сверхпроводник.

Использованные нелокальные схемы рис. 1 и измеренные данные по нелокальным значениям критических токов  $I_c^{\text{nonlocal}} \equiv I_c^{\text{inj}}$  для левого и правого инжекторов позволяют применить для оценки длины релаксации зарядового разбаланса  $\lambda_Q^*$  в Nb формулу, полученную в [26], исключаящую из рассмотрения частичную конверсию квазичастиц в пары непосредственно на NS контактах медных инжекторов с ниобиевыми берегами:

$$\lambda_Q^* = \frac{d_L - d_R}{\ln(I_{cL}^{\text{inj}}/I_{cR}^{\text{inj}})}. \quad (1)$$

Полученные значения  $\lambda_Q^*$  при  $T \ll T_c$  для образцов SNS-1 и SNS-2, данные по которым представлены на рис. 2а, б, приведены в табл. 1.

Для нескольких структур серии SNS-2 была получена температурная зависимость нелокальных критических токов, которая приведена на рис. 4, крас-

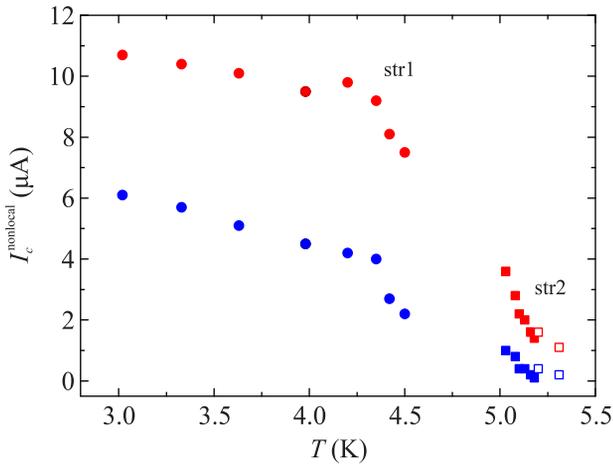


Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурные зависимости нелокальных критических токов  $I_c^{\text{nonlocal}}$ . Красные символы соответствуют значениям, полученным при инжекции из дальнего инжектора, синие символы – из ближнего инжектора, разными символами показаны результаты для разных структур серии

ные символы соответствуют дальнему инжектору, синие – ближнему, разными символами показаны результаты, полученные на разных, но идентичных структурах str1 и str2 серии SNS-2.

Полученные значения наблюдаемых нелокальных критических токов позволили определить с использованием формулы (1) длину релаксации зарядового разбаланса  $\lambda_{Q^*}$  в Nb в исследуемом диапазоне температур, в том числе и при низких температурах  $T \ll T_c$ . Эти результаты приведены на рис. 5 в виде точек и звездочек для структур str1 и str2, соответственно (серия SNS-2). Результат нелокального измерения при 3 К для структуры SNS-1 также согласуется с полученными значениями:  $\lambda_{Q^*} \approx 140$  нм в пределах точности определения.

Из полученных данных видно, что в низкотемпературном диапазоне  $\lambda_{Q^*}$  в Nb слабо зависит от температуры, при этом, при повышении температуры наблюдается заметное уменьшение. Похожие результаты были получены и для Al [26, 27]. Для случая низких температур ( $k_B T \ll \Delta$ ), когда квазичастицы поднимаются над щелью с помощью напряжения  $V$  на границе N-инжектор/сверхпроводник в формуле для времени релаксации заряда квазичастиц  $\tau_{Q^*}$ , выведенной для равновесного распределения, нужно использовать  $eV$  вместо  $k_B T$ :  $\tau_{Q^*}^{-1} \propto \frac{\Delta(T)}{eV} \tau_E^{-1}$ , где величина  $eV$ , возникающая на

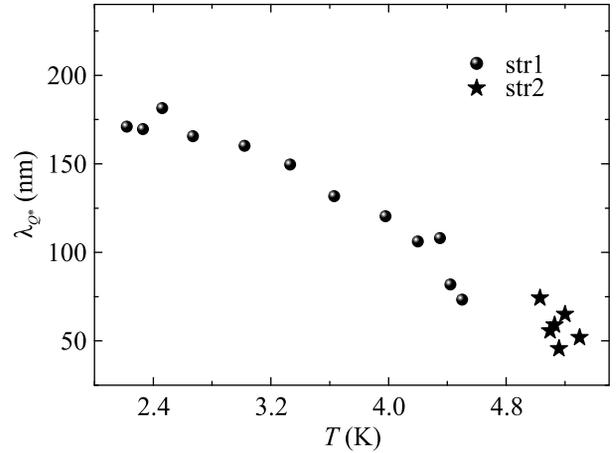


Рис. 5. Длина релаксации зарядового разбаланса  $\lambda_{Q^*}$  в Nb в исследуемом температурном диапазоне для серии структур SNS-2: структура str1 – точки, структура str2 – звездочки

N/S границе на инжекторе, определяется величиной критического тока джозефсоновского контакта, температурная зависимость которого представлена на рис. 4. Чем больше уменьшается критический ток при увеличении температуры, тем меньше инжектируемый ток квазичастиц, который требуется чтобы достичь критического значения на джозефсоновском контакте, и соответствующее напряжение  $eV$ . Мы полагаем, что это одна из основных причин спадающей температурной зависимости  $\lambda_{Q^*}(T)$ , представленной на рис. 5.

Также нами была реализована и исследована другая система для изучения зарядового разбаланса, представленная на рис. 6а вместе с измерительной схемой. Образцы были изготовлены методом электронной литографии с совмещением слоев в два этапа. Сначала при помощи электронной литографии формировалась маска на двойном резисте, затем под прямым углом термически распылялся слой золота (это делалось для того, чтобы избежать изгибов пленки на краях слоя), после чего проводилась взрывная литография и формировались полоски Au. Затем наносился одинарный слой электронного резиста и выполнялась электронная литография с совмещением слоев. После чего магнетронным распылением с предварительной очисткой ионами аргона формировался слой Nb.

В данном случае джозефсоновский SNS переход Nb-Au-Nb (толщины слоев: Nb – 70 нм, Au – 30 нм) использовался уже как инжектор заряда  $Q$  неравновесных квазичастиц. В качестве детектора зарядового разбаланса использовались расположенные вертикально напротив друг друга сверхпроводящий (Nb) и

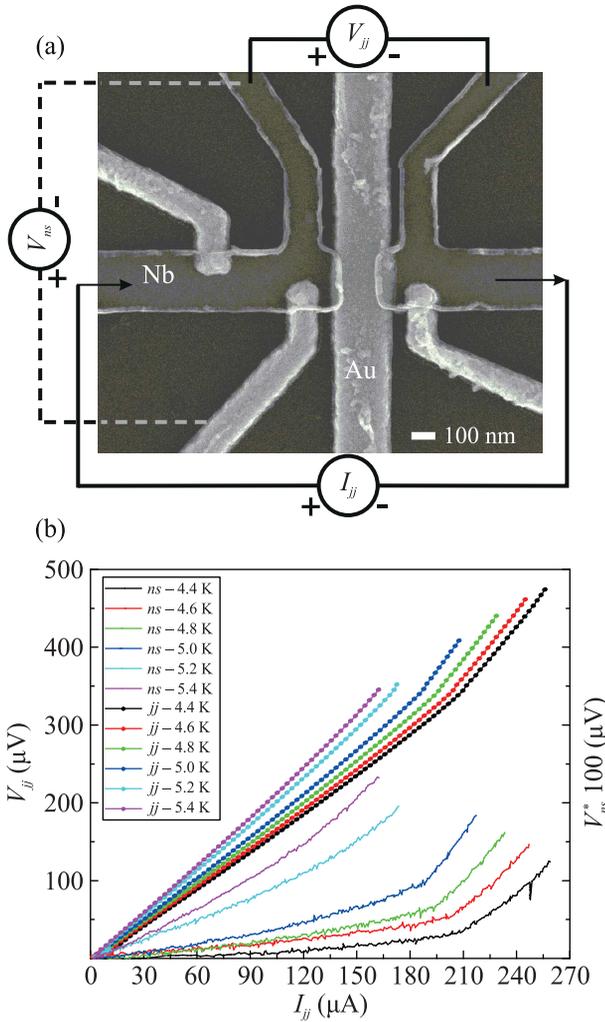


Рис. 6. (Цветной онлайн) (а) – Изображение SNS структуры Nb-Au-Nb, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа, и схемы измерений. (б) – В левой верхней части представлены пунктиром ВАХ джозефсоновского SNS контакта; соответствующие напряжения  $V_{jj}$  на схеме показаны на левой оси. Сплошными линиями представлено напряжение зарядового разбаланса, возникающее между сверхпроводящим и нормальным электродами  $V_{ns}$  при тех же токах через контакт (правая ось, масштаб которой увеличен в 100 раз по сравнению с левой осью). Кривые для одинаковых температур показаны одним цветом

нормальный (Au) электроды, измеряющие разность химических потенциалов нормальной  $\mu_N$  и сверхпроводящей  $\mu_S$  электронных компонент в сверхпроводнике. Напряжение, возникающее между этими S и N контактами и определяемое разностью химических потенциалов  $(\mu_N - \mu_S)$ , непосредственно связано с разбалансом заряда  $Q = 2N(0)(\mu_N - \mu_S)$ , где  $N(0)$  – плотность состояний электронов на уровне Ферми [22].

Заряд  $Q$  релаксирует в сверхпроводнике на характерной длине  $\lambda_{Q^*}$ . Градиент  $\nabla Q$  определяет проникновение в сверхпроводник продольного электрического поля  $E = -\nabla Q/[2eN(0)]$  и возникновение дополнительного к сопротивлению N-барьера избыточного сопротивления SNS перехода  $R = 2R_{exc} + R_0$ ,  $R_{exc} = Z(T)\rho_S\lambda_{Q^*}/S$  [23, 37], где  $Z(T)$  – доля квазичастиц, не испытавших андреевского отражения на NS-границе и прошедших в сверхпроводник, а  $S$  – площадь поперечного сечения сверхпроводника. Такое избыточное сопротивление в нашем случае должно наблюдаться при измерении  $V_{jj}$  сверхпроводящими ниобиевыми контактами, расположенными по разные стороны от джозефсоновского SNS перехода. При подключении вольтметра к нормальному и сверхпроводящему контактам, расположенным напротив друг друга на одном расстоянии от NS границ джозефсоновского перехода можно измерить напряжение  $V_{ns}$ , определяющее разность химических потенциалов  $\mu_N - \mu_S$ :  $V_{ns}(x) = (\mu_N - \mu_S)/e$ . На рисунке 6б показаны две серии кривых для разных температур, одна из которых представляет ВАХ SNS перехода, измеренную двумя сверхпроводящими (S) электродами (на схеме рис. 6а напряжение  $V_{jj}$ ), а вторая – напряжение между сверхпроводящим и нормальным электродами (на схеме рис. 6а напряжение  $V_{ns}$ ) при одном и том же токе через SNS контакт, задаваемом вдоль сверхпроводящих берегов (ток  $I_{jj}$ ). ВАХ контактов при низких температурах показывают небольшой критический ток (слабо различимый в представленном масштабе). Практически линейный, особенно при самых низких температурах, участок ВАХ сопровождается заметным изломом при достижении “целевого” напряжения. Можно видеть, что сверхпроводящая энергетическая щель ниобиевой пленки ( $\sim 0.3$  мэВ) заметно подавлена близостью с золотой пленкой, на которую она нахлестнута (невозмущенная щель Nb  $\sim 1.4$  мэВ). При этих же значениях тока возникает еще более заметный перелом на кривой для напряжения  $V_{ns}$  между S и N электродами, поскольку в сверхпроводник из нормального металла инжектируется большое количество надщелевых неравновесных квазичастиц. Можно видеть, что и до излома, фактически, при всех температурах существует небольшое напряжение  $V_{ns}$ , связанное с проникновением квазичастиц над щелью. Их доля определяется превышением над щелью суммы приложенного к SNS переходу напряжения (вернее, энергии  $eV$ ) и температурного распределения  $kT$ . Остальные (подщелевые) квазичастицы испытывают андреевское отражение на NS границах и не проникают в сверхпроводник.

Можно видеть, что чем выше температура, тем выше вклад неравновесных квазичастиц в оба измеряемых напряжения.

В отличие от хорошо исследованного теоретически и экспериментально высокотемпературного режима вблизи критической температуры сверхпроводника, когда возникновение явления зарядового разбаланса определяется в основном температурой, в низкотемпературной области появление зарядового разбаланса, как это указывалось выше, существенно зависит от напряжения, при котором происходит инжектирование квазичастиц через NS границу. В условиях достаточно низкой температуры и хорошо развитой сверхпроводящей щели инжектированные в сверхпроводник неравновесные электроны довольно сильно перегреты. Их эффективная температура тем выше, чем выше напряжение инжекции. Электрон-электронная релаксация является одним из основных механизмов релаксации зарядового разбаланса при низких температурах.

Таким образом, экспериментально были изучены неравновесные эффекты в многотерминальных джозефсоновских SNS наноструктурах с Nb в качестве сверхпроводника в низкотемпературном режиме  $T \ll T_c$ . Впервые экспериментально определена характерная длина релаксации зарядового разбаланса в Nb  $\lambda_{Q^*} \approx 140$  нм при температуре ниже 4 К при помощи нелокальной схемы измерения критических токов. Эта длина оказалась существенно меньше, чем в сверхпроводящем Al ( $\lambda_{Q^*} \approx 5$  мкм), что может быть полезно для реализации различных сверхпроводящих квантовых схем, детекторов излучения и других устройств, включающих в себя Nb. Детальное обсуждение механизмов возникновения и релаксации зарядового разбаланса в гибридных сверхпроводящих наноструктурах будет опубликовано вскоре нами в более подробной статье.

Изготовление наноструктур и низкотемпературные измерения были выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда # 22-12-00342.

1. D. Beckmann, H. B. Weber, and H. v. Löhneysen, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 197003 (2004).
2. F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Phys. Rev. B* **67**, 085319 (2003).
3. P. Santhanam, C. C. Chi, S. J. Wind, M. J. Brady, and J. J. Bucchignano, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2254 (1991).
4. P. Cadden-Zimansky and V. Chandrasekhar, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 237003 (2006).
5. K. Ohnishi, T. Kimura, and Y. Otani, *J. Supercond. Nov. Magn.* **24**, 303306 (2011).
6. G. Catelani, R. J. Schoelkopf, M. H. Devoret, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **84**, 064517 (2011).
7. H. Courtois, M. Meschke, J. T. Peltonen, and J. P. Pekola, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 067002 (2008).
8. D. S. Golubev, N. S. Kirsanov, Z. B. Tan, A. Laitinen, A. Galda, V. M. Vinokur, M. Haque, A. Savin, G. B. Lesovik, and P. J. Hakonen, *AIP Conf. Proc.* **2362**, 030003 (2021).
9. S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey, and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B* **14**, 4854 (1976).
10. S. N. Artemenko and A. F. Volkov, *Sov. Phys. Usp.* **22**, 295 (1979).
11. F. S. Bergeret, M. Silaev, P. Virtanen, and T. T. Heikkilä, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 041001 (2018).
12. M. I. Khabipov, D. V. Balashov, F. Maibaum, A. B. Zorin, V. A. Oboznov, V. V. Bolginov, A. N. Rossolenko, and V. V. Ryazanov, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 045032 (2010).
13. T. Scheller, F. Mueller, R. Wendisch, O. Kieler, U. Springborn, K. Stoer, B. Egeling, T. Weimann, L. Palafox, R. Behr, and J. Kohlmann, *Physics Procedia* **36**, 48 (2012).
14. A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, and A. V. Ustinov, *Nat. Phys.* **6**, 593 (2010).
15. A. V. Shcherbakova, K. G. Fedorov, K. V. Shulga, V. V. Ryazanov, V. V. Bolginov, V. A. Oboznov, S. V. Egorov, V. O. Shkolnikov, M. J. Wolf, D. Beckmann, and A. V. Ustinov, *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 025009 (2015).
16. U. Patel, I. V. Pechenezhskiy, B. L. T. Plourde, M. G. Vavilov, and R. McDermott, *Phys. Rev. B* **96**, 220501(R) (2017).
17. E. T. Mannila, P. Samuelsson, S. Simbierowicz, J. T. Peltonen, V. Vesterinen, L. Grönberg, J. Hassel, V. F. Maisi, and J. P. Pekola, *Nat. Phys.* **18**, 145 (2022).
18. M. Marin-Suarez, J. T. Peltonen, and J. P. Pekola, *Nano Lett.* **20**(7), 5065 (2020).
19. G. N. Goltsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardarov, C. Williams, and R. Sobolewski, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 705 (2001).
20. Yu. Korneeva, I. Florya, S. Vdovichev, M. Moshkova, N. Simonov, N. Kaurova, A. Korneev, and G. Goltsman, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27** 2201504 (2017).
21. A. Schmid and G. Schön, *J. Low Temp. Phys.* **20**, 207 (1975).
22. G. J. Dolan and L. D. Jackel, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1628 (1977).
23. Yu. I. Latyshev and F. Ya. Nad', *JETP Lett.* **29**, 557 (1979).

24. В.К. Каплуненко, В.В. Рязанов, В.В. Шмидт, *ЖЭТФ* **89**(4(10)), 1389 (1985).
25. F. Hübler, J. Camirand Lemyre, D. Beckmann, and H. v. Löhneysen, *Phys. Rev. B* **81** 184524 (2010).
26. T. E. Golikova, M. J. Wolf, D. Beckmann, I. E. Batov, I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and V. V. Ryazanov, *Phys. Rev. B* **89**, 104507 (2014).
27. K. Yu. Arutyunov, S. A. Chernyaev, T. Karabassov, D. S. Lvov, V. S. Stolyarov, and A. S. Vasenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **30**, 343001 (2018).
28. D. W. Floet, J. J. A. Baselmans, T. M. Klapwijk, and J. R. Gao, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2826 (1998).
29. A. M. Kadin, L. N. Smith, and W. J. Skocpol, *J. Low Temp. Phys.* **38**, 497 (1980).
30. V. K. Kaplunenko and V. V. Ryazanov, *Phys. Lett. A* **110**, 145 (1985).
31. М.В. Карцовник, В.В. Рязанов, В.В. Шмидт, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 373 (1981).
32. F. S. Bergeret and J. C. Cuevas, *J. Low Temp. Phys.* **153**, 304 (2008).
33. J. C. Hammer, J. C. Cuevas, F. S. Bergeret, and W. Belzig, *Phys. Rev. B* **76**, 064514 (2007).
34. F. Carillo, D. Born, V. Pellegrini, F. Tafuri, G. Biasiol, L. Sorba, and F. Beltram, *Phys. Rev. B* **78**, 052506 (2008).
35. R. Frielinghaus, I. E. Batov, M. Weides, H. Kohlstedt, R. Calarco, and Th. Schäpers, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 132504 (2010).
36. H. Y. Guenel, I. E. Batov, H. Hardtdegen, K. Sladek, A. Winden, K. Weis, G. Panaitov, D. Grützmacher, and Th. Schäpers, *J. Appl. Phys.* **112**, 034316 (2012).
37. V. V. Ryazanov, V. V. Schmidt, and L. A. Ermolaeva, *J. Low Temp. Phys.* **45**, 507 (1981).