ЖЭТФ, 2024, том 166, вып. 3 (9), стр. 391–402

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХПРОВОДНИК–ИЗОЛЯТОР–НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

А. Б. Ермаков [a]***, М. А. Тарасов*** [a]***, В. С. Эдельман*** [b*]

[a] *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук 125009, Москва, Россия*

[b] *Инститyт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук 119334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 октября 2023 г.,
после переработки 1 марта 2024 г.
Принята к публикации 25 апреля 2024 г.

Проанализированы результаты экспериментов по влиянию магнитного поля на проводимость туннельных структур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл при температурах, много меньших критической температуры сверхпроводника T_c, и при малых напряжениях, при которых одноэлектронный ток I_{single} сравним или меньше подщелевого андреевского тока $I_{Andreev} = I_n + I_s$. Эти две компоненты андреевского тока связаны с диффузионным движением коррелированных пар электронных возбуждений в нормальном и соответственно сверхпроводящем слоях структуры. При ориентации поля перпендикулярной к структуре с латеральными размерами больше глубины прникновения прослежен переход от неоднородного распределения поля к вихревой структуре. При ориентациях поля как в плоскости структуры, так и перпендикулярно к ней, одноэлектронный ток растет из-за влияния поля на сверхпроводящую щель Δ_c. Проводимость, обязанная андреевскому току $I_n = k_n \,\mathrm{th}(eV/2kT_{eff})$, уменьшается из-за роста эффективной температуры T_{eff}. Уменьшение вклада I_s связано с уменьшением щели. Нам не известны работы, в которых рассматривается влияние магнитного поля на эту составляющую туннельного тока. Показано, что при малых напряжениях так называемый ток Дайнса, обязанный мнимой добавке к энергии щели из-за влияния дефектов в сверхпроводнике, не дает вклада в проводимость туннельной структуры.

Памяти А. Ф. Андреева посвящается

DOI: 10.31857/S0044451024090098

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию проводимости тонкопленочных микроструктур сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН) при низких температурах, остаются вопросы, связанные с влиянием постоянного магнитного поля. Этой теме посвящено довольно много теоретических работ, но количество экспериментальных работ весьма ограничено. Из известных публикаций можно упомянуть статьи [1–3], в которых прослежен эффект распаривания в сверхпроводящем электроде СИН под действием магнитного поля, приводящий к уменьшению энергетической щели и возрастанию туннельного тока при смещении V, близком к напряжению $V_c = \Delta_c/e$, где Δ_c — щель в спектре сверхпроводника. В частности, в [3] этот эффект исследован для структуры алюминий–изолятор–медь. Появление вихрей Абрикосова в пленках алюминия в нормальном поле прослежено в [4, 5]. Подавление аномальной дифференциальной проводимости при $V = 0$ магнитным полем, приложенным в плоскости структуры, приведено в [6, 7]. Однако нет работ, в которых все эти явления, а также влияние поля на другие компоненты подщелевого тока, наблюдались на одном образце и при разных ориентациях магнитного поля. Цель предлагаемой работы — описание и анализ экспери-

* E-mail: vsedelman@yandex.ru

ментов, удовлетворяющих этому требованию. При этом мы ограничиваемся областью малых смещений $V \leq 0.5V_c$, при которых тепловые эффекты — нагрев или электронное охлаждение, сильно усложняющие анализ результатов, практически не влияют на туннельный ток.

Ток СИН складывается из одноэлектронного тока и подщелевого тока. Одноэлектронный ток обязан туннелированию термически возбужденных выше уровня Ферми электронов из нормального металла на свободные состояния выше щели сверхпроводника с сохранением энергии (при другом знаке смещения туннелированию возбуждений сверхпроводника на свободные состояния ниже уровня Ферми). При электронной температуре $T_e << T_c$ и $V \leq 0,7V_c$ он с точностью порядка 1 процента описывается формулой [8]

$$I_{single} = \frac{1}{eR_n}\sqrt{2\pi kT_e\Delta_c}\exp\left\{-\frac{\Delta_c}{kT_e}\right\}\operatorname{sh}\frac{eV}{kT_e}. \quad (1)$$

При $V \leq V_\Delta/2$ и температуре $T \leq 0.2T_c$ (T_c — критическая температура сверхпроводимости) этот ток становится мал и основным становится подщелевой андреевский ток и ток Дайнса. Андреевская проводимость много меньше проводимости СИН при нормальном состоянии сверхпроводника, но сохраняется на заметном уровне в «грязных» металлах, когда электронные пары диффундируют на большие расстояния, сохраняя когерентность, и в тонких пленках многократно возвращаются к границе между металлами, что увеличивает вероятность их туннелирования. Эта составляющая тока описывается формулой, предложенной в [9]:

$$I_{Andreev} = I_n + I_s = \frac{\hbar}{e^2R_n^2S\nu_nd_n}\operatorname{th}\frac{eV}{2kT_e} + \\ + \frac{\hbar}{e^2R_n^2S\nu_sd_s}\frac{eV/\sqrt{1-eV/\Delta_c}}{2\pi\Delta_c}. \quad (2)$$

Токи I_n и I_s отвечают диффузии пар в объеме нормального металла и сверхпроводника соответственно, R_n — сопротивление перехода в нормальном состоянии, S — его площадь, d_n, d_s — толщина слоев, а ν_n, ν_s — плотности состояний. Хотя все фигурирующие в этой формуле величины или известны, или могут быть измерены, измеряемые токи обычно сильно отличаются от теоретических значений. Считается, что основная причина в неоднородности запорного слоя, из-за чего его прозрачность для одноэлектронного туннелирования выше, чем для двухэлектронного. Исходя из этого, в [7] предложено для описания экспериментальных результатов использовать формулу

$$I_{Andreev} = I_n + I_s = \\ = k_nh\frac{eV}{2kT_{eff}} + k_s\frac{eV/\sqrt{1-eV/\Delta_c}}{\Delta_c}, \quad (3)$$

в которой параметры k_n, k_s и T_{eff} определяются при подгонке экспериментальной ВАХ. Работа [9] не единственная, в которой вычислялся андреевский ток. Так, в [10] получен похожий результат, но с некими отличиями. И это не только другие численные коэффициенты, но другая зависимость тока I_s от напряжения смещения:

$$I_{Andreev} = I_n + I_s = \\ = \frac{3\pi\hbar}{2e^2R_n^2S\nu_nd_n}\operatorname{th}\frac{eV}{2kT_e} + \\ + \frac{2\hbar}{e^2R_n^2S\nu_sd_s}\frac{eV/\sqrt{1-(eV/\Delta_c}}{\Delta_c}. \quad (4)$$

В этом случае в выражении для тока I_s под знаком корня стоит напряжение смещения не в первой степени, как в (2), а в квадрате. В первом случае дифференциальная проводимость dI/dV при малых напряжениях линейно возрастает, а во втором — практически постоянна. Функционально, согласно (4), этот вклад в ток совпадает с током Дайнса, который в большинстве известных работ считается ответственным за избыточный ток. Это одноэлектронный подщелевой ток, обязанный при $T << T_c$ размытию спектра возбуждений сверхпроводника из-за дефектов. На основе экспериментальных данных показано, что спектр приобретает вид [11]

$$\rho(E,\gamma) = \frac{E - i\gamma}{\sqrt{(E-i\gamma)^2 - \Delta_c^2}},$$

где $\gamma << \Delta_c$ — эмпирический параметр, описывающий это размытие. Исходя из этого спектра, получается выражение для тока (например, [12])

$$I_{Dynes} = \frac{\gamma}{\Delta_c}\frac{V/\sqrt{1-(eV/\Delta_c)^2}}{R_n}. \quad (5)$$

В этой работе проведен более подробный, чем в [7], анализ экспериментов по исследовании проводимости СИН при охлаждении их до температуры порядка 0.1 К в магнитном поле до 30 мТл. В поле, нормальном к поверхности СИН, в структуре с латеральными размерами много большими глубины проникновения λ в сверхпроводник, прослежен переход от неоднородного распределения поля к структуре

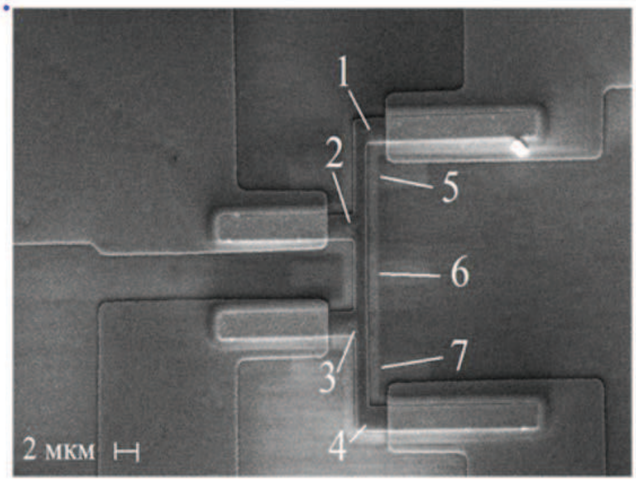

Рис. 1. Изображение с помощью сканирующего электронного микроскопа СИНИС-структур. 1, 2, 3, 4 — туннельные переходы, 5, 6, 7 — подвешенные нормальные мостики

из вихрей Абрикосова. Это позволило оценить λ и длину корреляции ξ. В [7] в основном рассматривалось влияние поля только на компоненту андреевского тока I_n. Здесь с опорой на результаты работы [3] изучено воздействие однородного поля, лежащего в плоскости СИН с толщиной сверхпроводящей пленки $d < \lambda$, на одноэлектронную проводимость. Установлено, что распаривание приводит к более быстрому, чем найдено в [3], квадратичному уменьшению параметра Δ_c, при этом формула (1) по-прежнему описывает одноэлектронный ток. Показано, что при $G_{single} \leq 0.2G_N$ (G_N — нормальная проводимость) происходит переход от тока Дайнса (5) к току, экспоненциально падающему с уменьшением напряжения. Знание одноэлектронного тока позволило надежно выделить компоненты андреевского тока I_n и I_s. Результаты, относящиеся к току I_n, практически совпадают с полученными в [7]. Ток I_s зависит от поля слабее, чем I_n. Эту зависимость можно описать как обязанную квадратичному уменьшению щели с полем. Дано на качественном уровне объяснение изменений компонент тока при нормальном поле при его неоднородном распределении.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Большая часть экспериментов проведена с тест-структурами, описанными в работе [7]. На рис. 1 представлено изображение такой структуры. Она содержит 4 туннельных перехода (1–4) медь–алюминий, соединенных медной полоской, напыленной на окисленную поверхность алюминия, напыленного непосредственно на кремниевую подложку. На участках 5–7 алюминий, находящийся под медью, вытравлен. Толщины пленок 20 нм (медь) и 80 нм(алюминий), площади СИН1 и СИН2 8 и 10 мкм соответственно. На чип с 16 контактными площадками по краям расположены 4 таких структуры. Были протестированы 20 СИН на двух чип. Полученные для них результаты близки друг к другу. Чтобы не перегружать изложение, далее большая часть результатов приведена для одного из СИН1, у которого наиболее выражен андреевский ток.

Вольт–амперные характеристики измерялись на постоянном токе по четырехзондовой схеме. Для защиты туннельных переходов от паразитного излучения в цепи подводящих проводов были включены резисторы номиналом 0.8М Ом, охлаждаемые до 0.4 К. Топология структуры позволяла измерять как характеристики СИНИС переходов, например, при пропускании тока через переходы 1 и 4 и измерении напряжения на них, так и одиночного СИН, например, при измерении напряжения на контактах 1–2 и токе через контакты 1–4. Использовалась автоматизированная система сбора данных на основе портативного компьютера ноутбук и NI USB блока ЦАП-АЦП. Ток I задавался 16-разрядным ЦАП. Усиленное малошумящим усилителем напряжение V преобразовывалась 16-разрядным АЦП. Дифференциальная проводимость $G(V) = dI/dV$ или дифференциальное сопротивление R_d определялись численным дифференцированием вольт-амперных харак-

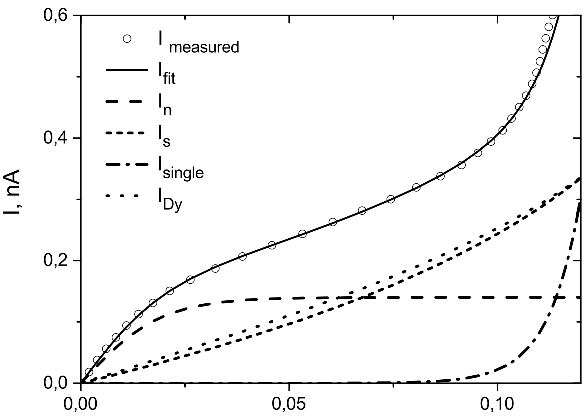

Рис. 2. Измеренная вольт-амперная характеристика СИН и ее фитирование теоретическими моделями. При подгонке используются значения $\Delta_c/k = 2.18$ К и $R_n = 29$ Ом, определяемые из зависимостей туннельного тока от температуры, и величины $k_n = 0.135$нА, $k_s = 0.32$ нА или $\gamma/\Delta = 6.2{\cdot}10^{-5}$, $T_{eff} = 0.11$ К и $T_e = 0.094$ К.Электронная температура T_e оценивается по одноэлектронному току при температуре чипа $T \simeq 0.09$ К. Обычно T_e несколько выше T из-за проникновения излучения из окружения

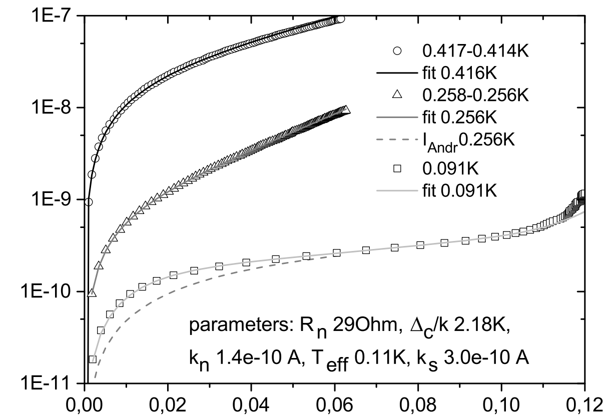

Рис. 3. Определение параметров Δ_c и R_n по ВАХ, измеренных при разных температурах, с учетом малой поправки на андреевский ток. Параметры андреевского тока установлены при $T = 0.09$ К

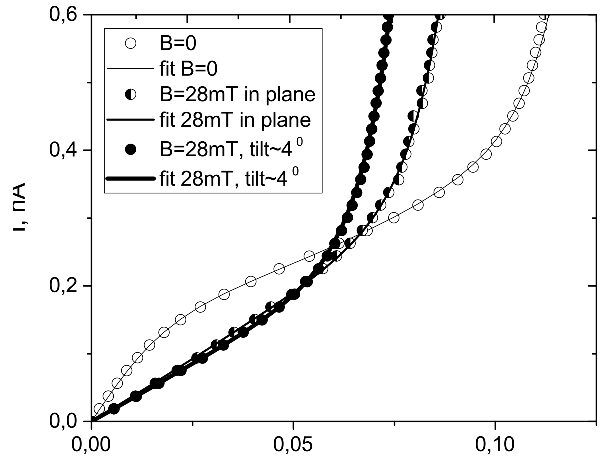

Рис. 4. ВАХ при воздействии магнитного поля, приложенного в плоскости структуры и под углом примерно 4° к ней

теристик. Измерения проводились с использованием работающего под управлением компьютера погружного криостата растворения [13], в котором образцы размещаются внутри экрана с температурой 0.4–0.5 K на верху прибора на охлаждаемом держателе. Образцы устанавливались горизонтально или вертикально. Направленное вертикально магнитное поле, создаваемое соленоидом, установленным снаружи криостата, прикладывается примерно по нормали или по касательной к плоскости туннельного перехода с погрешностью в несколько градусов. Для изменения направления поля можно наклонять соленоид в пределах $\pm 10^0$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 и 3 приведены измеренные без магнитного поля ВАХ для этой структуры и их фитирование при температуре чип $T_{chip} = 0.09$ K и составляющие тока (рис. 2), и при нескольких температурах, рис. 3. Это позволило определить исходные значения всех параметров: Δ_c, R_N, k_n, k_s (для андреевского тока по [9]) или γ (для тока Дайнса), T_{eff} и электронную температуру T_e, которая несколько выше T_{chip} из-за нагрева паразитным излучением, проникающим из комнаты. Непосредственно измерить небольшое сопротивление R_N и определить Δ_c по положению максимума проводимости при $V \simeq V_c$ оказалось невозможно, так как оно включено последовательно с сопротивлением подводящих ток дорожек примерно той же величины. Из-за этого максимум на экспериментальных зависимостях дифференциальной проводимости от напряжения вообще не проявлялся даже в отсутствие магнитного поля. Его можно было выявить только после оценки сопротивления токоподводов, исходя из вычисленного значения R_N и введения поправки на падение напряжения.

На рис. 4 приведены ВАХ, измеренные в нулевом поле и в поле 28 мТл и их фитирование с использованием формул (1) и (3). В наклонном магнитном поле оно влияет на изменение тока сильнее, чем при его приложении в плоскости. Именно это позволяет, наклоняя соленоид, добиться юстировки поля относительно плоскости СИН с точностью поряд-

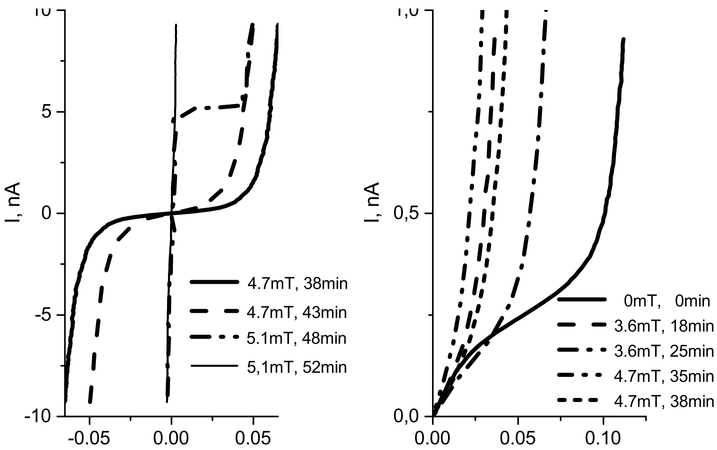

Рис. 5. ВАХ при разных значениях магнитного поля, нормального к поверхности СИН-структуры. Последовательность регистрации ВАХ указана в минутах от начала регистрации соответствующей характеристики, длительность записи каждой из них примерно 2мин. При регистрации ВАХ при поле 5.1 мТл на 48 минуте произошел скачкообразный переход от неоднородного поля в сверхпроводнике к вихревому состоянию. Таким образом, $B_{c1} < 5$ мТл. Отметим, что ВАХ, измеренные при внешнем поле 3.6 мТл на 18 и 25 минутах и 4.7 мТл на 35 и 38 минутах, свидетельствуют о возможности различных конфигураций неоднородного поля в сверхпроводнике с близкой энергией

ка 1°. Как видно, использованные функциональные зависимости хорошо описывают экспериментальные результаты, что подтверждает отсутствие тепловых эффектов при пропускании тока и позволяет установить влияние магнитного поля на параметры как подщелевого, так и одноэлектронного тока.

3.1. Поле по нормали к поверхности СИН

На рис. 5 приведены ВАХ при разных значениях магнитного поля, нормального к поверхности СИН-структуры. Последовательность регистрации ВАХ указана в минутах от начала регистрации соответствующей характеристики, длительность записи каждой из них примерно 2 мин. При регистрации ВАХ при поле 5.1 мТл на 48 минуте произошел переход от неоднородного поля в сверхпроводнике к вихревому состоянию, о чем свидетельствует резкое изменение дифференциальной проводимости $G(V = 0, B = 0)$ от $1.15 \cdot 10^{-5}$ Ом$^{-1}$ до 0.003 Ом$^{-1}$. По-видимому, это состояние не отвечает максимальному заполнению вихрями области туннельного перехода, так как в опыте с охлаждением образца от $T > T_c$ до 0.1К в поле 4.7 мТл проводимость при нулевом смещении составила 0.01 Ом$^{-1}$. При этом она остается значительно меньше $1/R_N = 0.032$ Ом$^{-1}$. Вихревое состояние есть прямое свидетельство того, что тонкие пленки алюминия сверхпроводники второго рода [4, 5]. Для исследуемой структуры $B_{c1} < 5$ мТл. Отметим, что ВАХ, измеренные при внешнем поле 3.6 мТл на 18 и 25 минутах и при 4.7 мТл на 35 и 38 минутах демонстрируют «отскок» как бы к меньшему полю. Это свидетельствуют о возможности различных конфигураций неоднородного поля в сверхпроводнике с близкой энергией. Эти состояния распределения поля метастабильны с большим гистерезисом. Так, вихревая структура сохраняется неизменной при выключении поля и разрушается только в поле противоположного направления или при нагреве выше T_c.

В чистом алюминии при $T << T_c$ критическое поле $B_c \simeq 11$ мТл, длина когерентности $\xi_0 \simeq 1500$ нм, глубина проникновения магнитного поля $\lambda_0 = 15$ нм. На рис. 6 показано изменение дифференциальной проводимости СИН-структуры в магнитном поле. Видно, что при 14м Тл еще сохраняется минимум проводимости, обязанный сверхпроводимости алюминия. Это говорит о том, что $B_{c2}/B_c > 1.3$. Из соотношения $B_{c2}B_{c1} = B_c^2$ при $B_{c1} = 5$ мТл имеем $B_{c2}/B_c \simeq 2.2$. Используя оценку $B_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi^2$ (Φ_0 — квант магнитного потока) получим, что ξ лежит в интервале 115–150 нм. Из соотношения $\xi^2 = \xi_0 l$ для длины пробега электронов в пленке алюминия получим $l = 9 - 15$ нм. И наконец, для глубины проникновения из соотношения $B_{c1}/B_c = \xi/\lambda$ следует, что λ лежит в интервале 200–250 нм. Таким образом, выполнен критерий сверхпроводимости второго рода. (Используемые здесь соотношения взяты из [14, 15].)

Используя формулу для зависимости локальной проводимости квантового вихря от расстояния от его центра, полученную при туннельной спектроско-

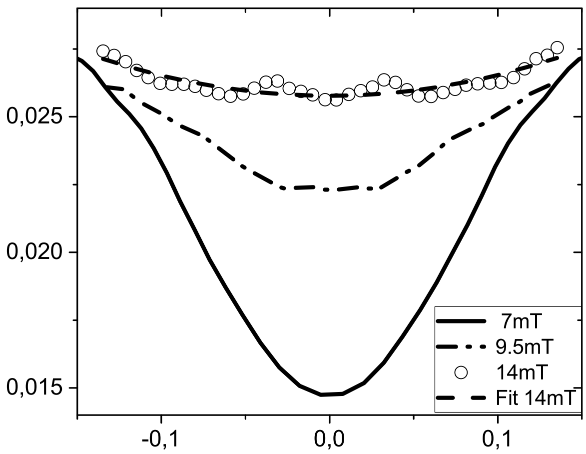

Рис. 6. Зависимости дифференциальной проводимости СИН1 от напряжения при разных значениях индукции магнитного поля, перпендикулярного поверхности СИ

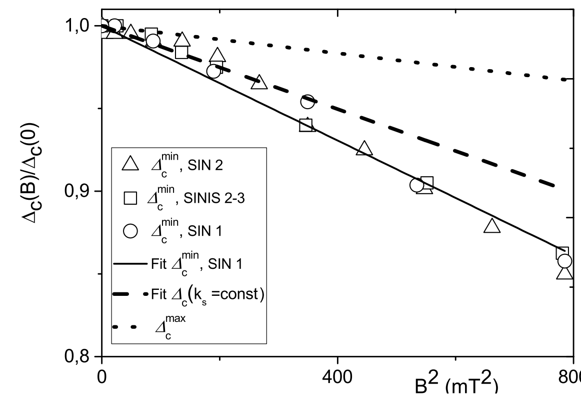

Рис. 7. Изменение сверхпроводящей щели в касательном магнитном поле. Δ^{min} — значение, определенное по зависимости от поля одноэлектронной компоненты тока, $\Delta(k_s = \mathrm{const})$ соответствует постоянному значению k_s в формуле (3) для андреевского тока, Δ^{max} соответствует результатам работы [4] при $\xi = 150$ нм

пии в работе [16],

$$G(x) = G_0 - \frac{G_N - G_0}{1 - \mathrm{th}(x/\xi)},$$

считая вихрь аксиально симметричным, получим для проводимости одного вихря $0.0009\,\text{Ом}^{-1}$ (для $\xi = 100$ нм) и $0.0019\,\text{Ом}^{-1}$ (для $\xi = 150$ нм). При проводимости СИН в поле 4.7 мТл равной $0.01\,\text{Ом}^{-1}$ это соответствует включению 11 или 5 вихрей. Максимальное число вихрей на площади СИН $S = 8\,\text{мкм}^2$ в поле 4.7 мТл в соответствии с соотношением $n = SB/\Phi_0 = 18$. Согласно работе [17], для образцов микронных размеров такое заполнение не достигается из-за сохранения мейснеровского состояния по краям пленки на размерах порядка λ. Так, для круга диаметром 2 мкм вместо 6 помещается только 2–3 вихря. Таким образом, проводимость СИН в поле, большем B_{c1}, согласуется с картиной вихревой структуры.

3.2. СИН в касательном поле

3.2.1. Одноэлектронная проводимость

Как видно на рис. 1, область перехода имеет сложную геометрию: она имеет участок с размерами $2 \times 3\,\text{мкм}^2$, от которого под прямым углом отходит полоска $\simeq 1 \times 2\,\text{мкм}^2$. Эти размеры превышают глубину проникновения. Поэтому в нормальном к поверхности СИН магнитном поле из-за эффекта Мейснера – Оксенфельда его распределение сильно неоднородно — практически отсутствует в середине, а на краях перехода в разы превышает поле на бесконечности. Как оказалось, и в этом случае измеренные ВАХ можно аппроксимировать формулами (1)–(5). Однако полученные в этом случае результаты позволяют делать только качественные выводы. При поле в плоскости ситуация обратная — толщина сверхпроводящей пленки 80 нм значительно меньше λ. Используя соответствующую формулу распределения поля в тонкой пластине [15], можно оценить, что поле в середине пленки меньше, чем на бесконечности, на 1–1.5 %. Это позволяет получить количественные результаты.

Согласно рис. 4, магнитное поле приводит к изменению одночастичного тока аналогично повышению температуры. Но поскольку постоянное поле не может нагревать СИН, то рост тока означает уменьшение сверхпроводящей щели из-за эффекта распаривания. На рис. 7 приведены зависимости Δ_c для двух СИН и для СИНИС в касательном к поверхности поле. Все три зависимости совпадают в пределах погрешности определения этого параметра.

Эти зависимости можно аппроксимировать формулой вида

$$\Delta_c(B)/\Delta_c(0) = 1 - aB^2. \qquad (6)$$

Согласно [3], щель изменяется как

$$\Delta_c(B)/\Delta_c(0) = 1 - 0.75(B/B_\Gamma)^2. \qquad (7)$$

В работе [3] показано, что характерное поле B_Γ равно

$$B_\Gamma = \sqrt{6}\hbar e/d\xi = 0.78\Phi_0/(d\xi), \qquad (8)$$

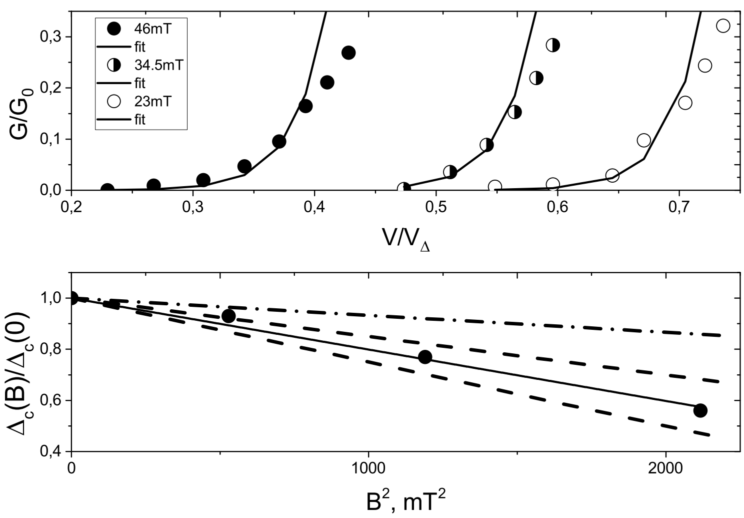

Рис. 8. Вверху: экспериментальные точки, перенесенные с рис. 3 работы [3], линии — фит с использованием формулы (1). Внизу: кружки — значения $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$, сплошная линия — фит линейной функцией, штриховые линии ограничивают снизу и сверху область, соответствующую результатам, представленным на рис. 7 с учетом возможного изменения масштаба по B^2 из-за различия параметров $L \times \xi$ в нашей работе и в [3], штрихпунктир — зависимость $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$, установленная в [3] по результатам измерений в области значений напряжения вблизи V_c

где Φ_0 — квант магнитного потока, а d и ξ — размеры поперек направления магнитного поля (если $d < \xi$). Фитируя экспериментальные значения для СИН1 выражением (6), получим $B_\Gamma = 66$ мТл. При толщине сверхпроводящей пленки d =80 нм, согласно (8), получаем, что длина корреляции $\xi = 340$ нм. Однако, как установлено в разд. 3.1, значение ξ лежит в интервале 115–150 нм. Отметим, что при $\xi = 340$ нм алюминий является сверхпроводником первого рода, что явно противоречит экспериментам в нормальном магнитном поле.

Таким образом, изменение Δ_c сверхпроводника, определяемое по изменению одноэлектронного тока под воздействием поля, не соответствует модели, построенной в [3]. Как отмечено выше, в нашем случае было невозможно получить достаточно достоверные сведения о проводимости исследуемых структур при $V \simeq V_c$. Однако можно показать, что наши экспериментальные зависимости дифференциальной проводимости от напряжения «сшиваются» с приведенным в этой публикации. Так, приведенные в [3] зависимости $G(V)$ при $G(V)/G_n < 0.2$ можно фитировать с использованием формулы (1), верхний рис. 8. Полученные таким способом значения $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$ представлены на нижнем рис. 8. Чтобы сопоставить эти данные с нашими результатами (рис. 7), надо учесть изменение масштаба по магнитному полю. Значения $L*\xi$ в нашей работе и в [3] равны соответственно 0.014–0.018 и 0.015 мкм^2. Исходя из этого, результаты для СИН 1 должны лежать в области, ограниченной снизу и сверху штриховыми линиями на нижнем рис. 8.

Как видно, в этой области находятся и результаты нашего анализа данных из работы [3] при малых значениях проводимости. Однако значения $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$, отвечающие максимуму проводимости вблизи V_c, (штрихпунктирная линия), демонстрируют значительно меньшее изменение $\Delta_c(B)/\Delta_c(0)$ и соответствуют теории. Таким образом, есть два параметра, изменяющихся квадратично с полем, характеризующие сверхпроводник: Δ_c^{min}, описывающее экспоненциальное уменьшение одноэлектронного туннельного тока при уменьшении напряжения, и Δ_c^{max}, описывающее проводимость в области максимума проводимости вблизи V_c. В отсутствие поля они совпадают. Соответственно Δ_c^{min} имеет смысл параметра обрезания в спектре Дайнса, и, как следствие, при малых значениях напряжения происходит переход при описании одноэлектронного тока от формулы (5) к формуле (1). Влияние поля, наклонного к поверхности или приложенного по нормали, можно описать формулой (6), однако коэффициент при B^2 больше соответственно примерно в два раза и почти на 2 порядка. Качественно это можно объяснить влиянием двух факторов. Во-первых, при нормальном поле вместо размера d надо использовать ξ, что приведет к увеличению коэффициента a в формуле

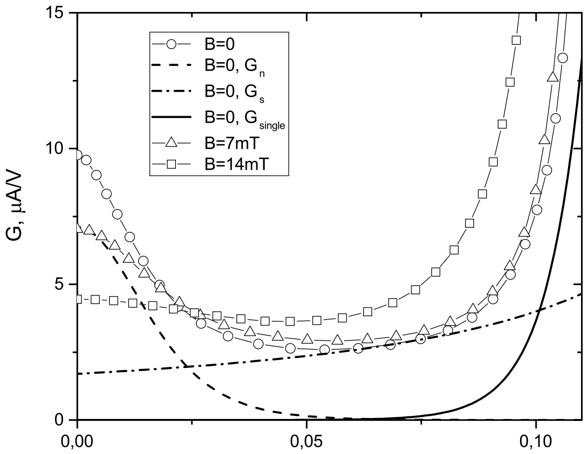

Рис. 9. Дифференциальная проводимость при нескольких значениях индукции касательного магнитного поля и расчетные составляющие проводимости в отсутствие поля

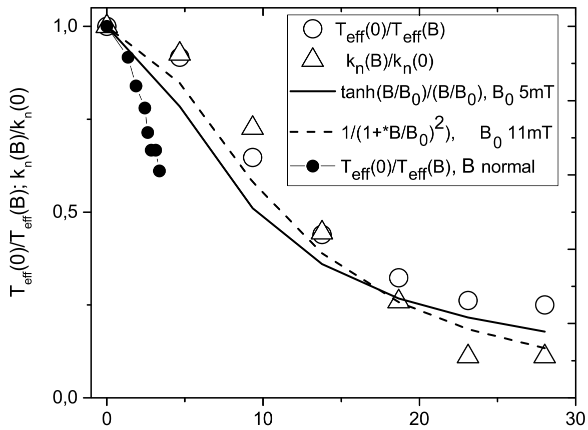

Рис. 10. Зависимости от индукции касательного и нормального к поверхности СИН магнитного поля, приведенных значений параметров k_n (при T_{eff} = const) и T_{eff} (при k_n = const), описывающих компоненту I_n андреевского тока, формула (3)

(6) в 4.5 раз. Во-вторых, при сохранении полного потока поле в центральной области пленки мало, а на периферии значительно превышает поле далеко от сверхпроводника. Поэтому именно там, где распаривание, пропорциональное квадрату поля, сильнее, сосредоточен практически весь ток. Это с лихвой перекрывает уменьшение эффективной площади перехода.

3.2.2. Андревская проводимость, компонента I_n

На рис. 9 приведены зависимости дифференциальной проводимости G СИН от напряжения при нескольких значениях индукции касательного магнитного поля и компонент тока, полученных при фитировании ВАХ в нулевом поле в соответствии с формулами (1) и (3), рис. 2. Согласно рис. 9, значение dI_n/dV при напряжении $V = 0$ соответствует значению $G_A(V = 0) - G_{min}$, использовавшемуся при анализе влияния касательного магнитного поля на андреевскую проводимость в работе [6]. Авторы цитируемой работы со ссылкой на теоретические публикации [18] для описания влияния магнитного поля применяли формулу

$$G_A(V = 0, B) = \\ = G_A(V = 0, B = 0)\,\mathrm{th}(b)/b, \quad (9)$$

$$b = 2^{1/2}\lambda LeB/\hbar = B/B_0,$$

где L — длина нормальной полоски, в пределах которой диффундируют электроны. Значение λ в [6] не приведено. Согласно этой формуле, поле влияет на k_n. Примнимость этого подхода вызывает вопросы. Для пленки алюминия, как показано выше и известно из публикаций, λ составляет 150–200 нм. В [6] на рис. 3 в поле 0.28 Тл на порядок большем, чем в настоящей статье (рис. 9), при той же электронной температуре 0.1 К не видно вклада одноэлектронного тока. Исходя из результатов разд. 3.2.1, можно утверждать, что толщина пленки меньше 80 нм примерно в 3 и более раз. Используя формулу (9), можно оценить $B_0 \approx 0.7 - 0.8$ Тл, и при L =5 мкм на второй размер остается около 1 нм. Похоже, авторы [6] ошиблись в расчетах, поэтому нельзя признавать, что теория подтверждена экспериментом. Заметим так же, что представляется странным использовать параметр, описывающий сверхпроводник, для описания процессов в нормальном металле.

На рис. 10 приведены результаты определения $k_n(B)/k_n(0)$ для СИН1 в предположении, что значение $T_{eff}(B = 0)$ =0.11 К не зависит от поля и $k_n(0) = 0.135$нА в касательном магнитном поле, и расчет дифференциальной проводимости при $V = 0$ по формуле (9) с $B_0 = 5$ мТл. Если в формуле (9) вместо λ подставить толщину пленки 20 нм, то для L получаем значение 5 мкм, что близко к латеральным размерам нормальной пленки.

Альтернативный подход, использованный в работе [7], основан на качественных аргументах. В формуле андреевского тока I_n (2) коэффициент k_n не содержит величин, зависящих от магнитного поля или температуры. А изменение температуры приводит к тому, что при $V = 0$ дифференциальная проводимость, согласно теории, изменяется пропорционально $1/T_e$ (формулы (2) и (4)).

В [7] установлено, что реально надо использовать вместо T_e несколько большее значение T_{eff}, что связано с наличием дефектов в пленке металла. Это подтверждают результаты, полученные в [7] и приведенные ниже для многоэлементной структуры из последовательно включенных СИН алюминий–окись алюминия–алюминий с тонким подслоем железа, подавляющим сверхпровдимость. В последнем случае T_{eff} в несколько раз превышает значение $T_e \simeq 0.1$ К. Естественно предположить, что и магнитное поле приводит к изменению эффективной температуры. Поэтому при фитировании ВАХ с использованием формулы (3) считалось, что магнитное поле приводит к изменению T_{eff}. На рис. 10 представлены результаты определения $1/T_{eff}(B)$ при постоянном $k_n(0) = 0.135$ нА для СИН1 в касательном магнитном поле и расчет дифференциальной проводимости при $V = 0$ по формуле

$$T_{eff}(B) = T_{eff}(0)(1 + (B/B_0)^2) \qquad (10)$$

с $B_0 = \Phi_0/(dl_\phi) = 11$мТ, где d — толщина пленки 20 нм, а $l_\phi \approx$9 мкм пробег электрона с потерей фазы. Эта формула предложена по аналогии с описанием в работе [19] подавления эффекта близости мезоскопической пленки, контактирующей со сверхпроводником. Полученное значение l_ϕ имеет разумное значение по порядку величины, особенно с учетом того, что формула (10) получена из качественных соображений. Согласно рис. 10, в обоих случаях достигается согласие в пределах погрешности определения dI_n/dV при $V = 0$. Однако в следующем разделе показано, что можно предпочесть модель изменения эффективной температуры под воздействием магнитного поля на основании изменения $I_s(B)$ или $I_{Dynes}(B)$. Наряду с результатами, полученными в касательном поле, на рис. 10 представлены результаты измерений в нормальном поле. В этом случае андреевская проводимость изменяется быстрее. Аномальная андреевская проводимость подавляется полем, и основную роль начинает играть центральная область, размеры которой уменьшаются при росте поля. Однако такой локальный подход вряд ли применим, поскольку латеральные размеры $L << l_\phi$. Чтобы провести корректное сравнение воздействия на андреевский ток поля при разных его ориентациях нужны эксперименты со структурами, ширина и толщина которых сравнимы и заметно меньше глубины проникновения, чтобы обеспечить однородность поля в сверхпроводнике.

3.2.3. Андреевская проводимость, компонента I_s

Согласно формулам (2), (4), этот ток должен зависеть от магнитного поля, в первую очередь, из-за изменения $\Delta_c(B)$. Возникает вопрос, какое значение надо брать - $\Delta_c^{min}(B)$, $\Delta_c^{max}(B)$ или специфическое значение, описывающее ток $I_s(B)$ при условии $k_s = \text{const}$. Как и в случае тока $I_n(B)$, коэффициент k_s в формулах (2), (4) не содержит величин, зависящих от поля. Нам не известно работ, обсуждающих зависимость от поля тока I_s. Более того, в большинстве работ, посвященных исследованию СИН, за исключением [7], считается, что эта компонента андреевского тока пренебрежимо мала, и вместо нее при анализе вольт-амперных характеристик используется ток Дайнса I_{Dynes} (5). На рис. 11 представлены результаты определения параметров этих токов при фитировании вольт-амперных характеристик с использованием формул (1), (3), (5) при следующих предположениях.

1. При вычислении тока I_n принимаем $k_n = \text{const}$, T_{eff} зависит от поля B.

1.1. k_s ((1), рис. 11 *a*), альтернативно γ ((5), рис.11 *b*), изменяются с полем, щель $\Delta_c^{min}(B)$.

1.2. k_s ((2), рис. 11 *a*), альтернативно γ ((6), рис. 11 *b*), изменяются с полем, щель $\Delta_c^{max}(B)$.

1.3. $k_s = \text{const}$ ((9), рис. 11 *c*) альтернативно $\gamma = \text{const}$ ((10) рис. 11 *c*) значения щели подбираются при фитировании ВАХ такими, чтобы удовлетворялось это условие.

2. При вычислении тока I_n принимаем $T_{eff} = \text{const}$, k_n зависит от поля B.

2.1. k_s (3), альтернативно γ (7), изменяются с полем, щель $\Delta_c^{min}(B)$.

2.2. k_s (4), альтернативно γ (точки на рис. 8), изменяются с полем, щель $\Delta_c^{max}(B)$.

2.3. $k_s = \text{const}$ (точки на рис. 11 *c*) альтернативно $\gamma = \text{const}$ (точки на рис. 12 *c*) значения щели подбираются при фитировании ВАХ такими, чтобы удовлетворялось это условие.

В принципе, не исключена «гибридная» модель с подбором соотношения вкладов от изменения как k_n, так и T_{eff}, обеспечивающих постоянство k_s. Однако при имеющейся точности измерения токов и напряжений делать это не имеет смысла.

Согласно рис. 11, можно исключить из рассмотрения все варианты, отвечающие пункту 2 и некоторые из вариантов пункта 1. Для увеличения с полем андреевского тока I_s (зависимости *2, 3, 4*) нет оснований. Ток Дайнса (зависимости *6, 7, 8*), в принципе, мог бы увеличиться, но не на десятки процентов, а в несколько раз из-за значительного ушире-

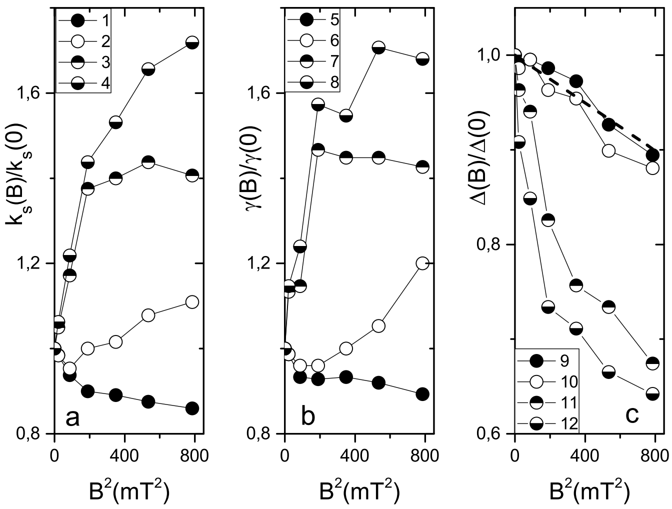

Рис. 11. Зависимость от индукции магнитного поля, приложенного в плоскости СИН, приведенных коэффициентов: a — k_s (компонента андреевского тока); b — γ (ток Дайнса); c — щель $\Delta(k_s = \text{const})$ и $\Delta(\gamma = \text{const})$. Кривые *1, 2, 5, 6, 9, 10* при $k_n = \text{const}$, кривые *3, 4, 7, 8, 11, 12* при $T_{eff} = \text{const}$, кривые *1, 3, 5, 7* при Δ^{min}, кривые *2, 4, 6, 8* при Δ^{max}

ния пика проводимости в области максимума вблизи щели [3]. Уменьшение сверхпроводящей щели, соответствующее постоянству k_s (зависимость *11*) или γ (зависимость *12*), значительно превышает изменение Δ^{min}. При этом вопреки здравому смыслу во всех этих случаях и вариантов 1.2 (зависимости *1, 5*) параметры быстро изменяются в области полей $B < 10$ мТ, а при дальнейшем увеличении поля изменение замедляется или даже прекращается (зависимости *3, 7*).

Таким образом, остается всего 2 варианта, отвечающие приемлемому описанию картины — $k_n = \text{const}$, T_{eff} зависит от поля B, $\Delta(k_s = \text{const})$ (рис. 11), зависимость *9*, альтернативно $\Delta(\gamma = \text{const})$ (рис. 11), зависимость *10*, и эти значения щели, как и $\Delta^{min}, \Delta^{max}$ квадратично уменьшаются с полем B (рис. 7, 11).

4. ПРОВОДИМОСТЬ МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ СТРУКТУРЫ

В [4, 5, 7] описаны результаты влияния нормального к поверхности магнитного поля и вклад андреевского тока в проводимость «электронного термометра» - структуры, содержащей 100 последовательно включенных идентичных цепочек из 5 параллельно соединенных СИН. Каждый СИН содержит алюминиевый электрод толщиной 80 нм, окись алюминия, нормальный электрод из алюминия с подслоем железа, подавляющим его сверхпроводимость. Площадь СИН-перехода 1.8 мкм^2. Каждый переход связан с соседними пленками золота с размерами $14 \times 100 \times 0.1$ мкм^3. При такой конфигурация структуры подавляются тепловые эффекты.

На рис. 12 приведены вольт-амперная характеристика и полученная ее численным дифференцированием проводимость термометра и ее фитирование с использованием формул (1) и (3). Фитирующая кривая с использованием формулы Дайнса на графике для тока неотличима от фитирования андреевским током по формуле (3). Однако для проводимости

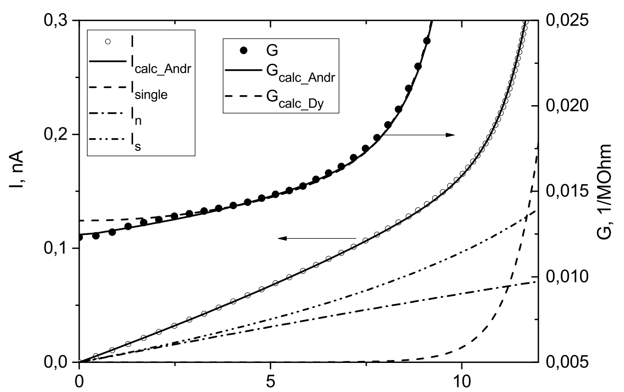

Рис. 12. Измеренные ВАХ и дифференциальная проводимость электронного «термометра» из 100 последовательно включенных СИН и их фитирование с использованием формул (1), (3), (5). Параметры фитирования: $R_n/100 = 90$ Ом; $\Delta_c/k = 2.07$ K; $T_e = 0.087$ K. Для андреевского тока $I_{Andreev}$: $T_{eff} = 1$ K; $k_n = 0.098$ нА; $k_s = 0.12$ нА. Для тока Дайнса I_{Dynes}: $T_e = 0.0865$ K; $T_{eff} = 1$ K; $k_n = 0.022$ нА; $\gamma/\Delta_c = 1.07 \cdot 10^{-4}$

видно различие при малых смещениях, заметно превышающее погрешность измерения. Оно составляет порядка 8 % и проявляется потому, что измеряемое напряжение в сто раз больше, чем для одиночного СИН и поэтому отношение сигнал/шум значительно выше.

Отметим, что аномалия дифференцифльной проводимости — максимум при $V = 0$, обязанная андреевскому току I_n, не видна. Это связано с тем, что $T_{eff} = 1 \pm 0.3$ К. Очевидно, это связано с магнитным моментом атомов железа, что говорит в пользу модели влияния магнитного поля на эффективную температуру.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследование проводимости тонкопленочных СИН-структур в магнитном поле, нормальном к их поверхности, позволило оценить параметры сверхпроводящей пленки — корреляционную длину ξ и глубину проникновения поля λ. Благодаря этому удалось выявить особенность влияния магнитного поля, ориентированного в плоскости структуры с толщиной, много меньшей глубины проникновения, на ее проводимость. При малом напряжении на структуре, когда ее сопротивление при низкой температуре много больше R_n, одноэлектронный ток, как и в отсутствие поля, описывается формулой (1). Однако фигурирующее в ней значение Δ_c изменяется с полем значительно быстрее, чем следует из теоретического рассмотрения распаривания и экспериментов в работе [3]. Такое поведение можно трактовать как обрезание спектра Дайнса и переход от формулы (5) к экспоненциальному спаду тока при уменьшении напряжения.

Двухчастичный андреевский ток (3), определяется как разность измеренного тока и вычисленного одноэлектронного тока. В поле изменение компоненты I_n описывается изменением эффективной температуры T_{eff} при постоянном значении коэффициента k_n. Изменение I_s можно описать, если считать, что k_s не зависит от поля, а квадратично с полем изменяется Δ.

Хотя в этой картине нет места для тока Дайнса, используемого в большинстве работ по исследованию СИН-структур, в настоящей работе такая модель рассматривалась как альтернатива андреевскому току I_s. Почти во всех случаях, за исключением многоэлементного «электронного термометра», в пределах погрешности измерений удавалось фитировать измеренные вольт-амперные характеристики в рамках и той, и другой моделей с близкими результатами, касающимися изменения параметров СИН в магнитном поле. Однако благодаря высокой точности измерений для многоэлементной структуры выявлен линейный рост проводимости при малых напряжениях (рис. 12), который характерен для описываемого формулами (2), (3) андреевского тока и противоречит проводимости, определяемой током Дайнса (5).

Ток Дайнса обязан мнимой добавке в спектре возбуждений в сверхпроводнике, связанной с их рассеянием. Это приводит к уширению максимума при $V \simeq \Delta_c/e$. Естественно ожидать, что значительное, в несколько раз, уширение этого пика в магнитном поле [3], должно настолько же увеличить и ток Дайнса. Но этого не происходит. Наконец, в работе [6] для структур, изготовленных по одной и той же технологии, отличающихся только толщиной изолирующего слоя, оказалось, что в модели Дайнса параметр γ, зависящий только от параметров сверхпроводящей пленки, изменяется на порядок. При этом, как видно на рис. 3 этой работы, отношение андреевской проводимости, обязанной току I_n, к дополнительной подщелевой проводимости, практически сохраняется, что естественно для компонент андреевского тока. Отметим, что в [7] для разных образцов соотношение этих вкладов также изменяется весьма умеренно - не более чем втрое.

Основная причина, почему игнорируется ток I_s, та, что по теоретической формуле (2) отношение $k_s/k_n << 1$. А согласно эксперименту [7] оно для разных структур лежит в пределах 2–7, в десятки раз больше, чем по теории. Правда, если для оценки использовать формулу (4), то расхождение с экспериментом уменьшится примерно втрое. Согласно измерениям в [6] (рис. 4), для пленок с толщиной $d > l$ в соответствующих формулах вместо d надо использовать длину пробега l. Для сверхпроводящей пленки с d =80 нм и длиной пробега l =9–15 нм (разд. 3.1), это приведет к увеличению расчетного значения k_s в 5–9 раз. Медная пленка имеет d =20 нм и $l \approx 10$ нм [7], так что k_n изменится незначительно. Учет этого обстоятельства делает различие теории и эксперимента не столь драматичным.

Таким образом, для описания проводимости туннельных СИН-структур как в магнитном поле, так и без него, при температурах, много меньших T_c, и при напряжениях, при которых туннельный ток много меньше тока в нормальном состоянии сверхпроводящей пленки, достаточно трех компонент: одноэлектронного тока, формула (1), и двух составляющих андреевского тока, формула (3). При этом независимо от ориентации магнитного поля относительно плоскости структуры, вклад одноэлектронного тока растет пропорционально квадрату поля из-за его влияния на сверхпроводящую щель. Проводимость, обязанная андреевскому току I_n, уменьшается из-за роста эффективной температуры. Изменение тока I_s можно описать уменьшением щели. Нам не известно работ, в которых рассматривается влияние магнитного поля на эту составляющую туннельного тока.

Чтобы сделать эти выводы еще более аргументированными, целесообразно провести эксперименты с аналогичными СИН-структурами с более тонким сверхпроводящим слоем и с шириной меньше глубины проникновения. Это позволит за счет ослабления влияния магнитного поля на одноэлектронный ток расширить область напряжений, в которой доминирует подщелевой ток и провести измерения при ортогональной ориентации поля при его однородности в пределах структуры.

Благодарности. Авторы благодарны Александру Федоровичу Андрееву за интерес к работе и полезные обсуждения. При выполнении работ использовано оборудование Уникальной научной установки № 352529 «Криоинтеграл».

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант https://rscf.ru/project/23-79-00022/.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. L. Levine, Phys. Rev. **155**, 373 (1967).
2. J. Millstein, M. Tinkham, Phys. Rev. **158**, 325 (1967).
3. A. Anthore, H. Pothier, and D. Esteve, Phys. Rev. Lett. **90**, 127001 (2003).
4. М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, Письма в ЖЭТФ, **101**, 136 (2015).
5. M. Tarasov, A. Gunbina, M. Fominsky, A. Chekushkin, V. Vdovin, V. Koshelets, E. Sohina, A. Kalaboukhov, and V. Edelman, Electronics **10**, 2894 (2021); https://doi.org/10.3390/electronics10232894.
6. T. Greibe, M. P.V. Stenberg, C. M. Wilson, T. Bauch, V. S. Shumeiko, and P. Delsing, Phys. Rev. Lett. **106**, 097001 (2011).
7. А. В. Селиверстов, М. А. Тарасов, В. С. Эдельман, ЖЭТФ **151**, 752 (2017).
8. I. Giaever and K. Megerle, Phys. Rev. **122**, 1101 (1961).
9. F. W. J. Hekking and Y. V. Nazarov, Phys. Rev. B **49**, 6847 (1994).
10. T. Faivre, D. S. Golubev, J. P. Pekola, Appl. Phys. Lett. 106, 182602 (2015).
11. R. C. Dynes, V. Narayanamurti, and J. P. Garno, Phys. Rev. Lett. **41**, 1509 (1978).
12. A. V. Feshchenko, L. Casparis, I. M. Khaymovich, D. Maradan, O.-P. Saira, M. Palma, M. Meschke, J. P. Pekola, and D. M. Zumbühl, Phys. Rev. Appl. **4**, 034001 (2015)
13. В. С. Эдельман, ПТЭ, No 2, 159 (2009).
14. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 4 edition, John Willey and Sons, Inc [Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, Наука, Москва (1978)].
15. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, МЦМНО (2000).
16. M. R. Eskildsen, M. Kugler, G. Levy, S. Tanaka, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, and O. Fischer, Physica C: Superconductivity **385**, 169 (2003).
17. I. V. Grigorieva, W. Escoffier, J. Richardson, L. Y. Vinnikov, S. Dubonos, and V. Oboznov, Phys. Rev. Lett. **96**, 077005 (2006).
18. A. F. Volkov and T. M. Klapwijk, Phys. Lett. A 168, 217 (1992); A. F. Volkov, Phys. Lett. A 174, 144 (1993); A.F. Volkov, A.V. Zaitsev, and T. M. Klapwijk, Physica C **210**, 21 (1993); A. F. Volkov, Physica B **203**, 267 (1994).
19. D. A. Dikin, M. J. Black, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **87**, 187003 (2001); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.187003.