

УДК 538.945

ТРАНСПОРТ НЕРАВНОВЕСНЫХ КВАЗИЧАСТИЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ АЛЮМИНИИ

© 2024 г. А. С. Гурский¹, Д. Л. Шаповалов², К. Ю. Арутюнов^{1,2*}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем
имени П.Л. Капицы Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: karutyunov@hse.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023

После доработки 16.10.2023

Принята к публикации 31.10.2023

В области сверхнизких температур экспериментально исследован электронный транспорт неравновесных квазичастичных возмущений, инжектированных в сверхпроводящий алюминий из нормального металла. Изучены гибридные наноструктуры в форме Т-образного электрода из нормального металла (медь) — туннельного слоя диэлектрика (оксид алюминия) — сверхпроводящей вилки (алюминий), являющиеся твердотельными аналогами двухлучевого оптического интерферометра. При фиксированных напряжениях смещения, больших сверхпроводящей щели, обнаружена немонотонная зависимость туннельного тока от перпендикулярного магнитного поля. Эффект интерпретирован как присутствие когерентной составляющей квазичастичного тока.

Ключевые слова: неравновесная сверхпроводимость, когерентный электронный транспорт.

DOI: 10.31857/S0367676524020228, **EDN:** RQTTVY

За последние десятилетия область наноэлектроники достигла существенного прогресса, приблизившись к суб-10 нм масштабам. Как следствие, проблема отвода и последующей диссипации тепла для таких устройств становится все более актуальной. Эффективным решением проблемы может быть использование сверхпроводящих элементов, отличающихся чрезвычайно низким (в пределе — нулевым) тепловыделением и простотой изготовления в рамках существующих технологий.

Однако очевидно, что в обозримом будущем реальные наноэлектронные устройства будут представлять гибридные системы, состоящие не только из сверхпроводящих элементов [1,2]. Соответственно, явления конверсии электрического тока на границе сверхпроводника — несверхпроводника становятся исключительно актуальными. С учетом обозначенной тенденции на миниатюризацию, при определенных условиях вся гибридная структура субмикронных размеров может представлять собой «границу».

Энергетические спектры возбуждений нормального металла (рис. 1а) и классического сверхпроводника (рис. 1б), в котором возбужденные состояния отделены энергетической щелью Δ от основного состояния [3]. Равновесные носители заряда,

куперовские пары, находятся на уровне Ферми E_F , и каждая составлена из двух электронов с противоположно направленными спинами и моментами $p^\uparrow = -p_F - \delta p$ и $p^\downarrow = p_F + \delta p$, причем $\delta p \ll p_F$. Таким образом, с учетом нормировки энергии на рис. 1, все куперовские пары обладают нулевой энергией $E_k = 0$ и нулевым импульсом $p = 0$. При любой конечной температуре $T > 0$ за счет термической активации в сверхпроводнике всегда присутствует некое количество неспаренных электронов — равновесных квазичастиц. Вклад этих равновесных возбуждений в электронный транспорт никак себя не обнаруживает и, как следствие, сопротивление сверхпроводника (на постоянном токе) равно нулю. При той же самой произвольной температуре $0 < T < T_c$ можно увеличить заселенность возбужденных состояний: создать неравновесные квазичастицы. Если эти квазичастицы рождаются за счет процессов, связанных с распариванием куперовских пар (например, при облучении фотонами с энергией $E > \Delta$), они симметрично заселяют возбужденные состояния по отношению к фермиевскому импульсу $\pm p_F$ (рис. 1в) и возникает энергетический дисбаланс (energy imbalance). Однако возможен еще более нетривиальный тип отклонения от равновесия — зарядовый дисбаланс (charge imbalance) — несимметричное заселение спектра

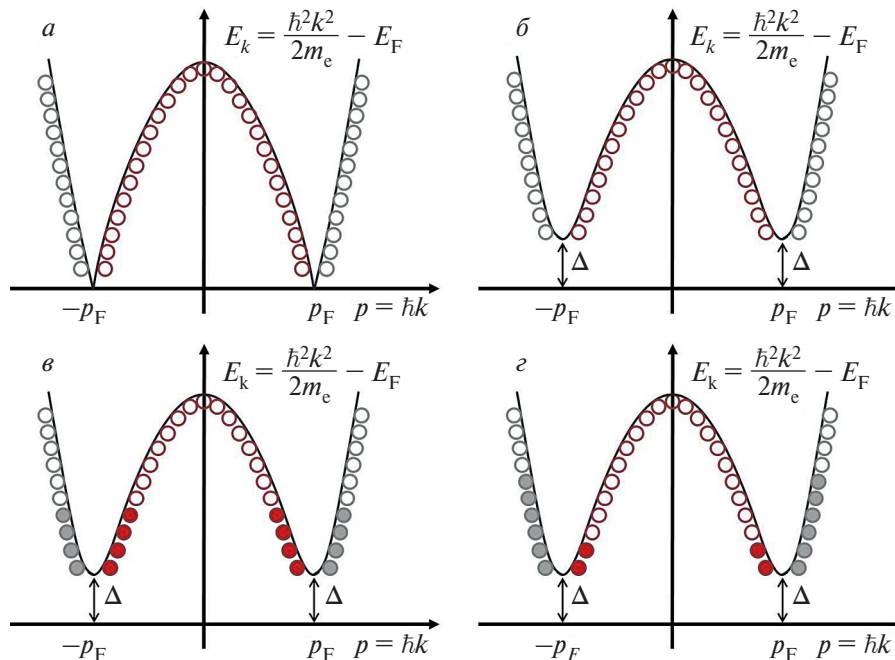


Рис. 1. Спектр возбуждений для нормального металла (а) и сверхпроводника (б) при $T = 0$. Электроноподобные возбуждения обозначены серым цветом, а дырочноподобные — красным. При отсутствии возмущения все возбужденные состояния не заполнены (как серые, так и красные кружки — полые). В равновесном состоянии в сверхпроводнике (б) куперовские пары находятся в начале координат: обладают энергией $E_k = 0$ и суммарным импульсом $p = 0$. При конечной температуре или внешнем воздействии, приводящем к распариванию куперовских пар, появляются электроноподобные и дырочноподобные возмущения, симметрично заполняющие обе ветви спектра (в). При инжекции тока неспаренных электронов в сверхпроводник, в зависимости от полярности приложенного смещения, может возникнуть несимметричное заселение ветвей спектра возмущений. Например, избыток электроноподобных возмущений по сравнению с дырочноподобными (з).

возбуждений (рис. 1з), которое, например, может быть создано при инжекции в сверхпроводник электронов из нормального металла. В зависимости от полярности приложенного напряжения, могут создаваться как «электроноподобные» квазичастицы с моментами $|p| > |p_F|$ (как показано на рис. 1з), так и «дырочноподобные» с $|p| < |p_F|$.

Систематические исследования неравновесного сверхпроводящего состояния датируются началом 1970-х гг. Весьма подробное состояние проблемы можно найти в обзорах [4,5]. Первые экспериментальные работы также стали появляться в то же время (см. например, [6,7]). Несмотря на ощутимый прогресс в понимании физики соответствующих процессов, достигнутый в последующие годы, ряд вопросов до сих пор является открытым.

За последние два десятилетия была опубликована серия экспериментальных работ [8–13], где инжекция и детектирование неравновесных квазичастиц были пространственно разнесены, позволяя тем самым определить характерные масштабы (времена) релаксации. Было обнаружено, что вольтамперная характеристика (ВАХ) удаленного туннельного НИС (или СИС)-«детектора» зависит

от расстояния до другого НИС контакта («инжектора»). Эта зависимость спадала на расстояниях, которые были отождествлены с характерными длинами релаксации зарядового и энергетического дисбаланса, порядка $\lambda_Q = 5$ мкм и $\lambda_E = 40$ мкм, для не спин-поляризованной инжекции в алюминий, соответственно [8, 12, 13]. Полученные величины поражают своими «астрономически» большими размерами по сравнению с другими характерными физическими масштабами. Например, типичная длина свободного пробега для тонкопленочных алюминиевых наноструктур $l \sim 40$ нм и длина когерентности $\xi(T \ll T_c) \sim 100$ нм, т.е. можно утверждать, что при достаточно низких температурах $T \ll T_c$, релаксация неравновесных квазичастиц в сверхпроводящем алюминии происходит исключительно медленно. Иными словами, неспаренные электроны, инжектированные в сверхпроводник выше сверхпроводящей щели, проходят огромные расстояния, прежде чем сформировать равновесные носители заряда — куперовские пары. Разумно предположить, что на некотором масштабе λ_ϕ , соизмеримом с λ_Q и λ_E , может сохраняться фаза волновой функции ϕ неравновесных электронов и, соответственно, можно

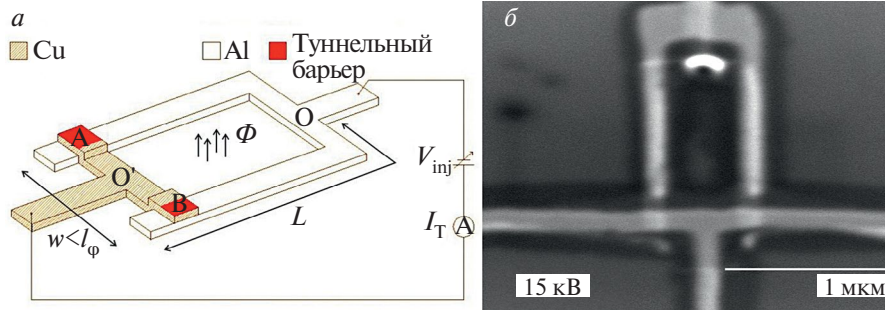


Рис. 2. Схематика НИС интерферометра (а). Микрофотография типичной наноструктуры, полученная методом растровой электронной микроскопии (б).

наблюдать когерентную составляющую электрического тока таких квазичастиц. Проверка этой гипотезы является главной задачей настоящей работы.

Методом электронно-лучевой литографии и направленного вакуумного напыления был изготовлен ряд наноструктур, представляющих из себя твердотельный НИС интерферометр, состоящий из Т-образного нормального «инжектора» (медь), тонкого туннельного барьера (оксид алюминия AlO_x) и сверхпроводящей «вилки» из алюминия (рис. 2). Толщина медного «инжектора» была порядка 50 нм, алюминия — 30 нм, ширина линии ~ 100 нм. Формирование туннельного барьера осуществлялось окислением нижнего слоя алюминия в шлюзовой камере при давлении ~ 1 мбар в течение ~ 2 мин. Типичное значение туннельного сопротивления контакта $\text{Cu} - \text{AlO}_x - \text{Al}$ с площадью порядка $100 \times 100 \text{ нм}^2$ составляло ~ 10 кОм.

Если расстояние $|AB|$ между плечами интерферометра меньше длины сбоя фазы электрона в нормальном электроде $|AB| < l_\phi \sim 1 \text{ мкм}$, то можно считать, что в сверхпроводнике через два контакта в точках А и В туннелирует один и тот же электрон. Как обсуждалось выше, при достаточно низкой температуре $T \ll T_c(\text{Al}) \sim 1.3 \text{ К}$ и энергиях инжекции больше сверхпроводящей щели алюминия $eV_{\text{inj}} > \Delta \sim 210 \text{ мкВ}$, такой неспаренный электрон проходит в сверхпроводнике достаточно большое расстояние, пока не сформируется равновесная куперовская пара. Согласно нашей гипотезе, должен существовать некий пространственный масштаб — длина сбоя фазы λ_ϕ неравновесной квазичастицы, когда при выполнении условия $\lambda_\phi > L$, где L — длина плеча интерферометра (рис. 2а), в точке О может наблюдаться интерференция. На практике это означает, что при фиксированной энергии инжекции $eV_{\text{inj}} > \Delta$ туннельный ток I_T должен зависеть немонотонным образом (в идеале — периодически) от разности фазы $d\phi$, возникающей при обходе контура $O'A O B O'$. В классическом оптическом интерферометре разность фаз в точке наблюдения задается отношением разностей оптического хода световых

лучей к длине волны света. В нашем случае твердотельного интерферометра фаза волновой функции может быть изменена различными способами. Один из них — магнитный эффект Ааронова — Бома [14]. При приложении перпендикулярного магнитного поля B конструктивная интерференция будет выполняться при соблюдении условия квантования Бора — Зоммерфельда:

$$\oint_{O'A O B O'} P dl = \oint_{O'A O B O'} e A dl = e \iint_{S_{O'A O B O'}} \text{rot} A dS = e \iint_{S_{O'A O B O'}} B dS = e \Phi = nh, \quad (1)$$

где P — канонический импульс, e — заряд электрона, A — векторный потенциал поля B , Φ — магнитный поток через охватываемый контур, h — постоянная Планка, $n = 0, 1, 2, \dots$ — целое число.

Изготовленные НИС интерферометры загружались в рефрижератор растворения $^3\text{He}^4\text{He}$, позволяющий проводить измерения при температурах вплоть до ~10 мК. Все входные и выходные линии содержали многоступенчатые RLC фильтры, обеспечивающие экранировку от нежелательного паразитного электромагнитного излучения [15]. Выходные каскады были развязаны с лабораторной цифровой электроникой через аналоговые преусилители, работающие в автономном режиме на аккумуляторах.

Пример ВАХ интерферометра приведен на рис. 3 и соответствует классической зависимости $I(V)$ НИС контакта с типичной для алюминия величиной сверхпроводящей щели $\Delta/e \approx 210 \text{ мкВ}$.

После измерения ВАХ (рис. 3), фиксировалось электрическое напряжение V при некотором значении $V = V_{\text{bias}}$, превосходящем щелевое смещение (рис. 3, вставка), и снималась зависимость туннельного тока I как функция перпендикулярно приложенного магнитного поля B : $I(V = V_{\text{bias}}, B)$.

На рис. 4 хорошо видно, что на всех зависимостях $I(V = V_{\text{bias}}, B)$ наблюдается «центральный максимум»

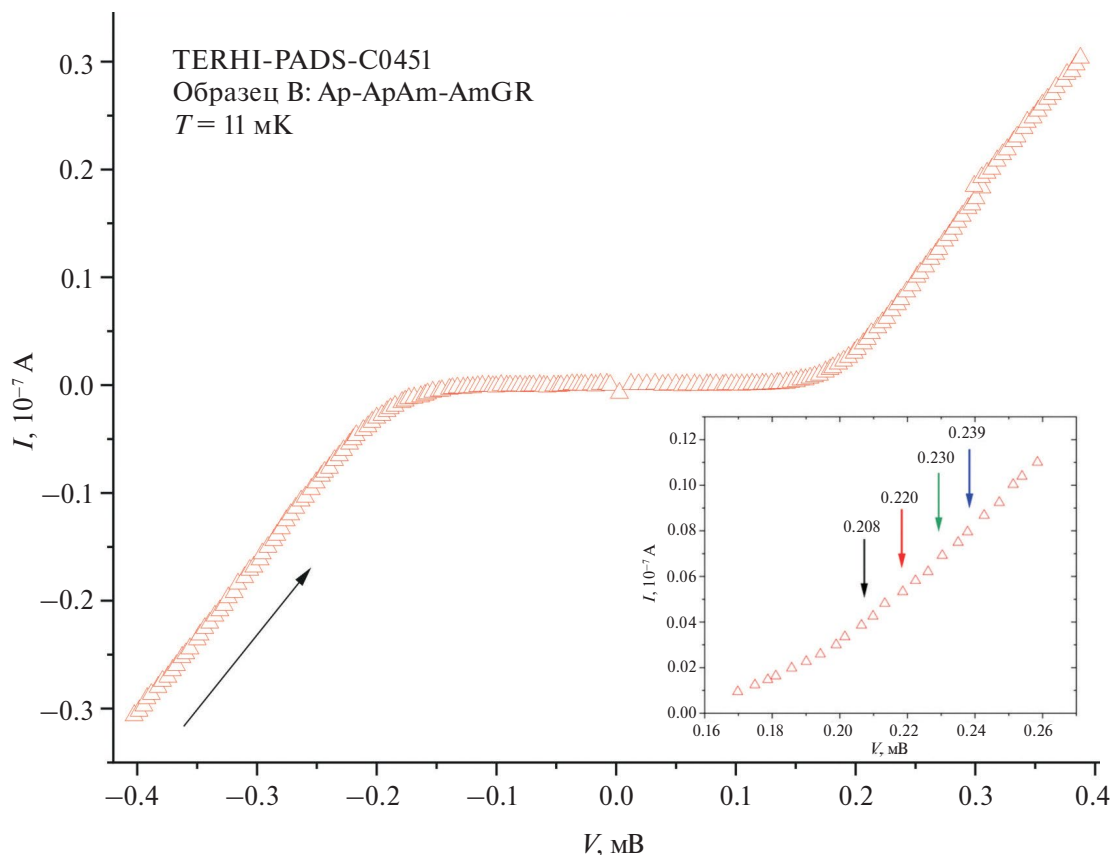


Рис. 3. Вольтамперная характеристика $I(V)$ НИС интерферометра при температуре $T = 11$ мК. Стрелкой указано направление записи данных. На вставке приведен фрагмент ВАХ в области щелевых смещений $V \sim 210$ мкВ. Стрелками обозначены значения смещений по напряжению $V = V_{\text{bias}} = \text{const}$, при которых далее измерялись зависимости туннельного тока от магнитного поля $I(V = V_{\text{bias}}, B)$.

в области магнитных полей $-1 \text{ мТл} < B < 1 \text{ мТл}$ и некоторые немонотонности (вторичные максимумы?) при больших полях. Следует заметить, что площадь контура исследованного НИС интерферометра номинально равна $0.4 \text{ мкм} \times 1.2 \text{ мкм} = 0.48 \text{ мкм}^2$, что соответствует осцилляциям $I(V = V_{\text{bias}}, B)$ зависимостей с периодом $\delta B \approx 4.1 \text{ мТл}$ или, альтернативно, с периодом $\delta \Phi = (1/2) \Phi_0$, где $\Phi_0 = h/e$ — квант магнитного потока. В мезоскопике нормальных металлов такой «половинчатый» период осцилляций [16] — следствие интерференции траекторий с обратимостью времени (time reversal trajectories) [17].

Качественно обозначенные зависимости можно сопоставить с интерференционной картиной, получаемой на оптическом двухлучевом интерферометре. Сильная монотонная составляющая $I(V = V_{\text{bias}}, B)$, по всей видимости, объясняется подавлением сверхпроводящей щели магнитным полем, приводящем к «схлопыванию» туннельной зависимости (рис. 3), что приводит к росту туннельного тока I при заданном смещении $V_{\text{bias}} = \text{const}$. Вероятно, именно эта монотонная составляющая

не позволяет четко разрешить слабые максимумы более высоких порядков.

Инструментальный дрейф нуля усилителя тока, работающего на аккумуляторах, за время одного измерения порядка 30 мин приводит к тому, что сравнение абсолютных значений амплитуд основных максимумов на рис. 4 не является репрезентативным. Однако относительная величина $(I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/I_{\text{max}}$ медленно растет от 12.6 до 14.4% (рис. 4) с увеличением смещающего напряжения V_{bias} . При существенно больших значениях смещающего напряжения $eV_{\text{bias}} > 2\Delta$ центральный максимум вовсе исчезает. Интерпретация полученных результатов требует осмысления.

К сожалению, большинство исследованных образцов, изготовленных некоторое время назад, деградировали и вообще не проявляли туннельных зависимостей на ВАХ, присущих НИС контактам. Поэтому, на настоящий момент, главной задачей является продолжение исследований на новом поколении наноструктур для сбора более обширной статистики. В первую очередь хотелось бы получить осциллирующие зависимости $I(V = V_{\text{bias}}, B)$

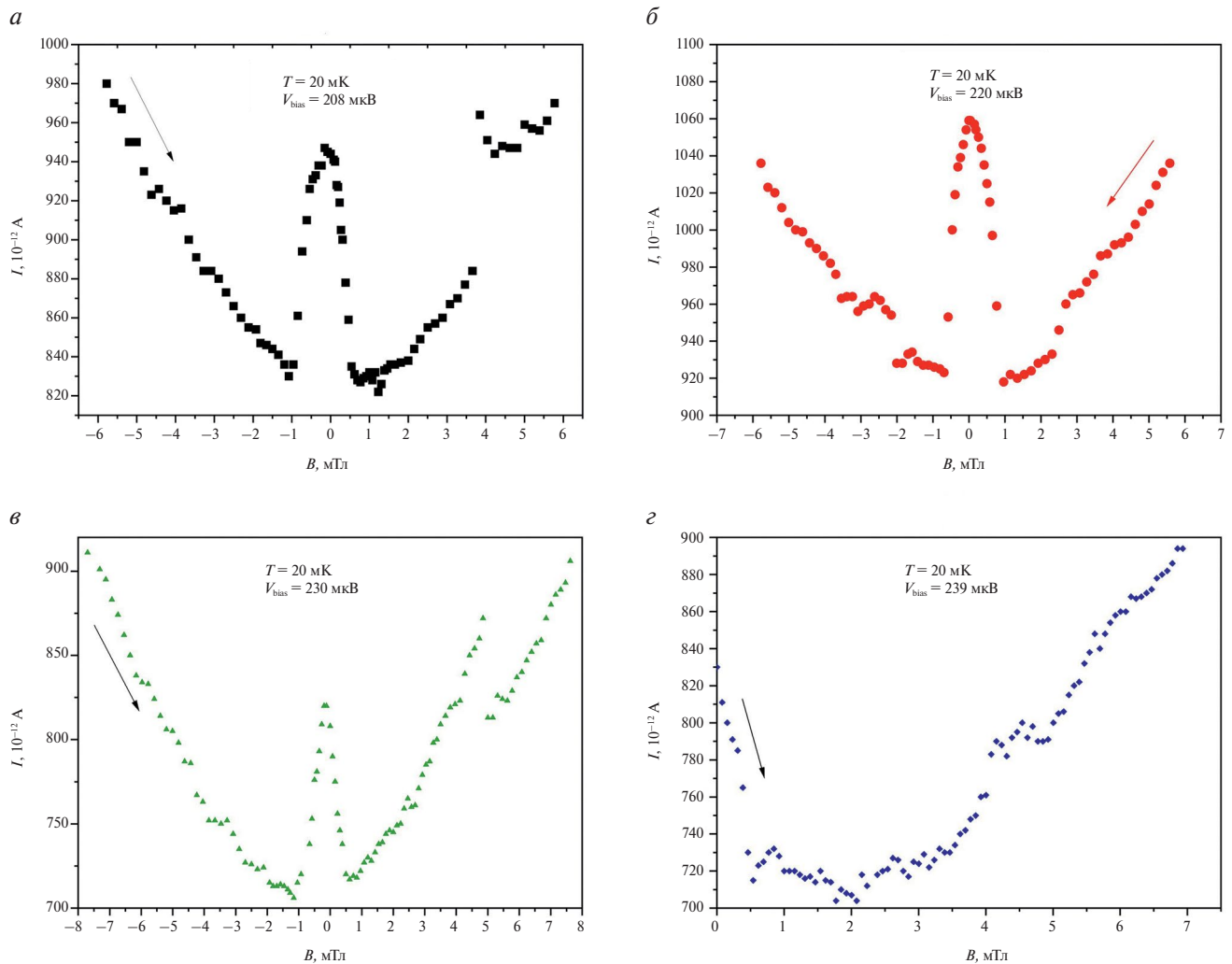


Рис. 4. Примеры зависимостей $I(V = V_{\text{bias}}, B)$ для НИС интерферометра, измеренные при температуре $T = 20$ мК для нескольких фиксированных значений напряжения инжекции квазичастиц $V_{\text{bias}} = 208, 220, 230$ и 239 мКВ. Стрелками обозначено направление развертки магнитного поля B .

как на рис. 4 на интерферометрах для структур с большими значениями периметра (и площади контура квантования). С одной стороны, большая площадь контура будет соответствовать меньшему периоду интерференционной картины по магнитному полю, что приведет к более слабой монотонной составляющей на зависимостях $I(V = V_{\text{bias}}, B)$ и даст возможность лучше разрешить максимумы более высоких порядков. С другой стороны, увеличение периметра (длины плеч интерферометра L , рис. 2а) рано или поздно должно привести к исчезновению интерференции при $L \gg \lambda_{\varphi}$, что позволит оценить длину сбоя фазы λ_{φ} . Однако уже на этом начальном этапе можно утверждать, что обнаруженные закономерности на рис. 4 интересны и, по всей видимости, отражают любопытные физические явления, происходящие в двусвязных НИС системах малых размеров.

Авторы выражают благодарность Терхи Хонгисто за помощь в изготовлении образцов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-72-00018 «Исследование неравновесных и граничных явлений в сверхпроводящих гибридных наноструктурах»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Камашев А.А., Большаков С.А., Мамин Р.Ф., Гайфуллин И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 9. С. 1268; Kamashev A.A., Bolshakov S.A., Mamin R.F., Garifullin I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 9. P. 1308.
2. Гайфуллин Р.Р., Деминов Р.Г., Кушнир В.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 468;

- Gaifullin R.R., Deminov R.G., Kushnir V.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 4. P. 404.*
3. *Tinkham M. Introduction to superconductivity. McGraw-Hill Inc., 1996.*
4. *Clarke J. Nonequilibrium superconductivity, phonons, and Kapitza boundaries. New York: Plenum Press, 1981.*
5. *Kopnin N. Theory of nonequilibrium superconductivity. New York: Oxford University Press, 2001.*
6. *Tinkham M., Clarke J. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. No. 21. P. 1366.*
7. *Clarke J. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. No. 21. P. 1363.*
8. *Yagi R. // Superlattices and microstructures. 2003. V. 34. No. 3–6. P. 263.*
9. *Beckmann D., Weber H.B., v. Löhneysen H. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. Art. No. 197003.*
10. *Russo S., Kroug M., Klapwijk T.M., Morpurgo A.F. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. Art. No. 027002.*
11. *Cadden Zimansky P., Chandrasekhar V. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. Art. No. 237003.*
12. *Arutyunov K.Yu., Auraneva H.–P., Vasenko A.S. // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. Art. No. 104509.*
13. *Arutyunov K.Yu., Chernyaev S.A., Karabassov T. et al. // J. Phys. Cond. Matter. 2018. V. 30. Art. No. 343001.*
14. *Aharonov Y., Bohm D. // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 485.*
15. *Zavyalov V., Chernyaev S., Shein K. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 969. Art. No. 012086.*
16. *Шарвин Д.Ю., Шарвин Ю.В. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 5. С. 101.*
17. *Алтишулер Б.Л., Аронов А.Г., Спивак Б.З. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 2. С. 101.*

Transport of non-equilibrium quasiparticle excitations in superconducting aluminum

A. S. Gurskiy¹, D. L. Shapovalov², K. Yu. Arutyunov^{1, 2*}

¹ National Research University Higher School of Economics, Moscow, 109028 Russia

² Kapitza Institute for Physical Problems of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia

*e-mail: karutyunov@hse.ru

The electron transport of non-equilibrium quasiparticles injected into superconducting aluminum from a normal metal has been experimentally studied at ultralow temperatures. We studied hybrid nanostructures in the form of a T-shaped normal metal electrode (copper) – a dielectric tunnel layer (aluminum oxide) – a superconducting fork (aluminum), which can be considered as a solid-state analogues of a two-beam optical interferometer. At fixed bias voltages larger than the superconducting gap, a non-monotonic dependence of the tunnel current on perpendicular magnetic field is observed. The effect is interpreted as the presence of a coherent component of the quasiparticle current.

Keywords: non-equilibrium superconductivity, coherent electron transport.