

Сверхпроводящие микроструктуры с высоким импедансом

© К.В. Шейн¹, А.А. Заруднева¹, В.О. Емельянова¹, М.А. Логунова¹, В.И. Чичков², А.С. Соболев³,
В.В. Завьялов^{1,4}, J.S. Lehtinen^{5,6}, Е.О. Смирнов⁷, Ю.П. Корнеева⁷, А.А. Корнеев^{7,1}, К.Ю. Арутюнов^{1,4,¶}

¹ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Москва, Россия

² Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“, Москва, Россия

³ Институт радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

⁴ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Россия

⁵ VTT Technical Research Centre of Finland Ltd., Espoo, 02150 Finland

⁶ Department of Physics, University of Jyväskylä, PB 35, Jyväskylä, FI-40014 Finland

⁷ Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия

¶ E-mail: karutyunov@hse.ru

Поступила в Редакцию 26 марта 2020 г.

В окончательной редакции 26 марта 2020 г.

Принята к публикации 2 апреля 2020 г.

При сверхнизких температурах были исследованы транспортные свойства двух типов квазиодномерных сверхпроводящих микроструктур: тонкие каналы, плотно упакованные в форме меандра, и цепочки туннельных контактов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник. Оба типа микроструктур продемонстрировали высокое значение высокочастотного импеданса и/или динамического сопротивления. Исследование открывает возможность использовать такие структуры в качестве стабилизирующих ток балластных элементов с нулевой величиной диссипации.

Ключевые слова: сверхпроводимость, тонкие пленки, кинетическая индуктивность, туннельные контакты, высокий импеданс.

DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49756.01H

1. Введение

Последние годы наблюдается замедление роста степени интеграции коммерческих микро- и наноэлектронных устройств, формально знаменующее нарушение закона Мура [1]. Тому можно привести две причины: большое тепловыделение на единицу объема (или площади) и различные квантовые размерные эффекты. Радикальным решением первой проблемы может быть переход в критических элементах схемы от нормальных металлов или полупроводников к сверхпроводящим материалам. Наряду с этим тривиальным подходом, использование сверхпроводящей логики RSFQ (rapid single flux quantum) позволяет не только значительно снизить энергозатраты, но и добиться ускорения, на два порядка превосходящего стандартные решения на базе CMOS (complementary metal-oxide semiconductor) технологии [2]. Ожидается, что элементная база квантовых компьютеров также может быть построена с использованием сверхпроводящих материалов.

Одним из факторов, ограничивающих быстродействие сверхпроводящих наноэлектронных устройств, является их высокая кинетическая индуктивность. Однако в ряде

приложений эффект кинетической индуктивности может быть полезен. В последние годы возрос интерес к физике квазиодномерных сверхпроводников [3], в которых флуктуации параметра порядка $\Delta = |\Delta|e^{i\phi}$ могут играть существенную роль. В частности, было показано, что специфическое проявление квантовых флуктуаций — квантовое проскальзывание фазы — дуально джозефсоновскому туннелированию [4–7]. Фаза параметра порядка ϕ и квазизаряд q являются комплексно-сопряженными величинами. Следовательно, для высокой неопределенности фазы (= сильных флуктуаций) необходимо зафиксировать заряд, что для электронной схемы эквивалентно стабилизации тока, являющегося производной заряда по времени $I \equiv dq/dt$. Стандартное решение с использованием балластных резисторов [8–10] не лишено недостатков. В частности, наличие высокоомных элементов в цепи неизбежно приводит к присутствию джозефсоновского шума [11].

В настоящей статье мы исследуем работу двух типов микроэлектронных структур: тонких сверхпроводящих каналов с существенной величиной кинетической индуктивности и цепочек туннельных контактов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС). Обе

системы на переменном токе демонстрируют высокий импеданс (при нулевой диссипации), и могут быть использованы как стабилизирующие ток элементы электронных цепей.

2. Теория

В рамках стандартных моделей сверхпроводимости могут быть получены частотные и температурные зависимости кинетической индуктивности L_k [12]. С использованием уравнений Гинзбурга–Ландау, для температур, близких к критической T_c , и при малом токе смещения $I \rightarrow 0$ можно получить следующую температурную зависимость

$$L_k(T) = \frac{L_k(0)}{1 - (T/T_c)}.$$

Микроскопическая модель Бардина–Купера–Шриффера дает простое выражение для кинетической индуктивности тонкого сверхпроводящего канала

$$L_k = \frac{\hbar R_N}{\pi i \Delta(T)} \frac{1}{\tanh\left\{\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right\}}.$$

Т.е. для получения существенных значений кинетической индуктивности в области низких температур $T \ll T_c$ предпочтительны сверхпроводящие материалы с высоким значением сопротивления в нормальном состоянии R_N и малой величиной критической температуры T_c . При включении в цепь переменного тока не очень высокой частоты $f < \Delta/h$ импеданс такого элемента $Z_L(f) \sim fL$ может достигать вполне значительной величины, обладая при этом нулевой диссипацией по постоянной составляющей [13,14].

Альтернативным к высокой кинетической индуктивности решением может быть использование туннельных СИС-элементов, обеспечивающих высокое динамическое сопротивление $R_{\text{dyn}} \equiv dV/dI \gg R_N$ в области малых токов, т.е. до полного выхода вольт-амперной характеристики (ВАХ) на квазиэлектронную ветвь [15]. Зависимость динамического сопротивления от тока $R_{\text{dyn}}(I)$ является существенно нелинейной и стремится к бесконечности при нулевых смещениях $I \rightarrow 0$.

3. Образцы и методика эксперимента

Методом фотолитографии и вакуумного напыления были изготовлены микроструктуры, представляющие собой длинные и тонкие каналы, плотно упакованные в форме меандра (рис. 1, вставка).

Материалами для сверхпроводящих структур были выбраны NbN и Ti. Толщина и ширина d/w пленок составляла 5/100 nm и 30 nm/2 μm соответственно. Сопротивление на квадрат в нормальном состоянии составило $R_{N\Box}(\text{NbN}) \approx 950 \Omega$ и $R_{N\Box}(\text{Ti}) = 200 \Omega$, соответственно. Сечения нанопроводов были выбраны заведомо больше тех размеров, где вклад термических

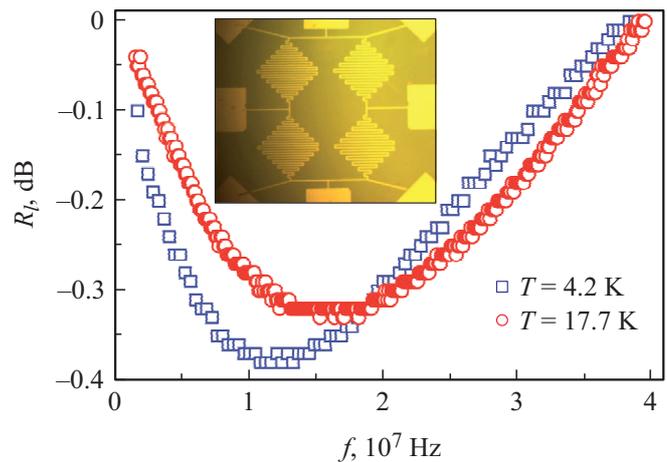


Рис. 1. Зависимости величины высокочастотного коэффициента отражения R_l от частоты f для микроструктуры из NbN с длиной $l = 50 \mu\text{m}$, толщиной $d = 5 \text{ nm}$ и шириной линии $w = 100 \text{ nm}$, упакованной в область $10 \times 10 \mu\text{m}$, при температуре выше и ниже критической $T_c(\text{NbN}) = 6.5 \text{ K}$. На вставке приведена микрофотография типичной структуры из титана: тонкая сверхпроводящая полоска, упакованная в форме меандра.

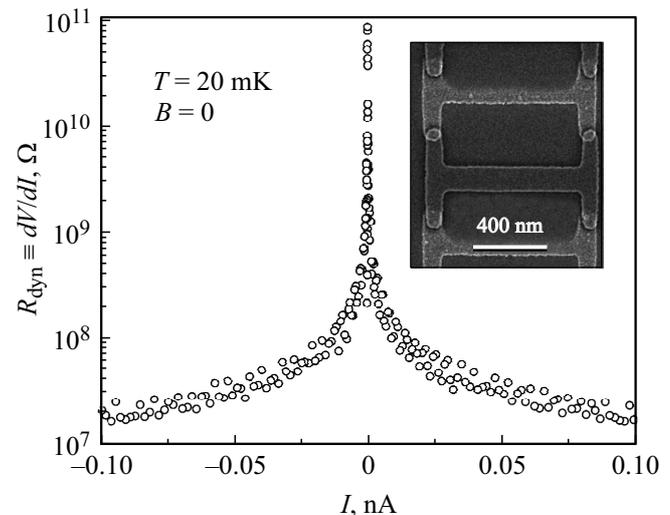


Рис. 2. Зависимость динамического сопротивления $R_{\text{dyn}} \equiv dV/dI$ от тока смещения I для цепочки из 25 пар туннельных контактов $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}/\dots/\text{AlO}_x/\text{Al}$ (вставка) в нулевом магнитном поле и при сверхнизкой температуре $T = 20 \text{ mK} \ll T_c(\text{Al}) = 1.2 \text{ K}$.

и/или квантовых флуктуаций существенен для Ti [16–20] и NbN [21]. Зависимости сопротивления от температуры обнаружили четкие сверхпроводящие переходы в области $T_c(\text{NbN}) = 6.5 \pm 0.5 \text{ K}$ и $T_c(\text{Ti}) = 0.42 \pm 0.02 \text{ K}$. Никаких немонотонностей формы $R(T)$ перехода, которые могут свидетельствовать либо о неоднородности системы [22], либо о ее неравновесности [23,24], обнаружено не было.

Методом электронной взрывной литографии и многоугольного вакуумного напыления были изготовлены наноструктуры, представляющие собой цепочки идентичных элементов $\text{Al}/\text{AlO}_{x+x}/\text{Al}/\dots/\text{AlO}_x/\text{Al}$ (рис. 2, вставка) с критической температурой сверхпроводящего алюминия $T_c(\text{Al}) = 1.2 \text{ K}$.

Все эксперименты проводились при низких и сверхнизких температурах. Измерения зависимостей $R(T)$ и $V(I)$ делались с использованием многоступенчатой системы RLC -фильтров, снижающих влияние электромагнитных наводок [25]. Измерения ВАХ и амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) проводилось стандартным четырехконтактным способом.

4. Результаты и обсуждение

Для измерения ВАХ и АЧХ квазиодномерных сверхпроводящих каналов, ток в цепи и напряжение на образце регистрировалось одновременно. Выход высокочастотного генератора был нагружен через $50\text{-}\Omega$ криогенный коаксиальный кабель на исследуемую LC -цепь, где L — неизвестная индуктивность микроструктуры, а $C = 50 \text{ pF}$ — известная величина емкости параллельно подключенного балластного конденсатора. Отдельные измерения конденсатора показали, что его емкость не сильно меняется от комнатной температуры до 2 K на частотах до 400 MHz . В эксперименте измерялся (в dB) коэффициент отражения R_l как функция частоты зондирующего сигнала

$$R_l = -20 \log_{10} \left| \frac{Z_{\text{load}} - Z_{\text{source}}}{Z_{\text{load}} + Z_{\text{source}}} \right|,$$

где Z_{load} и Z_{source} — импедансы нагрузки и источника соответственно. Зависимости $R_l(f)$ наглядно демонстрируют минимум, соответствующий резонансной частоте f_{res} системы (рис. 1). Сдвиг f_{res} к более низким значениям при охлаждении системы до сверхпроводящего состояния указывает на увеличение импеданса системы. Учитывая, что балластная емкость постоянна, $C = 50 \text{ pF}$, значение общей индуктивности можно определить тривиально: $L = L_k + L_m = (1/4\pi^2 C)(1/f_{\text{res}})^2$. В нашем случае сверхпроводящей системы микронных размеров магнитная индуктивность L_m существенно меньше кинетической и определяется исключительно геометрией структуры, и, следовательно, одинакова в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Для тонкопленочного меандра NbN с длиной $l = 500 \mu\text{m}$, толщиной $d = 5 \text{ nm}$ и шириной линии $w = 100 \text{ nm}$, упакованного в область $10 \times 10 \mu\text{m}$, используя зависимости $R_l(f)$ (рис. 1), можно оценить индуктивность $L_k \approx 5 \mu\text{H}$ при $T = 4.2 \text{ K}$. Соответствующая кинетическая индуктивность на единицу площади в сверхпроводящем состоянии $L_{k\Box} \approx 0.75 \text{ nH}/\Box$. Наши результаты по структурам из NbN находятся в разумном количественном согласии с литературными данными [12–14]. Несколько более высокие значения удельной кинетической индуктивности

по сравнению с [12,26] можно объяснить увеличением беспорядка в исследованных пленках NbN , что приводит к более высокому удельному сопротивлению ($R_{\Box} \approx 1 \text{ k}\Omega$ против 875Ω) и более низкой критической температуре ($T_c = 6.5 \text{ K}$ против 10 K). Варьирование измерительного тока в широких пределах не влияет на зависимость $R_l(f)$. На частотах порядка 1 GHz высокочастотный импеданс достигает величины $Z_L(f) \approx 30 \text{ k}\Omega$, что не является таким уж и „выдающимся“ результатом. Однако современными литографическими методами вполне реалистично изготовление наноструктур с примерно стократно большим значением кинетической индуктивности без существенного шунтирования паразитной емкостью. Соответствующий высокочастотный импеданс мегаомного диапазона уже вполне достаточен для исследования квантовой динамики заряда в широких частотных и токовых диапазонах [9,10,27]. Качественно аналогичные результаты были получены и на титановых микроструктурах (рис. 1, вставка). Но специфика эксперимента в рефрижераторе растворения $^3\text{He}^4\text{He}$ при сверхнизких температурах $T < 100 \text{ mK}$ привела к существенно большей ошибке измерений $Z_L(f)$ для титана. Вероятно, эффект связан с перегревом тестируемых структур зондирующим сигналом.

При сверхнизких температурах $T \sim 20 \text{ mK} \ll T_c(\text{Al}) = 1.2 \text{ K}$ исследовались транспортные свойства цепочек $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}/\dots/\text{AlO}_x/\text{Al}$ (рис. 2, вставка). Параметры окисления алюминиевой пленки выбирались таким образом, чтобы толщина туннельного барьера оказалась достаточно большой, и, как следствие, величина джозефсоновского ток — малой: $I_c < 10 \text{ pA}$. Соответствующая энергия $E_J = \hbar I_c$ много меньше зарядовой энергии $E_c = e^2/2C$, где C может быть оценена как емкость последовательно соединенных плоских конденсаторов с толщиной диэлектрик $\sim 2 \text{ nm}$, площадью обкладок (перекрытие контактов) $\sim 100 \times 100 \text{ nm}$ и с диэлектрической проницаемостью окиси алюминия $\epsilon \sim 10$. Условие $E_J \ll E_c$ приводит к доминированию зарядовых эффектов над джозефсоновскими [28], и, соответственно, позволяет пренебречь квантовыми флуктуациями.

Все структуры $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}/\dots/\text{AlO}_x/\text{Al}$ продемонстрировали ВАХ, типичные для последовательно соединенных туннельных СИС-контактов. Динамическое сопротивление $R_{\text{dyn}} \equiv dV/dI$, полученное численным дифференцированием ВАХ, обнаруживает четкую сингулярность при малых токовых смещениях достигая величины $R_{\text{dyn}}(I \rightarrow 0) \sim 10^{11} \Omega$ (рис. 2).

При больших значениях тока динамическое сопротивление падает, стремясь к величине $R_{\text{dyn}}(I \gg 0) \sim 10^5 \Omega$, соответствуя туннельному сопротивлению квазиэлектронной ветви ВАХ. Последнее наблюдение ограничивает использование СИС-контактов в качестве стабилизирующих ток элементов. Действительно, исследование квантовой динамики заряда с использованием цепочек СИС-контактов позволило зарегистрировать четкую кулоновскую блокаду, тогда как при конечных токах блоховские сингулярности сильно размываются даже по

сравнению со случаем чисто диссипативных токовых электродов, изготовленных из высокоомных материалов [27]. По всей видимости, при конечных смещениях преимущество должно быть отдано сверхпроводящим токосмещающим элементам с высокой кинетической индуктивностью.

5. Заключение

Были исследованы транспортные свойства двух типов квазиодномерных сверхпроводящих микроструктур: тонкие каналы с высокой величиной кинетической индуктивности и цепочки туннельных СИС-контактов. Высокая величина динамического сопротивления СИС-контактов при малых токах делает их исключительно эффективными для наблюдения таких эффектов, как кулоновская блокада на ВАХ квазиодномерных сверхпроводящих каналов в режиме квантовых флуктуаций параметра порядка [18]. Однако сильная нелинейность ВАХ СИС-контактов приводит к существенному падению динамического сопротивления при конечных токах. Напротив, тонкие и длинные сверхпроводящие элементы обладают высокой величиной кинетической индуктивности, которая в области конечных, но не очень больших токов $I \ll I_c$ позволяет достигать на достаточно высоких частотах значительной величины импеданса, обеспечивая тем самым эффективную стабилизацию тока.

Финансирование работы

Постановка задачи, анализ результатов и подготовка текста статьи проводились КЮА и были поддержаны грантом № 19-01-050 в рамках Программы «Научный фонд Национального исследовательского университета „Высшая школа экономики“ (НИУ ВШЭ)» в 2019–2020 гг. и в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации „5-100“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Moore. *Electronics* **38**, 8, 114 (1965).
- [2] K.K. Likharev, V.K. Semenov. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **1**, 3 (1991).
- [3] K.Yu. Arutyunov, D. Golubev, A.D. Zaikin. *Phys. Rep.* **464**, 1 (2008).
- [4] A.D. Zaikin, S.V. Panyukov. *Phys. Lett. A* **120**, 306 (1987).
- [5] D.V. Averin, A.A. Odintsov. *Phys. Lett. A* **140**, 251 (1989).
- [6] A.D. Zaikin. *J. Low Temp. Phys.* **80**, 223 (1990).
- [7] J.E. Mooij, Y.V. Nazarov. *Nat. Phys.* **2**, 169 (2006).
- [8] L.S. Kuzmin, D.S. Haviil. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2890 (1991).
- [9] T.T. Hongisto, A.B. Zorin. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 9, 097001 (2012).
- [10] J.S. Lehtinen, K. Zakharov, K.Yu. Arutyunov. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 18, 187001 (2012).
- [11] C.H. Webster, J.C. Fenton, T.T. Hongisto, S.P. Giblin, A.B. Zorin, P.A. Warburton. *Phys. Rev. B* **87**, 144510 (2013).
- [12] A.J. Annunziata. PhD Thesis, Yale University (2010).
- [13] A.J. Kerman, E.A. Dauler, W.E. Keicher, J.K.W. Yang, K.K. Berggren, G. Gol'tsman, B.M. Voronov. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 11, 111116 (2006).
- [14] A.J. Kerman, E.A. Dauler, J.K.W. Yang, K.M. Rosfjord, V. Anant, K.K. Berggren, G. Gol'tsman, B.M. Voronov. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 10, 101110 (2007).
- [15] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. 2nd ed. McGraw-Hill, N.Y. (1996).
- [16] J.S. Lehtinen, T. Sajavaara, K.Yu. Arutyunov, M.Yu. Presnjakov, A. Vasiliev. *Phys. Rev. B* **85**, 094508 (2012).
- [17] K.Yu. Arutyunov, J.S. Lehtinen, T.J. Rantala. *J. Supercond. Nov. Magn.* **29**, 569 (2016).
- [18] K.Yu. Arutyunov, J.S. Lehtinen. *Nanoscale Res. Lett.* **11**, 364 (2016).
- [19] K.Yu. Arutyunov, J.S. Lehtinen. *Physica C*: **533**, 158 (2017).
- [20] K.Yu. Arutyunov, J.S. Lehtinen, A.A. Radkevich, A.G. Semenov, A.D. Zaikin. *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 356 (2018).
- [21] K.Yu. Arutyunov, A. Ramos-Álvarez, A.V. Semenov, Yu.P. Korneeva, P.P. An, A.A. Korneev, A. Murphy, A. Bezryadin, G.N. Gol'tsman. *Nanotechnol.* **27**, 47LT021 (2016).
- [22] K.Yu. Arutyunov, S.V. Lotkhov, A.B. Pavolotski, D.A. Presnov, L. Rinderer. *Phys. Rev. B* **59**, 9, 6487 (1999).
- [23] K.Yu. Arutyunov. *Phys. Rev. B* **53**, 18, 12304 (1996).
- [24] K.Yu. Arutyunov, T.V. Ryyanen, J.P. Pekola, A.B. Pavolotski. *Phys. Rev. B* **63**, 9, 092506 (2001).
- [25] V.V. Zavyalov, S.A. Chernyaev, K.V. Shein, A.G. Shukaleva, K.Yu. Arutyunov. *J. Phys.: Conf. Ser.* **969**, 012086 (2018).
- [26] A.J. Annunziata, D.F. Santavicca, L. Frunzio, G. Catelani, M.J. Rooks, A. Frydman, D.E. Prober. *Nanotechnol.* **21**, 445202 (2010).
- [27] Z.M. Wang, J.S. Lehtinen, K.Yu. Arutyunov. *Appl. Phys. Lett.* **114**, 242601 (2019).
- [28] G. Schön, A.D. Zaikin. *Phys. Rep.* **198**, 237 (1990).

Редактор Е.В. Толстякова