Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики
Кафедра физики твердого тела

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика (магистратура)
Направленность (профиль) подготовки: Физика твердого тела

ИЗМЕРЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО И СРЕДНЕГО ЭЛЕКТРОННОГО ШУМА

(магистерская диссертация)

Студент:
Денисов Артем Олегович

____
(подпись студента)

Научный руководитель:
Храпай Вадим Сергеевич,
канд. физ.-мат. наук, доц.

____
(подпись научного руководителя)

Консультант *(при наличии)***:**
____
____
(подпись консультанта)

Москва 2019

1 Аннотация

В данной работе пойдёт речь об исследовании разделения зарядового и теплового токов вблизи сверхпроводящего – Al контакта к диффузионному InAs нанопроводу. Интерес к изучению таких систем возник около 10 лет назад в виду возможности реализации в них наведённой топологической сверхпроводимости. К сожалению, привычные транспортные методы практически бессильны в данном вопросе, так как изучаемый нетривиальный объект – нанопровод шунтируется сверхпроводником с нулевым сопротивлением. Наиболее естественным в данном случае является изучение транспорта тепла в таких структурах, а именно теплового кондактанса нанопровода с наведённым параметром порядка. Однако, опубликованных экспериментальных работ, в которых бы это изучалось, на данный момент не существует.

Диссертация можно разделить на три основные части. В первой приводится минимальный теоретический и литературный обзоры необходимые для интерпретации экспериментальных данных. Вторая часть посвящена описанию методики и результатам измерения локального и нелокального дробового шума в трёхтерминальных структурах Au/InAs/Al. В третей части приводится аналитическая модель, которая позволяет оценить тепловой кондактанс отрезка нанопровода под сверхпроводником из экспериментальных данных. Схожие качественно и количественно результаты были получены с помощью разных методик: первичная (шумовая) и вторичная (универсальные флуктуации кондактанса) термометрия, а также на образцах разных серий, геометрий и циклов охлаждения.

Содержание

2 Список обозначений

NW – нанопровод (нанопроволока) (**N**ano**W**ire)

S – сверхпроводник (**S**uperconductor)

N – нормальный металл (**N**ormal metall)

AFM – сканирующий атомно – силовой микроскоп (**A**tomic – **F**orce **M**icroscope)

MBE – молекулярно – лучевая эпитаксия (**M**olecular – **B**eam **E**pitaxy)

SEM – сканирующий электронный микроскоп (**S**canning **E**lectron **M**icroscope)

HEMT – транзистор с высокой подвижностью электронов (**H**igh – **E**lectron – **M**obility **T**ransistor)

AR – андреевское отражение (**A**ndreev **R**eflection)

MAR – многократное андреевское отражение (**M**ultilple **A**ndreev **R**eflection)

BTK – модель **B**londer-**T**inkham-**K**lapwijk

UCF – универсальные флуктуации кондактанса (**U**niversal **C**onductance **F**luctuations)

MZMs – майорановские нулевые моды (**M**ajorana **Z**ero-**M**odes)

TS – топологический сверхпроводник (**T**opological **S**uperconductor)

TI – топологический изолятор (**T**opological **I**nsulator)

2DEG – двумерный электронный газ (**2D**imensional **E**lectron **G**as)

AC – переменный ток (**A**lternating **C**urrent)

DC – постоянный ток (**D**irect **C**urrent)

float – висящий

3 Введение

Топологические сверхпроводники (TS) имеют много общего с топологическими изоляторами (TI) [1, 2]: у обоих есть щель для возбуждений в объёме и бесщелевые состояния на поверхности, которые не локализуются на беспорядке в отсутствие магнитного поля. Однако, природа этих краевых состояний совершенно разная: в TI это дираковские электроны/дырки с зарядом $\pm e$, в то время как в TS это майорановские фермионы – квазичастицы с нулевым зарядом и спином. Очень долгое, в теории, время когерентности таких нейтральных частиц делает их потенциальной платформой для квантовых вычислений [3].

В виду отсутствия топологических сверхпроводников в природе, большое внимание привлекла теория [4] о наведённой нетривиальной сверхпроводимостью в геликальном канале. Почти 10 лет назад было теоретически показано [5, 6], что баллистический проводник с наведённой s-сверхпроводимостью, спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы и сломанной симметрией по обращению времени может быть введён в состояние TS [7, 8, 9]. Из-за специфики материалов и методик их роста особое развитие получила деятельность с гибридными структурами на основе InAs/InSb нанопроводов [10].

Основной метод детектирования топологической фазы состоит в измерении вольт-амперных характеристик границы между тривиальной и топологической фазами [11]. Такая методика применима к изучению баллистического одноканального проводника. В реальных системах ожидается, что на беспорядке возникнут локализованные низколежащие тривиальные состояния, которые будут порождать неотличимые от майорановских особенности в кондактансе [13, 14].

В 2011 году Akhmerov et al. [12] предложили иную стратегию, которая позволяет, детектировать топологический переход даже в присутствии сильного беспорядка. Она заключается в измерении теплового кондактанса G_{Th} одномерного топологического сверхпроводника (S на Рис. 1 a) в зависимости от параметров, которые отвечают за переход. В этой работе таким параметром служило электрическое поле (отношение энергии ферми E_F к силе спин-орбитального взаимодействия E_{SO}). В точках перехода из тривиальной фазы в топологическую и обратно, когда детерминант (Det r) недиагонального блока $\mathcal{S}$-матрицы меняет значение с ±1 на ∓1 (Рис. 1 a), ожидается резкий пик в G_{Th} высотой ровно квант $G_0 = \mathcal{L}TG_Q = \pi^2 k_B^2 T/6h$, где $\mathcal{L}$ – число Лоренца. При всех остальных энергиях E_F, сверхпроводник тепло в себя не пропускает, и $G_{\mathrm{Th}} = 0$. При этом, введение в расчёт беспорядка U_0 не меняет высоту этих пиков, а только сдвигает область параметров (Рис. 1 a). К сожалению (или к счастью) на данный момент не существует ни одной опубликованной экспериментальной попытки это проверить (но, возможно, скоро появится arXiv:1905.12237).

В данной магистерской диссертации продемонстрирована возможность измерения теплового кондактанса $G_{\mathrm{Th}} \sim G_0$ диффузионного InAs нанопровода, который покрыт сверхпроводником - Al. Геометрия и основная идея эксперимента изображена на Рис. 1 b и совпадает с предложенной Akhmerov et al. Греющий ток I_{heat} пропускается между одним из нормальных и сверхпроводящим терминалом. В режиме упругой диффузии джоулево тепло может

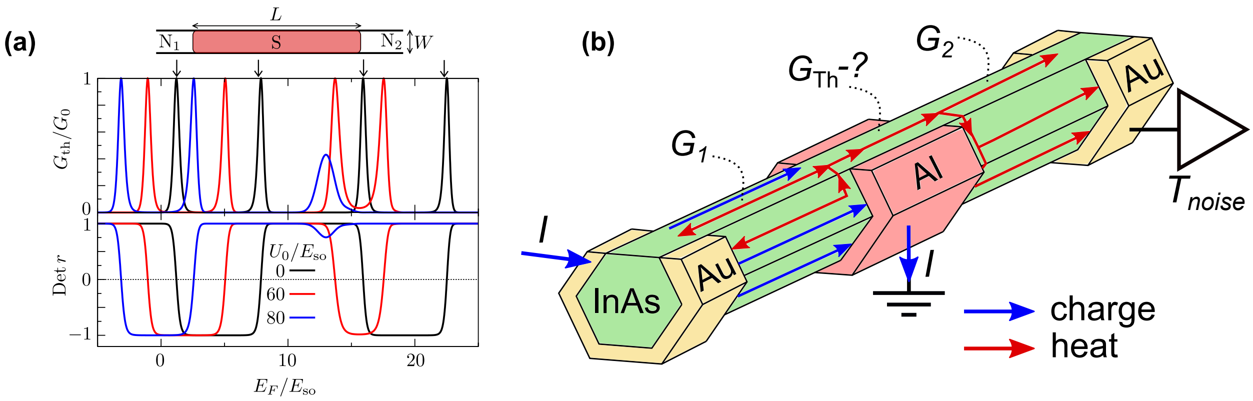

Рис. 1: **Измерение теплового кондактанса TS.** (a) Квантующийся тепловой кондактанс топологического сверхпроводника [12]. (b) Стратегия измерения теплового кондактанса InAs нанопровода под Al.

релаксировать исключительно через теплопроводность в нормальные контакты. Доля тепла, уходящего в левый и правый контакт, определяется отношением тепловых кондактансов G_1, G_2 и G_{Th}. Измеряя среднюю неравновесную температуру T_{noise} правой секции нанопровода с помощью шумовой термометрии [15] и зная полное количество джоулевого тепла, мы можем определить G_{Th} экспериментально.

4 Образцы

Мы исследовали нелегированные InAs нанопроволоки, которые были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на Si(111). На снимке со сканирующего электронного микроскопа Рис. 2 a можно увидеть такой “лес” нанопроводов, которые растут из предварительно вытравленных отверстий в подложке. На этом конкретном снимке можно наблюдать InAs с дополнительным MBE – выращенным алюминием на поверхности. Заметим, что данная работа в основном посвящена исследованию девайсов без эпитаксиального Al.

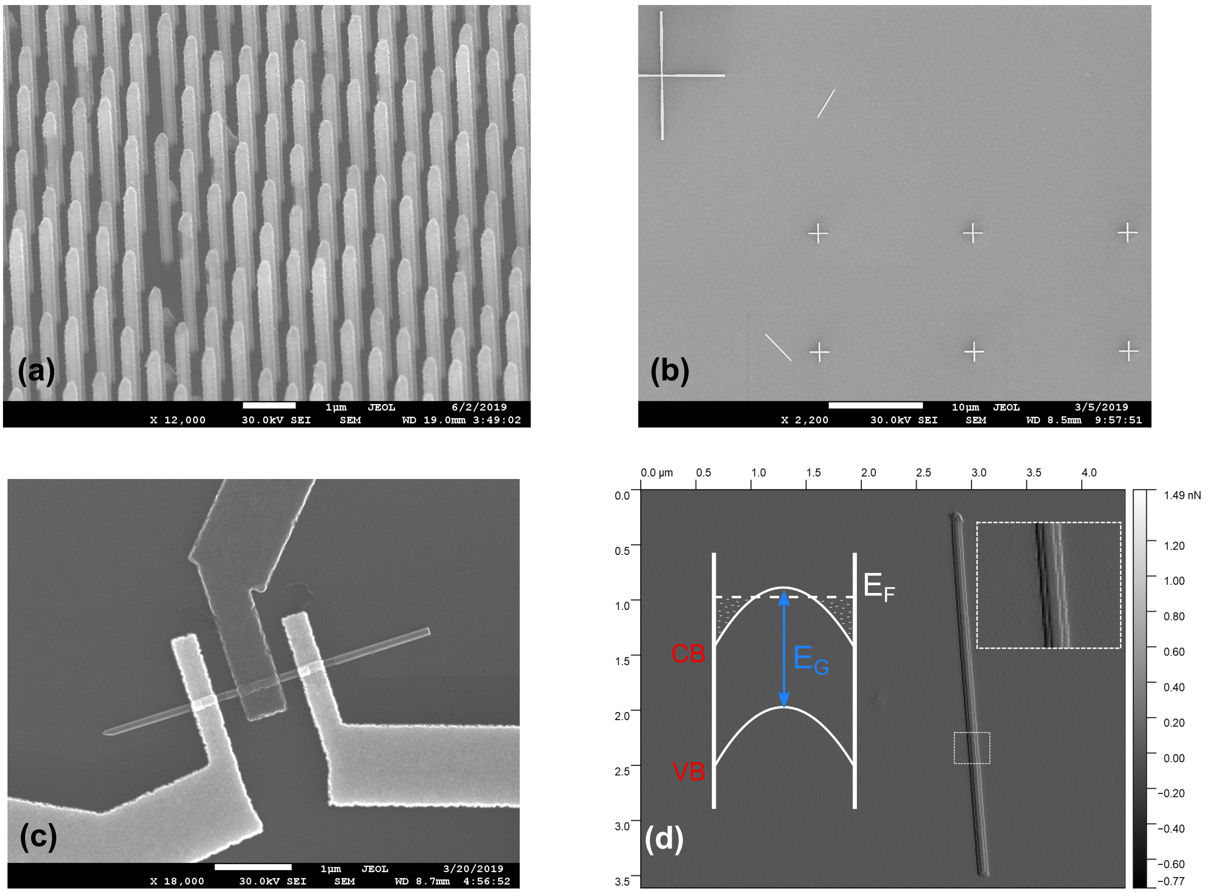

Рис. 2: **Изготовление образцов.** (a) SEM изображение MBE – выращенных InAs нанопроводов с эпитаксиальным Al. (b) SEM изображение InAs нанопроволок на поверхности оксидированного кремния. (c) Топография ошибки обратной связи AFM при сканировании нанопровода, на вставке – пиннинг уровня Ферми. (d) SEM изображение готового девайса – InAs нанопровод с двумя Au и одним Al контактами.

Отделение нанопроводов от подложки происходит в ультразвуковой ванне с изопропиловым спиртом (C_3H_8O). Затем, разбавленной до необходимой концентрации суспензией с большим количеством плавающих проволок капают на подложку из легированного кремния n^+Si с 300 nm оксидом SiO_2 на поверхности Рис. 2 b.

Для изготовления контактов к нанопроводу, маркеры для будущей электронной литографии предварительно пылят на подложку Рис. 2 b. Далее наносят толстый слой ($\sim$ 500 nm) органического резиста LOR-5B, в котором будут открывать широкую полость для напыления толстого слоя металла (~ 150 nm Al и Au) через твёрдую маску. Маска изготавливается с помощью жидкостного травления ~ 20 nm слоя вольфрама, напылённого сверху на первый слой резиста. Шаблон под травление открывают в ~ 100 nm слое высококонтрастного резиста AR-P 6200. Непосредственно перед напылением контактов, области нанопровода под ними травят in situ аргоном, чтобы удалить естественный оксид с поверхности. На Рис. 2 с можно увидеть изображение готового девайса – InAs нанопроволока с двумя нормальными Au и центральным сверхпроводящим Al контактами.

Одним из признаков высокой монокристалличности нанопровода служит сечение в форме правильного шестиугольника [16]. Увидеть эти фасетки на снимке с электронного или атомно-силового микроскопа (AFM) довольно затруднительно. Однако, сигнал ошибки обратной связи AFM, измеряемый в наноньютонах (nN), позволяет навести приличный контраст на таком незначительном изменении профиля сканируемого объекта. На Рис. 2 d приведена топография ошибки обратной связи при сканировании отдельной нанопроволоки. Не составляет труда различить чёткие грани между соседними фасетками на её поверхности.

Экспериментально было установлено [17], что в нелегированном InAs нанопроводе имеет место пиннинг уровня Ферми (вставка к Рис. 2 d) – оборванные связи на поверхности провода изгибают зоны проводимости (CB) и валентную зону (VB) таким образом, что в отсутствии электрического поля вся свободные носители сконцентрированы вблизи поверхности. Так как поверхность нанопровода также является местом концентрации всех дефектов решётки, то длина упругой релаксации $l_{\rm el} \approx 20$ nm в таких проводах оказывается много меньше длины самого провода $1-3$ μm.

5 Измерение дробового шума

5.1 Флуктуации тока

Протекание тока I через проводник с приложенным постоянным тянущим напряжением V Рис. 3 a, есть случайный во времени процесс, который удобно рассматривать с помощью симметричного коррелятора:

$$
\begin{aligned}
S_I(t,t') &= 2\langle \delta I(t)\delta I(t')\rangle; \\
&= \langle\{\delta \hat{I}(t)\delta \hat{I}(t')\}\rangle;
\end{aligned} \tag{1}
$$

Скобки $\langle\ \rangle$ обозначают усреднение по серии повторявшихся измерений (ансамблю). Выражение со скобкой Пуассона справедливо в общем случае, так как оператор тока не коммутирует с собой в разные моменты времени [18].

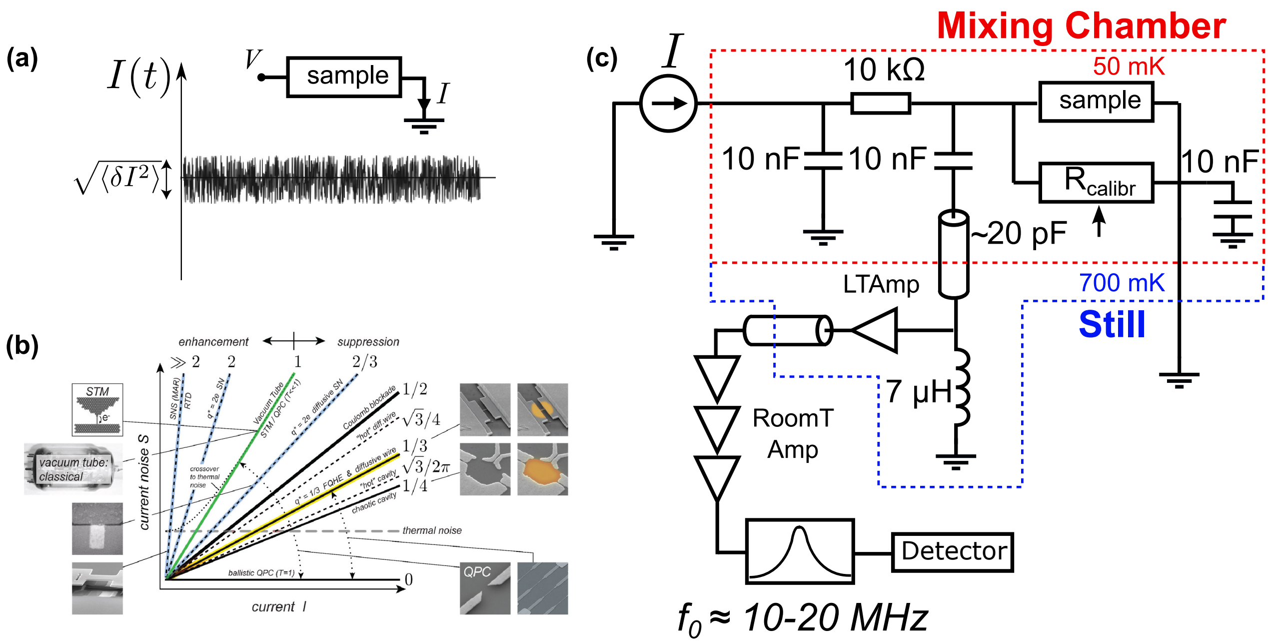

Рис. 3: **Дробовой шум.** (a) Протекание заряда как случайный во времени процесс. (b) Универсальные значения фактора Фано для разных мезоскопических систем (изображение из https://nanoelectronics.unibas.ch). (c) Схема измерения флуктуаций напряжения при низкой температуре.

В стационарном случае, когда средний ток $\langle I\rangle$ через систему не зависит от времени, $S_I(t,t') = S_I(t-t')$, а значит можно ввести спектральную плотность флуктуаций тока:

$$
S_I(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_I(t-t')e^{i\omega(t'-t)}d(t-t') \tag{2}
$$

В её терминах можно выделить несколько основных типов токового шума [18]:

- тепловой шум Джонсона-Найквиста $S_I(\omega\to 0) = \dfrac{4k_BT}{R}$
- дробовой шум $S_I(\omega\to 0) = 2eF\langle I\rangle$, где F – Фано фактор

- квантовый шум $S_I(\hbar\omega \gg eV, kT) = \frac{4\hbar\omega}{R}$
- низкочастотный “flicker-noise” $S_I \sim 1/f^{\alpha}, \ \alpha \sim 1$

Измерение дробового шума в мезоскопических проводниках позволяет получить информацию о механизмах рассеяния, которая недоступна в измерениях средних величин. Например, в терминах собственных прозрачностей T_n матрицы рассеяния, фактор Фано [18]:

$$F = \frac{\sum_n T_n(1 - T_n)}{\sum_n T_n} \tag{3}$$

В зависимости от статистики прозрачности каналов, F принимает универсальные значения, которые не зависят от конкретной реализации беспорядка или геометрии проводника (см. Рис. 3 b). В этой работе мы будем часто ссылаться на $F = 1/3$ для упругого диффузионного проводника [19, 20, 21, 22]. Этот случай особенно удобно рассматривать с помощью уравнения Больцмана – Ланжевена [19]:

$$S_I = \frac{4}{RL} \int_{L/2}^{L/2} dx \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, \varepsilon)(1 - f(x, \varepsilon)) d\varepsilon \tag{4}$$

где $f(x, \varepsilon)$ – функция распределения электронов, R и L – сопротивление и длина проводника соответственно. По аналогии с выражением для теплового шума Джонсона – Найквиста можно ввести шумовую температуру $T_N(x)$:

$$T_N(x) = \frac{1}{k_B} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, \varepsilon)(1 - f(x, \varepsilon)) d\varepsilon \tag{5}$$

5.2 Схема измерений

Схема измерения флуктуаций напряжения изображена на Рис. 3 с. При измерении очень маленьких флуктуаций напряжения (< -120 dBm) существует несколько ключевых моментов: i) предварительное усиление шумового сигнала при низкой температуре и ii) согласование образца с 50 Ω – импедансом коаксиального кабеля идущего на комнату. Первое осуществляется с помощью самодельного низкотемпературного усилителя на Рис. 4, который устанавливается на плиту с постоянной температурой $700 - 900$ mK. Усиление ($2 - 10$ dB) производится с помощью заводского HEMT транзистора ATF – 35143. Рабочая точка устанавливается делителем напряжения, типичное затворное напряжением $V_{\text{gate}} = -0.7$ V и током исток – сток $I_{\text{Amp}} = 2$ mA, при этом выделяемая мощность не превышает 0.5 mW, а сопротивление транзистора в таком режиме близко к желаемому 50 Ω. Согласования образца с усилителем производится RLC – контуром с полосой $\Delta f \approx 1$ MHz около центральной частоты $f_0 = 10 - 20$ MHz. Типичная индуктивность дросселя и паразитная ёмкость в таком контуре $L = 4 - 7$ μH и $C = 15 - 30$ pF. Нагрузка $R = 10$ kΩ и калибровочный транзистор ATF – 35143 соединены параллельно с образцом на высокой частоте через ёмкости по 10 nF.

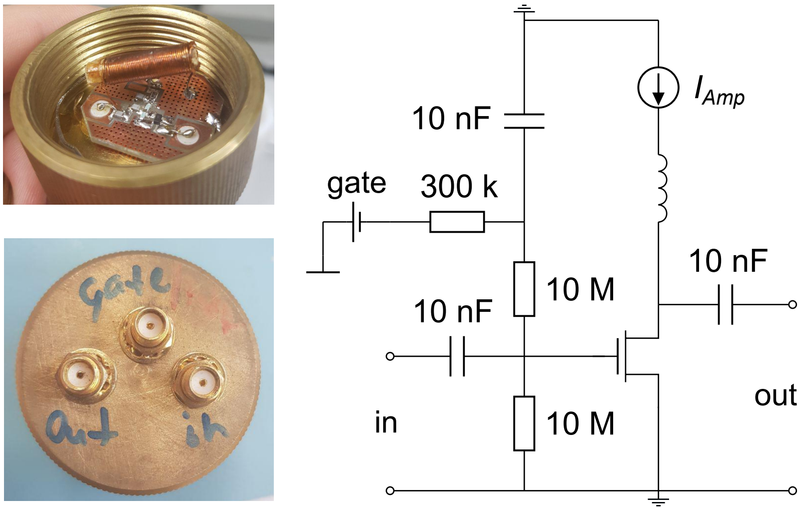

Рис. 4: **Фотографии и схема самодельного низкотемпературного усилителя (LTAmp)**

Выход низкотемпературного усилителя через коаксиальный кабель выходит на каскад из трёх комнатных усилителей по 25 dB каждый и пассивный полосовой фильтр. Усиленный и отфильтрованный сигнал попадает на откалиброванный диодный детектор мощности.

5.3 Калибровка тепловым шумом

Для вычисления спектральной плотности необходимо точно знать коэффициент усиления токового шума с учётом всех неидеальностей схемы. Чтобы этого избежать, мы калибруем нашу схему, измеряя равновесный тепловой шум. Для этого в параллель образцу устанавливается полевой транзистор ATF − 35143 Рис. 3 c.

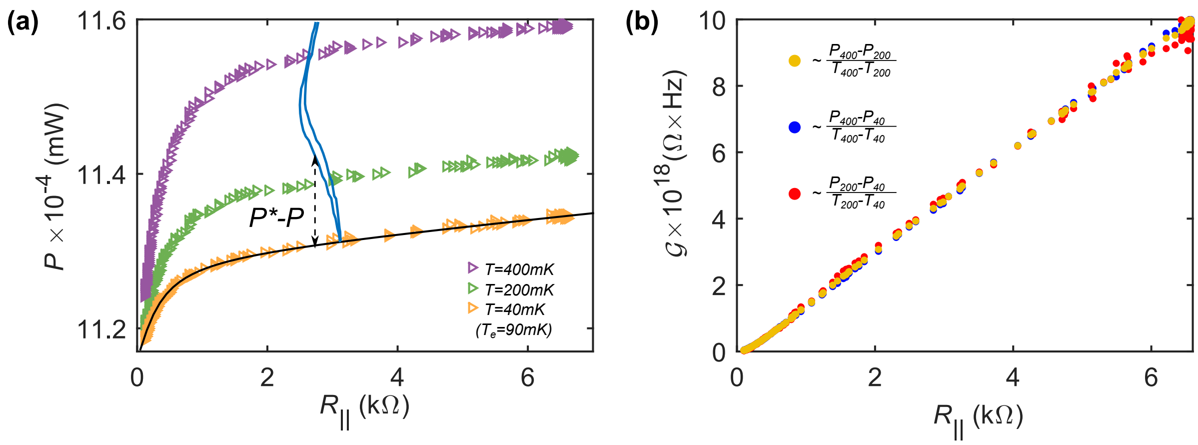

Рис. 5: **Калибровка тепловым шумом.** (a) Мощность на детекторе в зависимости от параллельного сопротивления схемы при разных температурах. (b) Полный коэффициент усиления схемы.

Фиксируя мощность P на детекторе в зависимости от полного сопротивления $R_{||}^{-1} =$

$R_{\text{sample}}^{-1} + R_{10\text{k}}^{-1} + R_{\text{calibr}}^{-1}$ конфигурации образец + нагрузка + транзистор при разных базовых температурах, мы можем вычислить коэффициент усиления токового шума всей схемы $\mathcal{G}(R_{||})$:

$$P(R_{||}) = \mathcal{G}(R_{||})\left(\frac{4k_BT}{R_{||}} + S_I^{\text{Amp}}\right), \quad \mathcal{G}(R_{||}) = \frac{\Delta P}{\Delta T}\frac{R_{||}}{4k_B} \tag{6}$$

где S_I^{Amp} – паразитный ток усилителя. На Рис. 5 a изображены зависимости $P(R_{||})$ при разных температурах (символы). Вычитая кривые друг из друга согласно (6), мы получаем коэффициент усиления, который не должен зависеть от температуры. Кривые для разных $\mathcal{G}(R_{||})$ на Рис. 5 b совпадают для электронной температуры $T_e = 90 \pm 10$ mK, в то время как температура решётки $T_e = 40$ mK. Зная $\mathcal{G}(R_{||})$ и истинную $T = T_e$, мы можем вычислить неравновесный токовый шум образца при пропускании через него тока I (калибровочный транзистор заперт). Теперь $R_{||}^{-1} = R_{10\text{k}}^{-1} + R_{\text{sample}}(I)^{-1}$, где $R_{\text{sample}}(I)$ – дифференциальное сопротивление образца, которое зависит от тока. Вычисляя разницу между равновесной $P(R_{||})$ (чёрная кривая на Рис. 5 a) и неравновесной мощностью $P^*(R_{||})$ (синяя кривая), мы получаем спектральную плотность токового шума образца:

$$\begin{aligned} P^*(R_{||}) &= \mathcal{G}(R_{||})\left(\frac{4k_BT}{R_{10\text{k}}} + S_I + S_I^{\text{Amp}}\right), \\ S_I(I) &= \frac{P^*(R_{||}) - P(R_{||})}{\mathcal{G}(R_{||})} + \frac{4k_BT}{R_{\text{sample}}(I)} \end{aligned} \tag{7}$$

6 Литературный обзор

6.1 Квазиклассический транспорт в квазиодномерных проводниках

Поставим задачу определять все физические наблюдаемые электронной системы через средние числа заполнения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$. Заметим, что знание вероятности того, находится ли волновой пакет электрона в точке $\mathbf{r}$ с импульсом $\mathbf{p}$ оправдано только для изучения некогерентных эффектов на масштабе много больших его ширины по координате и импульсу. Далее будем рассматривать диффузионный квазиодномерный случай $l_{\mathrm{el}} \ll L$, где l_{el} – длина упругой релаксации импульса и $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \to f(x, \varepsilon)$. Выражения для токов заряда и тепла в таком пределе [23]:

$$
\begin{aligned}
j_c &= eN_F D \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \partial_x f(x, E), \\
j_q &= -N_F D \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \mu) \partial_x f(x, E),
\end{aligned} \tag{8}
$$

Рассмотрим систему, которую можно разделить на интересующую нас подсистему – диффузионный проводник, который соединён с двумя резервуарами – идеальными проводниками заряда и тепла Рис. 6 b, в которых электронные функции распределения имеют вид Ферми-Дирака.

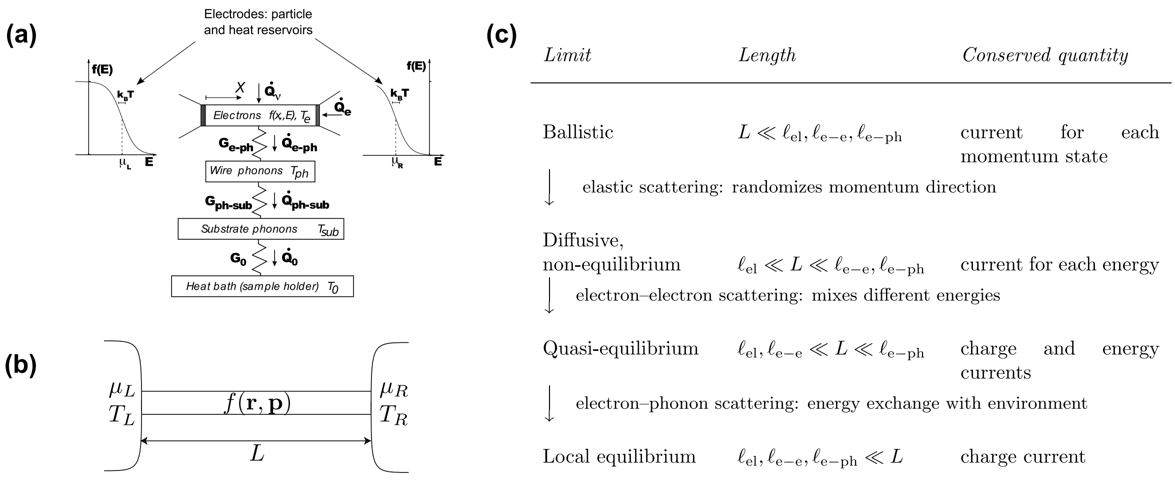

Рис. 6: **Квазиклассический транспорт. Рисунки из книги [23]** (a) Тепловой баланс в мезоскопическом проводнике. (b) Схематическое изображение квазиодномерного проводника. (c) Предельные случаи для функции распределения в зависимости от соотношения между длиной образца и характерными длинами рассеяния.

В макроскопическом проводнике длиной $L \gg l_{e-e}, l_{e-ph}$ – много большей любых неупругих длин рассеяния, электронная система может описываться равновесной функцией распределение $f^0(E)$ с заданной разностью хим. потенциалов и постоянной температурой T_e, которая равна температуре решётки T_{ph}. Заметим, что электронная температура $T_e(x)$ в мезоскопическом проводнике может сильно отличаться от температуры решётки, а функция распределения $f(x, \varepsilon)$ быть сильно непохожа на функцию Ферми-Дирака. Рис. 6 a схематично изображает баланс тепла в таком проводнике [24]. Электроны получают энергию от электрического поля ($\dot{Q}_e$) или внешнего источника ($\dot{Q}_\nu$). Для последующей релаксации тепла есть несколько основных путей: теплопроводность в контакты и отдача энергии фононам образца ($\dot{Q}_{e-ph}$) и далее фононам подложки ($\dot{Q}_{ph-sub}$)$\rightarrow$ фононам держателя ($\dot{Q}_0$). Стационарный профиль температур $T_e(x)$ в локальном равновесии (или $f(x,\varepsilon)$ в неравновесном случае) будут определяться соотношениями между длинами рассеяния ($l_{\text{el}}, l_{e-e}, l_{e-ph}$), длиной проводника ($L$) и тепловыми сопротивлениями между фононными подсистемами проводника, подложки и держателя образца (G_{ph-sub}, G_0). В таблице на На Рис. 6 с перечислены основные предельные случаи и их первые интегралы [23].

В случае, когда функция распределения $f(x,\varepsilon)$ имеет неравновесный вид, вводят понятие неравновесной шумовой температуры $T_N(x)$. По аналогии с выражением для равновесного шума Джонсона-Найквиста [25]:

$$\begin{gathered} S_I = \frac{4}{RL}\int_{L/2}^{L/2} dx \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,\varepsilon)(1-f(x,\varepsilon))d\varepsilon = \frac{4k_B}{RL}\int_{L/2}^{L/2} T_N(x)dx \\ T_N(x) = \frac{1}{k_B}\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,\varepsilon)(1-f(x,\varepsilon))d\varepsilon \end{gathered} \tag{9}$$

Таким образом, измерение спектральной плотности неравновесных флуктуаций тока или напряжения в диффузионном проводнике эквивалентно измерению усреднённой шумовой температуры. Легко показать, что при подстановке локально-равновесной функции распределения в выражение (9) шумовая температура $T_N(x)$ будет совпадать с равновесной.

6.2 Упругий диффузионный проводник

Рассмотрим один из предельных случаев из таблицы на Рис. 6 с: неравновесный диффузионный проводник ($l_{\text{el}} \ll l \ll l_{e-e}, l_{e-ph}$) Рис. 7 a. В таком проводнике время диффузии электрона много меньше времени его неупругого рассеяния на фононе, следовательно, вся энергия поля уходит в контакты путём теплопроводности. Очевидно, что в таком пределе электроны разных энергии не перемешиваются между собой и парциальные токи для каждой энергии сохраняются. Стационарное уравнение Больцмана для функции распределения принимает вид (подробный вывод в [23] на стр. 20-23):

$$D\partial_x^2 f(x,\varepsilon) = 0 \tag{10}$$

Граничные условия для функции распределения на концах задают решение, которое изображено на Рис. 7 b:

$$\begin{gathered} f(x,\varepsilon) = f_L(\varepsilon)(1-\frac{x}{L}) + f_R(\varepsilon)\frac{x}{L}, \\ f_{L/R}(\varepsilon) = (1+\exp[(\varepsilon-\mu_{L/R})/T_{L/R}k_B])^{-1} \end{gathered} \tag{11}$$

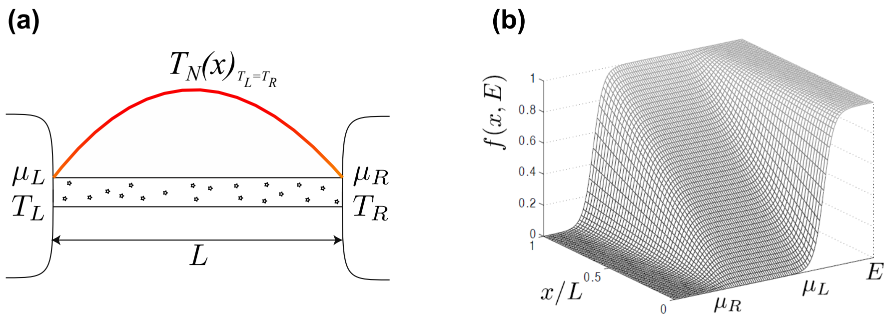

Рис. 7: **Упругий диффузионный проводник. Рисунки из книги [23]** (a) Профиль шумовой температуры в упругом диффузионном проводнике (b) Функция распределения электронов в разных сечениях проводника

Пусть $T_L = T_R$, $\mu_L - \mu_R = V$. Найдём ток через наш провод из (8):

$$j_c = eN_F D \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \partial_x f(x,E) = \frac{e^2 N_F D}{L} V = \sigma V/L \tag{12}$$

Пусть теперь $T_L - T_R \ll T_{L/R}$, $\mu_L = \mu_R$. Найдём поток тепла:

$$j_q = -N_F D \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \mu) \partial_x f(x,E) \approx \frac{DN_F}{L} \frac{\pi^2 k_B^2}{3} (T_L - T_R) = \kappa_{\mathrm{Th}} (T_L - T_R)/L \tag{13}$$

Таким образом мы получили закон Видемана — Франца: $\kappa_{\mathrm{Th}} = \sigma \mathcal{L} T$, где $\mathcal{L} = \dfrac{\pi^2 k_B^2}{3e^2}$ – число Лоренца.

Функция распределения $f(x,\varepsilon)$ имеет неравновесный вид как на Рис. 7 a. Профиль шумовой температуры $T_N(x)$ $(T_L = T_R = T)$ вдоль проводника и спектральную плотность флуктуаций тока S_I можно вычислить из (9):

$$S_I(V) = \frac{4}{R}\Big(\frac{2}{3}k_B T + \frac{1}{6} eV \coth\big(\frac{1}{2} eV/k_B T\big)\Big) \tag{14}$$

При $eV \gg k_B T$, $S_I \to 2eIF$, где Фано фактор принимает универсальное значение $F = 1/3$, которое не зависит от конкретного вида упругого беспорядка и не требует фазовой когерентности [18]. Профиль шумовой температуры $T_N(x)$ имеет вид близкий к параболическому как на Рис. 7 a.

6.3 Андреевское отражение

Рассмотрим границу между нормальным металлом (N) и сверхпроводником (S) в промежуточном состоянии (см Рис. 8). Из-за наличия щели Δ в квазичастичном спектре сверхпроводника, транспорт заряда через границу должен удовлетворять следующим условиям [26]:

1. Налетающая квазичастица с энергией возбуждения $\varepsilon < \Delta$ должна упруго отразиться.

2. Так как потенциал спаривания много меньше энергии ферми $\Delta \ll \varepsilon_F$, то изменение квазиимпульса δp при пролёте из N в S много меньше самого p_F:

$$\delta p = \frac{dp}{dt}\delta t = -\frac{dU}{dx}\frac{\xi}{v} \approx \frac{\Delta}{\xi}\frac{\xi}{v} \sim p_F\frac{\Delta}{\varepsilon_F} \ll p_F \tag{15}$$

При этом нормальная компонента групповой скорости квазичастицы после отражения может быть направлена только от границы.

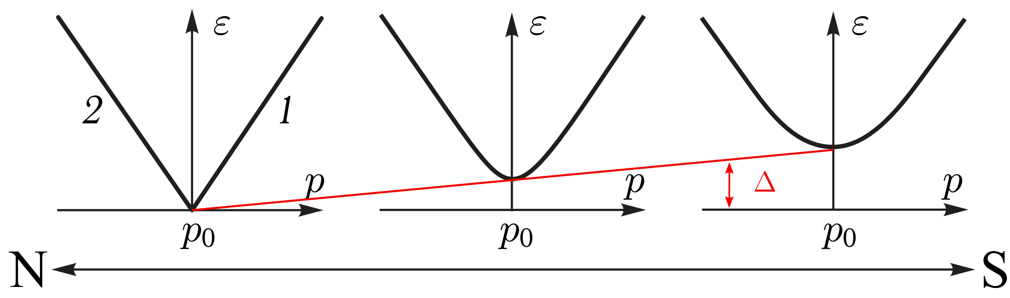

Рис. 8: **Андреевское отражение. Рисунок из книги [26]** Схематическое изображение границы нормального (N) металла со сверхпроводником (S) в промежуточном состоянии

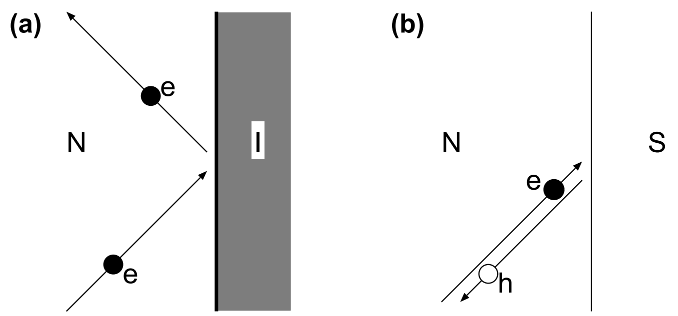

Рис. 9: **Андреевское отражение. Рисунки из обзора [36]** (a) Зеркальное отражение сохраняет заряд, но не сохраняет квазиимпульс. (b) Андреевское отражение практически сохраняет квазиимпульс, но не сохраняет заряд: электрон отражается как дырка с противоположной скоростью. Заряд $2e$ уходит в конденсат.

Единственный процесс, который удовлетворял бы таким условиям был описан Андреевым [27] в процессе изучения теплового сопротивления промежуточного состояния сверхпроводника. В ходе него, скажем, электронное возбуждение с ветви 1 спектра на Рис. 8 перейдёт после отражения в дырочное на ветви 2 и наоборот. В то же время, пара электронов с нулевой энергией уходит в конденсат сверхпроводника. При этом энергия возбуждения в N сохранится, групповая скорость поменяет знак, а квазиимпульс изменится на незначительную величину (15).

Изменение всех компонент скорости на противоположные отличает процесс андреевского отражения от привычного зеркального, в котором меняется только нормальная к границе компонента скорости.Однако, в некоторых экзотических случаях последнее неверно [28].

Иногда удобно представлять себе процесс андреевского отражения, как разделение зарядового и теплового токов через N – S границу. В случае локального равновесия, отсутствие потока тепла эквивалентно занулению градиента температуры [29] на границе нормального металла со сверхпроводником.

6.4 Кондактанс грязного N – S контакта, эффект возвратного сопротивления

Отражённая от сверхпроводника квазичастица (дырка) имеет все компоненты скорости противоположные налетающему электрону и, в некотором смысле, повторяет его траекторию в обратном времени. Если не учитывать сдвиг фаз $\exp(-i\pi/2)$, возникающий при сшивании решений уравнения Шрёдингера и Боголюбова-де Жена, то грязный металл в контакте со сверхпроводником становится прозрачным для электронов ($T = 1$) (подробный вывод этого и описание оптической аналогии N-S границы можно найти в работах C. Beenakker [30] и [31]). Далее мы рассмотрим необходимость учёта междуканального рассеяния при расчёте кондактанса разупорядоченного мезоскопического проводника [32].

В одноканальном случае и/или когда каналы в нормальном проводнике не перемешиваются, модель Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK) [33] с успехом качественно и количественно описывает зависимость спектрального кондактанса S-N контактов. На Рис. 10 a изображены предсказания этой модели для баллистического проводника в контакте со сверхпроводником и дельта потенциалом силой Z на границе. Выделяют два предельных случая: идеальной $Z = 0,\ T = 1/(1 + Z^2) = 1$ и туннельной $Z \gg 1,\ T \ll 1$ границы. В первом случае, кондактанс в нулевом тянущем напряжении равен удвоенному значению кондактанса в нормальном состоянии. В случае туннельной границы, кондактанс внутри щели сильно ($\sim T^2$) подавлен по сравнению с значением в нормальном состоянии (далеко за щелью). На Рис. 10 b.1 - b.3 и c.1 - c.2 изображены образцы баллистических проводников (InSb нанопровод из работы [34] Рис. 10 b, QPC из [35] Рис. 10 c) в контакте со сверхпроводником. В зависимости от затворного напряжения (концентрации носителей), кривые спектрального кондактанса соответствуют двум описанным предельным случаям прозрачной и туннельной N-S границы.

Общее выражение для кондактанса N – канального проводника в контакте со сверхпроводником в линейном отклике получил C. Beenakker [36]:

$$G_{NS}(0) = \frac{4e^2}{h} \sum_{n=1}^{N} \frac{T_n^2}{(2 - T_n)^2} \tag{16}$$

где T_n – собственные числа недиагонального блока $\mathcal{S}$-матрицы ($tt^\dagger$). В отсутствие сверхпро-

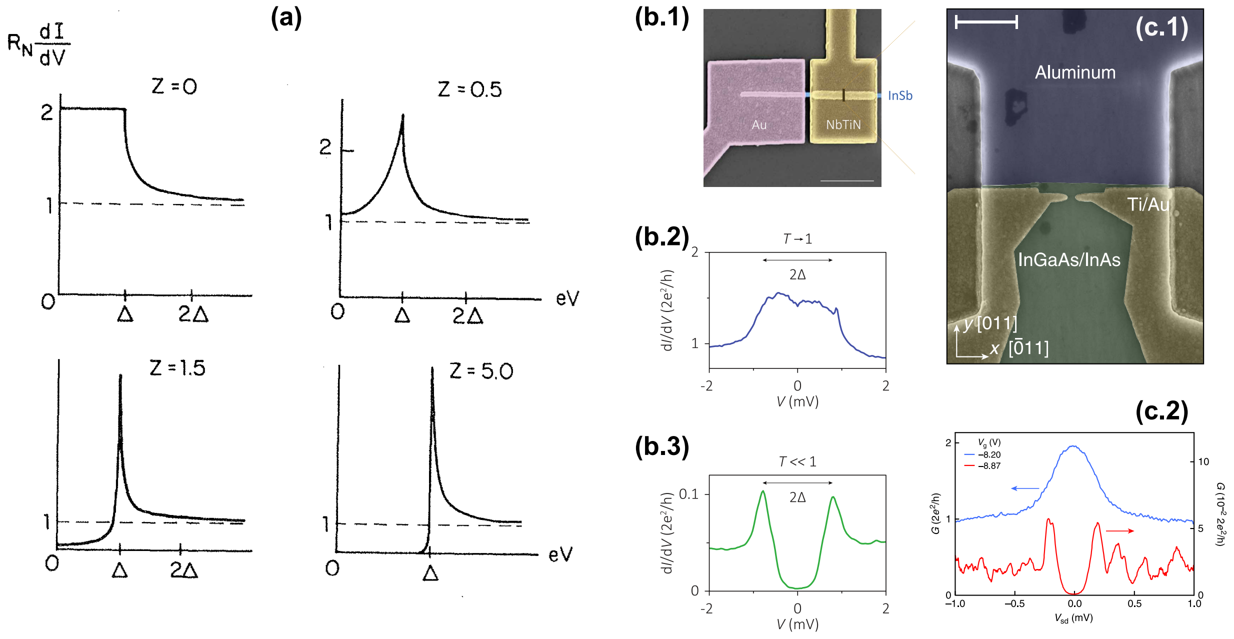

Рис. 10: **Кондактанс грязного N – S контакта.** (a) Результат расчёта спектрального кондактанса $N-S$ контакта в одноканальном случае (модель Blonder-Tinkham-Klapwijk). (b) Изображение образца и данные измерения спектрального кондактанса из статьи [34]. (c) Изображение образца и данные измерения спектрального кондактанса из статьи [35].

водника кондактанс нормального проводника равен:

$$G_N(0) = \frac{2e^2}{h}\sum_{n=1}^{N} T_n \tag{17}$$

В случае диффузионного проводника $l_{\mathrm{el}} \ll L \ll N l_{\mathrm{el}}$, выражение (16) следует усреднять по универсальному распределению прозрачностей Дорохова [41]. Можно легко получить [36], что в линейном отклике кондактанс грязного провода в контакте со сверхпроводником (интерфейс идеальный) совпадает с кондактансом провода в отсутствие сверхпроводника.

$$\langle G_{NS}(0)\rangle = \langle G_N(0)\rangle \tag{18}$$

Это связано с тем, что прозрачности распределены сильно неравномерно: эффективно присутствуют только открытые $T \sim T^2 \approx 1$ и закрытые $T \sim T^2 \approx 0$ каналы . Следовательно, средние для T_n^2 и T_n имеют один порядок.

Если повышать тянущее напряжение и/или температуру, то кондактанс $G_{NS}(V,T)$ будет проходить через локальный максимум на $V \sim \varepsilon_{\mathrm{Th}} = \hbar D/L^2$ – энергия Таулесса [42, 43]. Другими словами, когда на времени диффузии через образец разность фаз между электроном и дыркой, участвующим в андреевском отражении, становится порядка $\pi \sim 1$. При $V, T \gg \Delta$ кондактанс выходит на нормальное значение G_N.

Такое поведение $G_{NS}(V,T)$ в грязных $N-S$ контактах называют эффектом возвратного

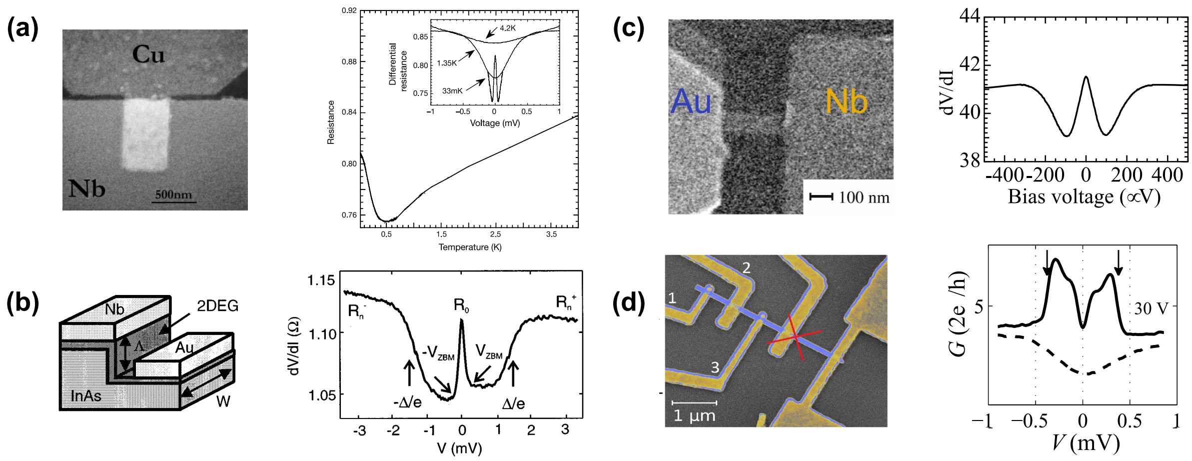

Рис. 11: **Эффект возвратного сопротивления в разупорядоченных N – S контактах.** (a-d) Изображение образца и данные измерения спектрального кондактанса из статьи [37, 38, 39, 40]

сопротивления (re-entrance effect). Действительно, $G_{NS}(V \gg \Delta)$ возвращается к $G_{NS}(0)$, проходя через локальный максимум проводимости.

Типичные экспериментальные кривые спектрального кондактанса диффузионного проводника со сверхпроводником представлены на Рис. 10 a – d [37, 38, 39, 40].

6.5 Дробовой шум грязного N – S контакта

В разделе 6.2 мы получили профиль шумовой температуры $T_N(x)$ и функцию распределения $f(x, \varepsilon)$ в любой точке диффузионного провода с идеальными нормальными резервуарами как на Рис. 12 a. По аналогии с равновесным случаем, градиент шумовой температуры вдоль провода можно связать с потоком тепла: $j_q \sim \nabla T_N(x)$. Из Рис. 12 a видно, что в нормальном случае он максимален вблизи терминалов и равен нулю в центре провода. Действительно, в упругом проводнике джоулево тепло уходит в оба контакта симметрично. Если мы заменим один из нормальных терминалов на сверхпроводящий, то профиль температуры значительно изменится, так как квазичастицы с энергией $|\varepsilon| < \Delta$ будут упруго отражаются от сверхпроводника. Последнее должно было бы означать, что градиент температуры (шумовой температуры в неравновесном случае) должен обращаться в ноль на границе с S как на Рис. 12 b. Граничные условия, которые обеспечивали бы нулевой потока тепла одновременно с балансом дырок/электронов на идеальной границе диффузионного провода со сверхпроводником, были получен K. Nagaev and M. Büttiker в [29]. Ответ для функции распределения при $eV \ll \Delta$ изображён на Рис. 12 b справа :

$$f(x,\varepsilon) = \begin{cases} \dfrac{1}{2}\left(1+\dfrac{x}{L}\right) f_L(\varepsilon - eV) + \dfrac{1}{2}\left(1-\dfrac{x}{L}\right) f_L(\varepsilon + eV) & |\varepsilon| < \Delta \\ \left(1-\dfrac{x}{L}\right) f_L(\varepsilon) + \dfrac{x}{L} f_L(\varepsilon - eV) & |\varepsilon| > \Delta \end{cases} \tag{19}$$

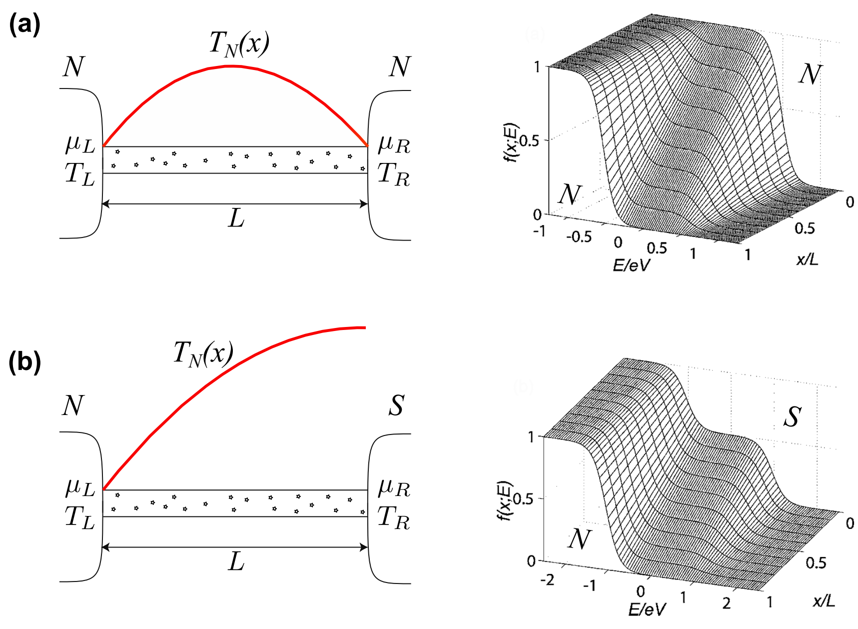

Рис. 12: **Дробовой шум грязного N-S контакта. Рисунки взяты из обзора [24]** (a) Профиль шумовой температуры и функции распределения в упругом диффузионном проводнике с нормальными терминалами. (b) Профиль шумовой температуры и функции распределения в упругом диффузионном проводнике с нормальным и сверхпроводящим терминалами.

Спектральная плотность токового шума при $T = 0$:

$$S_I = \frac{4}{3}\frac{e|V|}{R} + \frac{2}{3}\theta(e|V| - \Delta)\frac{\Delta - e|V|}{R},$$
$$F = \begin{cases} 2/3 & e|V| < \Delta \\ 1/3 & e|V| > \Delta \end{cases} \tag{20}$$

Удвоение Фано фактора внутри щели можно объяснить двумя способами: i) удвоением заряда квазичастиц вследствие ухода в сверхпроводник пары электронов: ii) увеличением средней шумовой температуры проводника в 2 раза (см Рис. 12 b слева).

Экспериментально удвоение Фано фактора $F = 1/3 \to 2/3$ внутри щели наблюдалось в грязных N – S контактах с хорошим интерфейсом [37, 39] (Рис. 13 a, b) и в гибридных InAs нанопровод – Al структурах [44] (Рис. 13 d). Относительное увеличение F внутри щели согласно теории [45] наблюдалось в структурах с плохим интерфейсом: InAs 2DEG – Nb [46] (Рис. 13 c) и туннельном N – S контакте [47].

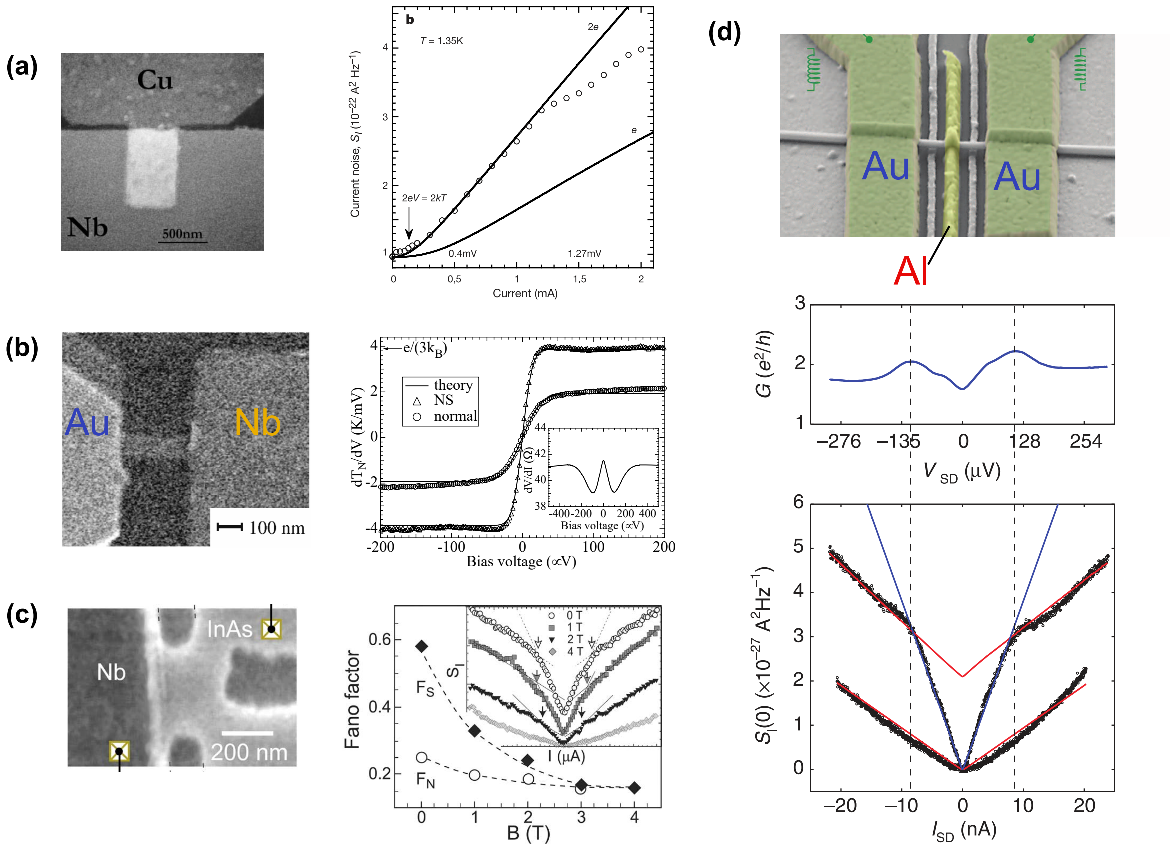

Рис. 13: **Удвоение Фано фактора внутри щели сверхпроводника.** (a, b, c, d) Изображение образца и данные измерения дробового шума из работ [37, 39, 46, 44] соответственно.

7 Шумовая термометрия

7.1 Локальный шум в S – NW – N

Прежде чем обсуждать основной результат этой работы – нелокальный шум в трёхтерминальной структуре, мы приведём классический результат описанный в предыдущем разделе – удвоение фактора Фано $F = 1/3 \to 2/3$.

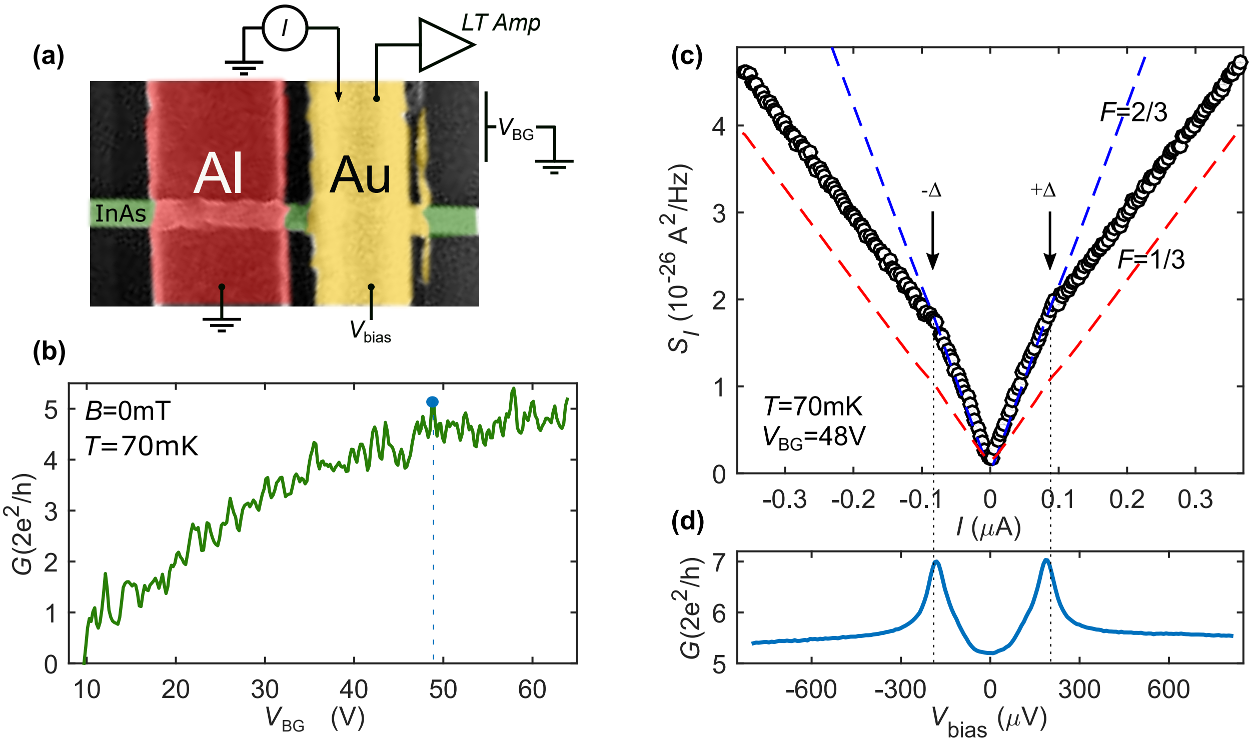

Рис. 14: **Удвоение фактора Фано в S-NW-N девайсе.** (a) СЭМ изображение образца и схема измерений. (b) Кондактанс нанопровода в линейном отклике как функция напряжения на заднем затворе. (c) Зависимость спектральной плотности токового шума от тока через образец (символы). Расчётные кривые для $F = 1/3$ и $2/3$ (пунктир). (d) Дифференциальный кондактанс в зависимости от тянущего напряжения.

На Рис. 14 a приведена SEM фотография образца и схема измерений. Постоянный ток I из нормального (Au) контакта течёт в заземлённый сверхпроводящий (Al) терминал. Флуктуации напряжения с золотого контакта усиливаются низкотемпературным усилителем (LT Amp). Концентрация носителей в InAs нанопроводе меняется с помощью заднего затвора (V_{BG}), которым служит легированный кремний под ~ 300 nm слоем оксида.

Зависимость дифференциального кондактанса G от затворного напряжения V_{BG} изображена на Рис. 14 b. Кондактанс, в целом, растёт при растущем V_{BG}, испытывая воспроизводимые мезоскопические флуктуации амплитудой порядка кванта $\sim e^2/h$ [48, 49]. При положительном $V_{\text{BG}} \approx 10$ V удаётся полностью обеднить ($G \to 0$) нанопровод. Оценки длины упругой релаксации $l_{\text{el}} \sim 20$ nm и подвижности $\mu \sim 1000$ cm^2/Vs в таких же нанопроводах были сделаны в работе [40].

На Рис. 14 c, d представлены зависимости плотности токового шума S_I и дифференциального кондактанса G в точке $V_{\mathrm{BG}} = 48$ V. Эффект возвратного сопротивления имеет место во всём диапазоне по V_{BG} (не показано), что говорит о хорошем качестве интерфейса между Al и InAs.

Вывод об относительно низком сопротивлении контактов можно также сделать из данных для дробового шума. На Рис. 14 c, спектральная плотность шума S_I (символы), стартуя с равновесного шума Джонсона-Найквиста при $I = 0$, выходит на линейную зависимость от тока с $F = 2/3$ для тянущих напряжений внутри сверхпроводящей щели алюминия $\Delta \approx 180$ μV (синий пунктир) и $F = 1/3$ за её пределами (красный пунктир).

По таким опорным двухточечным данным можно сделать вывод, что мы имеем дело с воспроизводимой [19] (с точки зрения шума) и очень удобной для теоретического описания [18] системой – упругий диффузионной проводник с прозрачным контактом к сверхпроводнику.

7.2 N – NW – S – NW – N

7.2.1 Локальный шум

В этом разделе пойдёт речь об аналогичных измерения двухточечного токового шума нанопровода между нормальным и сверхпроводящим контактом в трёхтерминальной геометрии. Дополнительно проверялось, как на такой локальный шум влияет ток через соседнюю секцию провода I_{heat} (назовём его греющим током). Договоримся называть секцию нанопровода расположенную между левым (правым) Au и центральным Al терминалом – левый (правый) отрезок/секция/кусок. На Рис. 15 a, b приведены SEM изображение девайса и схема измерений. Постоянный ток I через правый отрезок разворачивается при постоянном греющем токе I_{heat} через левый отрезок провода. Тянущее V_{bias} и греющее V_{heat} напряжения измеряются по квази-4х-точечной схеме с предварительным аналоговым усилением в 100 раз.

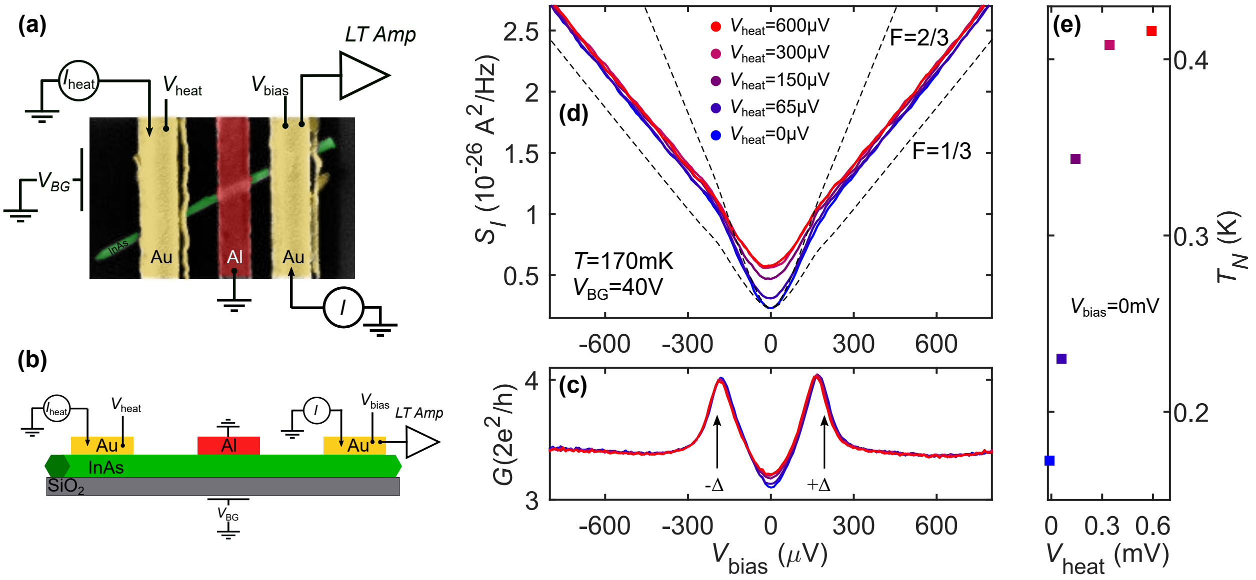

Рис. 15: **Локальный шум в трёхтерминальной структуре.** (a, b) SEM изображение образца и схема измерений. (c) Зависимость шумовой температуры правого отрезка нанопровода в $V_{\text{bias}} = 0$ mV от греющего напряжения V_{heat} на левом терминале. (d) Зависимость спектральной плотности токового шума от тянущего напряжения при разных значениях греющего тока через соседний отрезок нанопровода (линии). Расчётные кривые для $F = 1/3$ и $2/3$ (пунктир) (e) Дифференциальный кондактанс правого отрезка нанопровода в зависимости от тянущего напряжения при разных значениях греющего тока через соседний отрезок нанопровода.

Поведение спектрального кондактанса на Рис. 15 c качественно совпадает с данными из предыдущего раздела: эффект возвратного сопротивления с локальным максимумом $\sim 15\%$, который резко спадает за щелью алюминия. Кривые G для разных I_{heat} практически полностью совпадают, за исключением ($\delta G \approx 3\%$) области около нуля тянущего напряжения. Так как теплопроводность в упругом случае напрямую связана с градиентом температуры (неравновесной), а амплитуда мезоскопических флуктуаций зависит от температуры, то, наблюдая изменение кондактанса в линейном отклике G от I_{heat} , мы эффективно наблюдаем рост температуры правого отрезка нанопровода при пропускании тока через левый. В разделе 8 описано, как, используя это скромное изменение кондактанса в нуле тянущего напряжения, можно пронаблюдать эффект нелокального нагрева без измерения дробового шума.

При нулевом греющем токе $I_{\mathrm{heat}} = 0$ nA, дробовой шум на Рис. 15 d качественно повторяет двухточечный шум S – NW – N девайса на Рис. 14 c: равновесный шум в нуле тока выходит на линейную зависимость с $F = 1/3$. Однако, S_I внутри щели лежит систематически (для разных V_{BG}) немного ниже, чем теоретический расчёт для $F = 2/3$. Другими словами, средняя шумовая температура S – NW – N в трёхтерминальной геометрии с плавающим нормальным терминалом всегда немного меньше, чем в двухтерминальном случае. Это есть прямое следствие того, что часть тепла под щелью сверхпроводника утекает в левый терминал.

Дополнительным доказательством последнему служат данные для разных V_{heat} на Рис. 15 d, e. При возрастающем значении греющего тока I_{heat} через левый отрезок провода, S_I растёт при постоянном $|V_{\mathrm{bias}}| < \Delta$. При $|V_{\mathrm{bias}}| > \Delta$ все кривые выходят в линейную зависимость с $F = 1/3$. На Рис. 15 e построена шумовая температура правого отрезка провода в нуле тянущего напряжения от V_{heat}. Видно, что внутри щели T_N растёт значительно быстрее чем за её пределами. Из этого можно сделать вывод, что нанопровод под сверхпроводником обладает вполне конечным тепловым кондактансом G_{Th} и шунтирует сверхпроводник на энергиях ниже Δ.

7.2.2 Нелокальный шум

Следующий очевидный шаг в изучении эффекта нелокального нагрева под щелью сверхпроводника состоит в измерении $T_N(V_{\mathrm{heat}})$ при нулевом I_{bias}.

Для этого мы упростим измерительную схему как на Рис. 16: уберём задачу тянущего тока через правый нормальный терминал (“float”), а напряжение, падающее на нём при пропускании I_{heat}, будем называть $V_{\mathrm{non-local}}$.

Перед измерением трёхточечного шума, имеет смысл проверить трёхточечное сопротивление центрального контакта между InAs и Al $r = dV_{\mathrm{non-local}}/dI_{\mathrm{heat}}$. Универсальное значение $F = 1/3$ за щелью, указывает на то, что сопротивление интерфейса r должно быть много меньше дифференциального сопротивления нанопровода $R = dV_{\mathrm{heat}}/dI_{\mathrm{heat}}$.

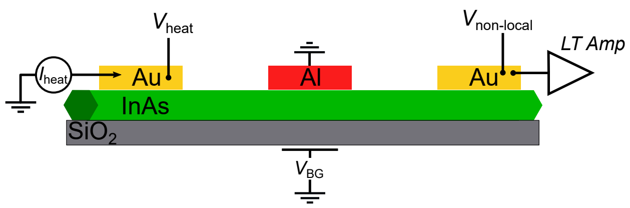

Рис. 16: **Схема измерения нелокального шума.**

На Рис. 17 b изображены локальная V_{heat} (чёрный) и нелокальная $V_{\mathrm{non-local}}$ (красная) вольт-амперные характеристики. Действительно, нелокальный сигнал оказался значительно меньше локального и его значение для удобства, было увеличено в 30 раз на Рис. 17 b. Результат дифференцирования ВАХ представлен на Рис. 17 a и Рис. 17 c. Кривые для r почти не зависят от напряжения на заднем затворе и имеют форму качественно схожую с туннельным N – S контактом – резкий рост сопротивления около нуля с провалами на щели. Локальное сопротивление R, напротив, можно изменить эффектом поля более чем в 3 раза. Спектральные особенности в дифференциальном сопротивлении (кондактансе) нанопровода уже обсуждались в прошлых разделах.

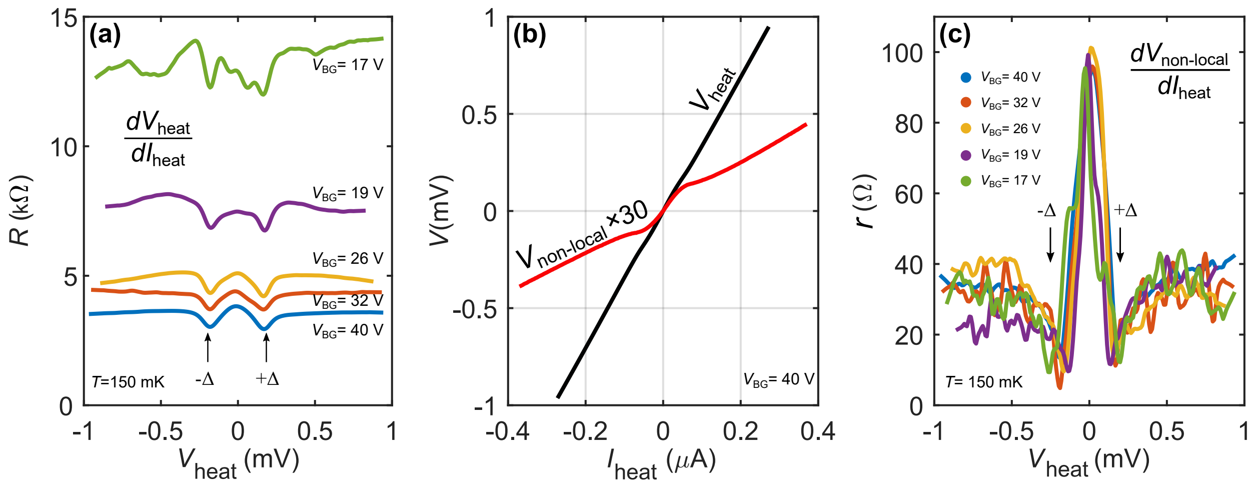

Рис. 17: **Сопротивление интерфейса между InAs и Al.** (a) Дифференциальное сопротивление левого отрезка нанопровода при разных затворных напряжениях. (b) (чёрная линия) Локальная вольт-амперная характеристика левого отрезка провода, (красная линия) увеличенная в ×30 раз вольт-амперная характеристика интерфейса между нанопроводом и сверхпроводящим контактом. (c) Дифференциальное сопротивление интерфейса при разных напряжениях на заднем затворе.

На Рис. 18 а представлена зависимость спектральной плотности токового шума S_I от греющего тока I_{heat} при разных V_{BG}. Значения шума в нуле (равновесный шум) меняются согласно выражению Джонсона–Найквиста: пропорционально сопротивлению шумового отрезка нанопровода в линейном отклике. Независимо от затвора, все кривые обладают резким изломом в $V_{\text{heat}} \approx \pm\Delta$ между двумя линейными участками с очень разными наклонами. Выраженные через Фано – фактор, они принимают значения $F \approx 0.18$ внутри щели и $F \approx 0.015$ за её пределами, т.е отличаются более чем в 10 раз.

Заметим, что если бы этот шум с $F \approx 0.18$ был вызван током, который каким-то образом утекает в плавающий (“float”) шумовой кусок нанопровода, то величина тока утечки должна была составлять примерно половину от всего I_{heat}, что невозможно при сопротивлении интерфейса $r \sim 10 - 100\ \Omega$.

Другое объяснение могло было бы состоять в том, что мы просто измеряем локальный нагрев интерфейса, сопротивление которого, как раз, меняется внутри щели в $2 - 10$ раз. Однако, в таком случае, Фано – фактор должен был бы быть подавлен как отношение сопротивления интерфейса к сопротивлению греющего куска $F \sim r/R < 1/40$, что не согласуется с $F \approx 0.18$ внутри щели. Для напряжений за щелью данное объяснение справедливо (см раздел 7.2.3).

На Рис. 18 b данные для спектральной плотности шума от $I_{\rm heat}$ перестроены в среднюю шумовую температуру от $V_{\rm heat}$. В таких координатах, кривые для разных $V_{\rm BG}$ слабо отличаются друг от друга внутри щели. Так как шумовая температура связана с $V_{\rm heat}$ только через фундаментальные константы, то T_N внутри щели будет определяться только $V_{\rm heat}$ и отношением тепловых кондактансов G_1, G_2, $G_{\rm Th}$ на Рис. 1 b. Тот факт, что при разных $V_{\rm BG}$ шумовая температура почти не меняется, а G_1, G_2 меняются больше чем в 3 раза, означает, что $G_{\rm Th}$ должен изменяться от затворного напряжения соответствующим образом (см. следующий раздел).

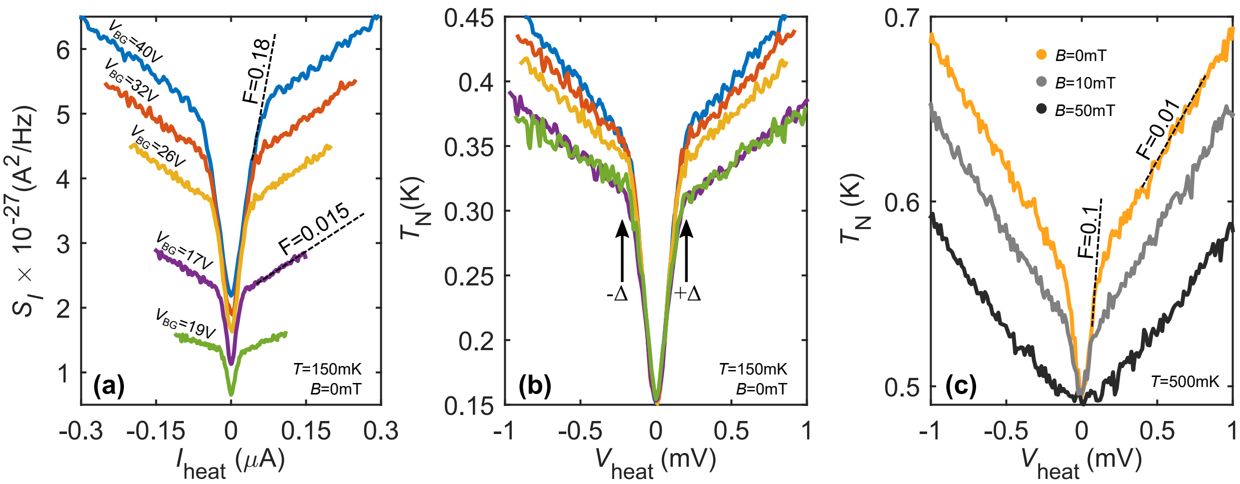

Рис. 18: **Нелокальный шум в N – NW – S – NW – N структуре.** (a) Зависимость спектральной плотности токового шума правого отрезка нанопровода от греющего тока через соседний кусок при разных напряжениях на заднем затворе и базовой температуре 0.15 K. (b) Зависимость средней шумовой температуры правого отрезка нанопровода от греющего напряжения между левым и центральным терминалом при разных напряжениях на заднем затворе. (c) Зависимость средней шумовой температуры правого отрезка нанопровода от греющего напряжения между левым и центральным терминалом при разных магнитных полях и базовой температуре 0.5 K.

Влияние магнитного поля на нелокальный шум изображено на Рис. 18 c при базовой температуре $T = 500$ mK. В нулевом поле, величина $F = 0.1$ внутри щели в ~ 2 раза меньше чем при $T = 150$ mK, так как все особенности связанные с $\Delta \approx 2$ K начинают заметно замываться при 0.5 K. В поле $B = 50$ mT, которое заведомо больше критического поля 150 nm плёнки алюминия $B_c \approx 20$ mT [40], остаётся только защелевой шум с $F \approx 0.01$, который связан с конечным сопротивлением интерфейса. В промежуточном поле $B = 7$ mT, положение излома ($\pm\Delta$) на кривых шума значительно не меняется. Наклон F кривых при этом уменьшается, что может быть связано с появлением нормальных областей в промежуточном состоянии сверхпроводника [26].

7.2.3 Аналитическая модель

В этом разделе мы попробуем подогнать экспериментальные кривые для нелокального шума на Рис. 18 a, b, исходя из двух условий: i) сохранения парциальных токов в упругом проводнике, ii) отсутствия тока тепла в сверхпроводник. Для этого, при каждом греющем токе (напряжении) I_{heat} (V_{heat}) мы найдём функцию распределения $f(\varepsilon, x)$ и шумовую температуру $T_N(x)$ в каждой точке нанопровода.

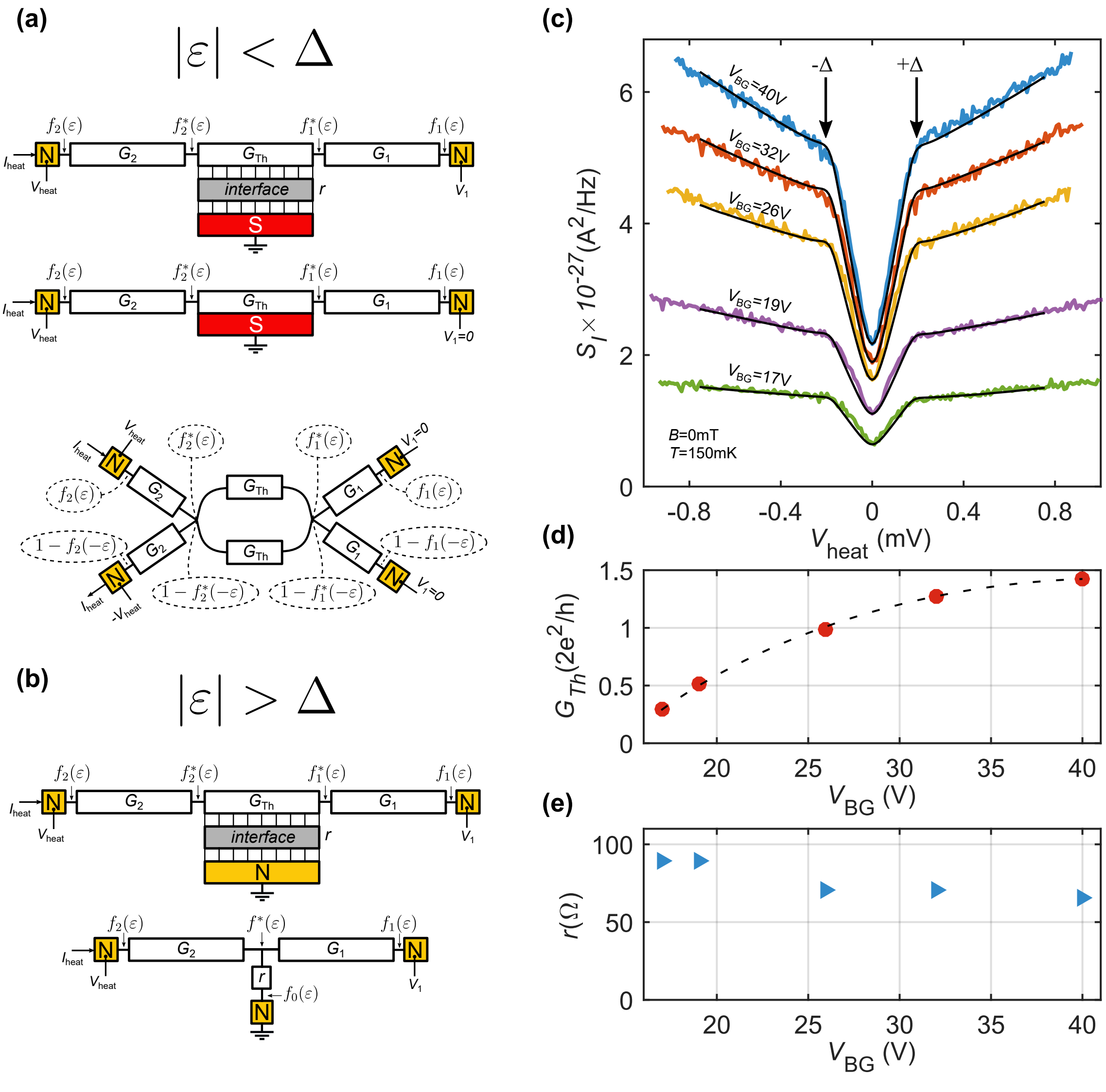

Рис. 19: **Аналитическая модель и результаты подгонки.** (a) Эквивалентная схема девайса для энергий квазичастиц меньше сверхпроводящей щели. (b) Эквивалентная схема девайса для энергий квазичастиц больше сверхпроводящей щели. (c) Подгонки (чёрный) экспериментальных данных (цвет) для нелокального шума. Зависимость свободных параметров модели от затворного напряжения. (d) Тепловой кондактанс нанопровода под сверхпроводником G_{Th} (символы), пунктирная линия – guide for the eye. (e) Контактное сопротивление интерфейса r.

Эквивалентная схема девайса изображена на Рис. 19 a (вверх). Будем считать, что длина перетекания тока в сверхпроводник много меньше длины сверхпроводящего контакта.

Из данных для трёхточечных (нелокальных) ВАХ на Рис. 17 следует, что контактное сопротивление (интерфейса между InAs и Al) $r \sim 10 - 100\ \Omega$ много меньше сопротивления любого из кусков нанопровода: $r \ll 1/G_1 = R \sim 5$ kΩ, $r \ll 1/G_2$, $r \ll 1/G_{\rm Th}$. Пусть число $rG1 \sim rG2 \ll 1$ будет малым параметром в нашей модели. Договоримся вычислять шумовую температуру $T_N(x)$ с точностью до первого порядка по этому параметру.

Функции распределения в точках вблизи терминалов обозначены $f_1(\varepsilon), f_2(\varepsilon), f_1^*(\varepsilon), f_2^*(\varepsilon)$ на Рис. 18 a, b. Вблизи нормальных терминалов они являются равновесными:

$$f_1(\varepsilon) = \Big(\exp\frac{\varepsilon - eV_1}{k_BT} + 1\Big)^{-1},\qquad f_2(\varepsilon) = \Big(\exp\frac{\varepsilon - eV_{\rm heat}}{k_BT} + 1\Big)^{-1} \tag{21}$$

Вблизи сверхпроводящего контакта функция распределения $f_1^*(\varepsilon)$, $f_2^*(\varepsilon)$ имеет неравновесный вид для энергий внутри щели и равновесный за ее пределами. Другими словами[29], такая задача разбивается на две подзадачи: определение $f^{\rm ingap}(\varepsilon, x)$ для энергий электронов $|\varepsilon| < \Delta$ и определение $f^{\rm outgap}(\varepsilon, x)$ для энергий электронов $|\varepsilon| > \Delta$. Ноль энергии совпадает с уровнем ферми сверхпроводника. Итоговый ответ сшивается как:

$$f(\varepsilon, x) = f^{\rm ingap}(\varepsilon, x)\theta(\Delta - |\varepsilon|) + f^{\rm outgap}(\varepsilon, x)\theta(|\varepsilon| - \Delta) \tag{22}$$

7.2.4 $|\varepsilon| < \Delta$

На рисунке Рис. 18 a изображена эквивалентная схема образца. Ток $I_{\rm heat}$ течёт из левого нормального терминала в заземлённый сверхпроводящий терминал. На правом нормальном float отрезке провода устанавливается напряжение $V_1 = V_{\rm heat}\dfrac{r}{1/G_2}$.

Вблизи сверхпроводника тепловой и зарядовый токи разделяются. Баланс тепла устроен следующим образом: джоулево тепло, которое выделяется на G_1 уходит в левый и правый нормальный контакт через $G_{\rm Th}$ и G_2, минуя сверхпроводник. Так как поток тепла в сверхпроводник отсутствует, то градиент шумовой температуры в направлении перпендикулярном интерфейсу должен зануляться $\nabla T_N = 0$. Следовательно, поправка к температуре, вызванная конечным сопротивлением интерфейса r будет квадратична по нашему малому параметру и мы можем смело положить $r = 0$ как на Рис. 19 a.

Удовлетворить условию отсутствия тока тепла в сверхпроводник можно, заменив его на симметричную дырочную схему как на Рис. 19 a. Все потенциалы в такой схеме противоположны оригинальным, а электронные функции распределения равны дырочным из оригинальной схемы (например $f_1(\varepsilon) \to 1 - f_1(-\varepsilon)$).

Запишем закон сохранения парциальных токов на концах нанопровода под сверхпроводником (G_{Th}) Рис. 19 a:

$$\begin{gathered}G_2(f_2^*(\varepsilon)-f_2(\varepsilon))+G_2(1-f_2^*(-\varepsilon)-1+f_2(-\varepsilon))=\\=G_{\mathrm{Th}}(f_1^*(\varepsilon)-f_2^*(\varepsilon))+G_{\mathrm{Th}}(1-f_1^*(-\varepsilon)-1+f_2^*(-\varepsilon)),\\G_1(f_1^*(\varepsilon)-f_1(\varepsilon))+G_1(1-f_1^*(-\varepsilon)-1+f_1(-\varepsilon))=\\=G_{\mathrm{Th}}(f_2^*(\varepsilon)-f_1^*(\varepsilon))+G_{\mathrm{Th}}(1-f_2^*(-\varepsilon)-1+f_1^*(-\varepsilon))\end{gathered}\tag{23}$$

Для удобства введём $F(\varepsilon)\equiv f(\varepsilon)-f(-\varepsilon)$, тогда :

$$\begin{gathered}F_1^*(\varepsilon)=\frac{G_1G_2F_1(\varepsilon)+G_{\mathrm{Th}}G_2F_1(\varepsilon)+G_{\mathrm{Th}}G_2F_2(\varepsilon)}{G_{\mathrm{Th}}G_1+G_{\mathrm{Th}}G_2+G_1G_2},\\F_2^*(\varepsilon)=\frac{G_1G_2F_2(\varepsilon)+G_{\mathrm{Th}}G_2F_2(\varepsilon)+G_{\mathrm{Th}}G_1F_1(\varepsilon)}{G_{\mathrm{Th}}G_1+G_{\mathrm{Th}}G_2+G_1G_2}\end{gathered}\tag{24}$$

Так как $f_i^*(\varepsilon)=1-f_i^*(-\varepsilon)$, то $f_i^*=(1+F_i^*)/2$

7.2.5 $|\varepsilon|>\Delta$

Для электронов с энергией больше чем щель центральный терминал можно рассматривать как нормальный Рис. 19 b. В таком случае почти всё джоулево тепло будет утекать в левый и центральный нормальные контакты. Вблизи Al терминала градиент шумовой температуры по направлению перпендикулярно интерфейсу, не равен нулю. Приращение шумовой температуры из-за конечного сопротивления интерфейса $\delta T\sim r$. Доля тепла, утекающая в правый нормальный терминал $\delta j\sim\delta Tr/(1/G_{\mathrm{Th}}+1/G_1)\sim r^2$ – имеет второй порядок по малому параметру и , следовательно, при расчёте шумовой температуры, мы можем положить $G_{\mathrm{Th}}=0$ и $G_1=0$. Пусть для удобства $G_{\mathrm{Th}}=0$, а $G_1\neq 0$ Рис. 19 b.

Из сохранения парциальных токов:

$$\begin{gathered}G_2(f^*(\varepsilon)-f_2(\varepsilon))+G_1(f^*(\varepsilon)-f_1(\varepsilon))=\frac{1}{r}(f_0(\varepsilon)-f^*(\varepsilon)),\\f^*(\varepsilon)=\frac{G_1f_1(\varepsilon)+G_2f_2(\varepsilon)+1/rf_0(\varepsilon)}{G_1+G_2+1/r}\end{gathered}\tag{25}$$

Функции распределения после сшивки двух решений изображены на Рис. 20 b, c, d, e для разных греющих напряжений V_{heat}. Соответствующие профили шумовой температуры для значений свободных параметров $1/G_{\mathrm{Th}}=11\ \mathrm{k}\Omega$ и $r=70\ \Omega$.

В эксперименте по нелокальному шуму измерялись флуктуации напряжения на правом конце провода i.e. средняя шумовая температура правого куска провода G_1. На Рис. 19 c изображены экспериментальные данные вместе с расчётом. Свободные параметры G_{Th}, r в зависимости от напряжения на заднем затворе V_{BG} изображены на Рис. 19 d, e.

Тепловой кондактанс отрезка нанопровода под сверхпроводником уменьшается эффектом поля примерно в 5 раз $G_{\mathrm{Th}}=1.5-0.3\ (2e^2/h)$ и примерно в 3 – 5 раз меньше кондактанса открытых участков нанопровода G_1, G_2. Сопротивление интерфейса с уменьшением затвор-

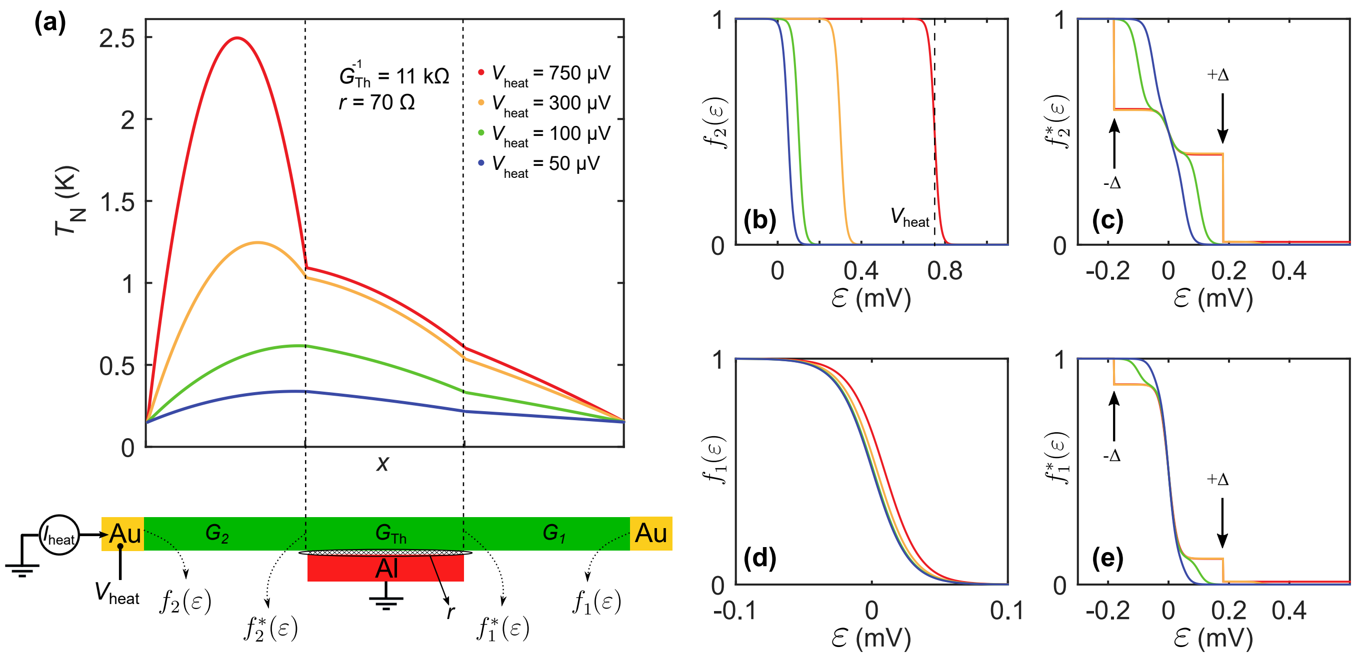

Рис. 20: **Результаты расчёта функции распределения.** (a) Профиль шумовой температуры в нанопроводе при разных греющих напряжениях. Свободные параметры G_{Th} и r взяты из подгонки экспериментальной кривой. (b – e) Эволюция неравновесной функции распределения в разных точках нанопровода и в зависимости от греющего тока.

ного напряжения увеличивается незначительно $r = 60 - 90\ \Omega$ и близко по значению к r на Рис. 17 c.

Предположительно, тепло под алюминием течёт по одной из фасеток нанопровода, которая свободна от сверхпроводника и непосредственно прилегает к подложке SiO_2 (Рис. 1 b). Это бы объяснило уменьшенную в несколько раз удельную проводимость G_{Th} по сравнению с G_1, G_2. Однако, остаётся непонятным наблюдение того, что InAs под Al возможно значительно обеднить задним затвором (даже лучше чем открытые участки InAs), так как присутствие металла должно было бы сильно разрядить электрическое поле вблизи нанопровода. Теоретические расчёты эффекта поля в нанопроводах покрытых сверхпроводником можно найти в [50, 51, 52, 53].

Другим объяснением такого низкого значения G_{Th} могло бы быть нарушения закона Видемана — Франца в присутствии эффекта близости [26].

7.3 S – NW – S – NW – N

7.3.1 Нелокальный шум

В этом разделе пойдёт речь об измерении нелокального шума в трёхтерминальной структуре с двумя сверхпроводящими и одним нормальным терминалом как на Рис. 21 a. Методика эксперимента уже была описана в разделах 7.2.1 и 7.2.2. Греющим в такой структуре является отрезок нанопровода между двумя сверхпроводящим терминалами, а шумовым – между центральным Al и Au.

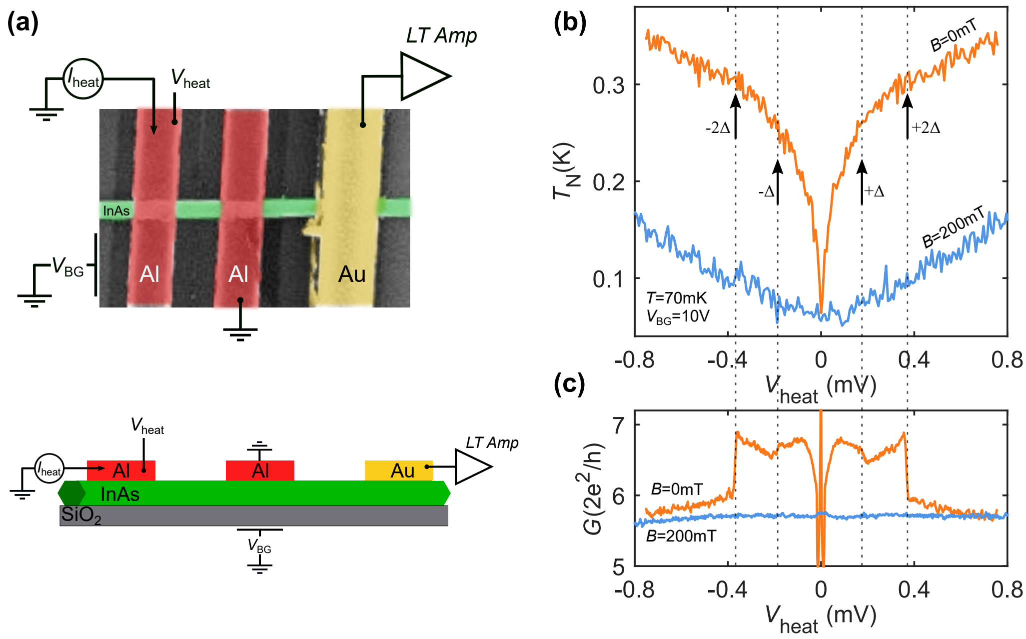

Рис. 21: **Нелокальный шум в S – NW – S – NW – N структуре.** (a) SEM снимок образца и схема измерений. (b) Средняя шумовая температура нанопровода как функция греющего напряжения на соседнем отрезке в разных магнитных полях. (c) Дифференциальный кондактанс отрезка нанопровода между двумя сверхпроводящими терминалами

На Рис. 21 c представлены данные для дифференциального сопротивления нанопровода между двумя сверхпроводящими контактами. В нулевом магнитном поле можно наблюдать признаки многократного андреевского отражения (MAR) [54] при $V_{\rm heat} = \pm 2\Delta$, $\pm\Delta$ и сверхтока, который не превышает 1 nA. Замытие отражений более высокого порядка, вероятно, связано с конечной вероятностью для квазичастицы с $|\varepsilon| < \Delta$ уйти в нормальный контакт после андреевского отражения от центрального сверхпроводника. В достаточно большом поле 200 mT $> B_c$, особенности в дифференциальном кондактансе пропадают.

Средняя шумовая температура правого отрезка нанопровода в зависимости от $V_{\rm heat}$ изображена на Рис. 21 b. В отличие от данных с N – S – N девайса (Рис. 18), ход T_N при нулевом поле оказывается сильно нелинейным и продолжается от -2Δ до $+2\Delta$, что есть следствие многократных ($\sim 2\Delta/V_{\rm heat}$) попыток электрона пройти в нормальный терминал [55]. За двойной щелью и/или при большом магнитном поле, нелокальный шум выходит на линейную зависимость с небольшим наклоном $F \sim 0.01$, который связан с конечным сопротивлением интерфейса r.

7.3.2 Аналитическая модель

Расчёт функции распределения и шумовой температуры в SSN девайсе практически ничем не отличается от процедуры описанной в разделе 7.2.3. Мы также разбиваем задачу на две подзадачи для энергии электронов $|\varepsilon| > \Delta$ и $|\varepsilon| < \Delta$, где ноль отсчитывается от уровня ферми алюминия Рис. 22 a. Однако, граничные условия на левом сверхпроводящем терминале теперь должны удовлетворять условию андреевского отражения $f_2(\varepsilon) = 1 - f_2(2eV_{\text{heat}} - \varepsilon)$ внутри щели алюминия, уровень Ферми которого отстоит от нуля энергии на eV_{heat}.

Такое граничное условие превращает все уравнения в функциональные, которые имеют аналитическое решение только при значениях V_{heat} кратных щели [56, 57]. Мы же будем решать задачу для произвольного V_{heat} итерациями как на Рис. 22 b: стартовать с затравочных граничных условий на $f_2(\varepsilon)$ $\rightarrow$ находить $f_1^*(\varepsilon)$, $f_2^*(\varepsilon)$ из условия сохранения парциальных токов $\rightarrow$ подставлять их в граничные условия на $f_2(\varepsilon)$ и так по кругу.

На Рис. 22 d, c изображена сходимость $f_2(\varepsilon)$ к некоторому решению, которое не зависит от затравочной функции. На Рис. 22 d такой функцией служит равновесная функция Ферми-Дирака, а на Рис. 22 c, соответственно ответ для $f_2(\varepsilon)$ на предыдущем шаге. Можно заметить, что если в каждой следующей итерации ставить затравочной функцией ответ с предыдущего шага, то число необходимых итераций значительно сокращается. Если стартовать с равновесной функции, то число необходимых итераций $\sim \Delta/V_{\text{heat}}$. Проверялось, что 200 итераций более чем достаточно для сходимости ответа с шагом 1 μV по V_{heat}.

Результаты расчёта функций распределения приведены на Рис. 23 b, c, d, e. Профиль шумовой температуры изображён на Рис. 23 a. При $V_{\text{heat}} < \Delta$ видно, что $T_N(x)$ между двумя сверхпроводящими терминалами имеет плоский профиль, что ожидаемо для SNS структуры [55], где теплопроводность в контакты ограничена узким горлом над щелью (в нашем случае тепло ещё может утекать в правый нормальный терминал из-за конечного теплового кондактанса G_{Th}).

Основное отличие данных измерения нелокального шума в SSN структуре (Рис. 21 b) от данных в NSN (Рис. 18 b) есть сильная нелинейность при напряжениях внутри сверхпроводящей щели. Такую же нелинейность имеют теоретические кривые построенные вместе с экспериментальными данными для SSN на Рис. 22 c. Подгоночные значения теплового кондактанса $G_{\text{Th}}^{-1} = 30$ kΩ и сопротивления интерфейса $r = 40$ Ω оказались близки к значениям для NSN девайса. Существенное отклонение хода теоретических кривых от эксперимента при напряжениях $\Delta < |V_{\text{heat}}| < 2\Delta$, вероятно, связано с тем, что мы сшиваем граничные условия внутри щели с граничными условиями при $|\varepsilon| \gg \Delta$. На самом деле, вероятность электрона отразится от идеальной SN границы как дырка плавно спадает с энергией над щелью на масштабе самой щели [33]. Если учесть эту промежуточную область между $\pm\Delta$ и $\pm 2\Delta$ щелями, то теоретические кривые должны сгладиться.

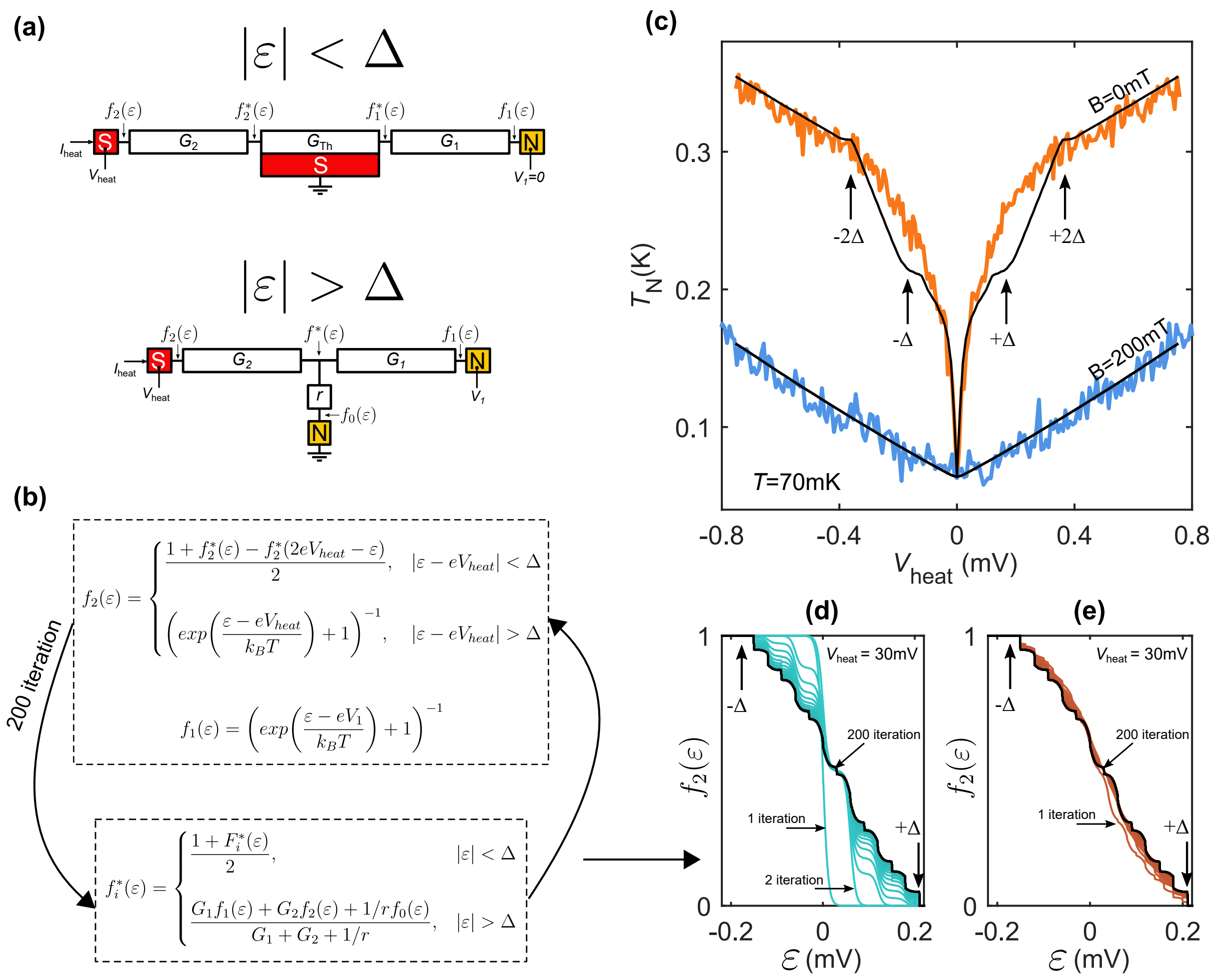

Рис. 22: **Аналитическая модель и результаты подгонки.** (a) Эквивалентная схема девайса для разных энергий квазичастиц. (b) Последовательность итераций для расчёта функции распределения (c) Подгонки (чёрный) экспериментальных данных (цвет) для нелокального шума. (d) Сходимость итерационного метода с равновесной затравочной функцией (e) Сходимость итерационного метода для затравочной функции, которая совпадает с предыдущим решением.

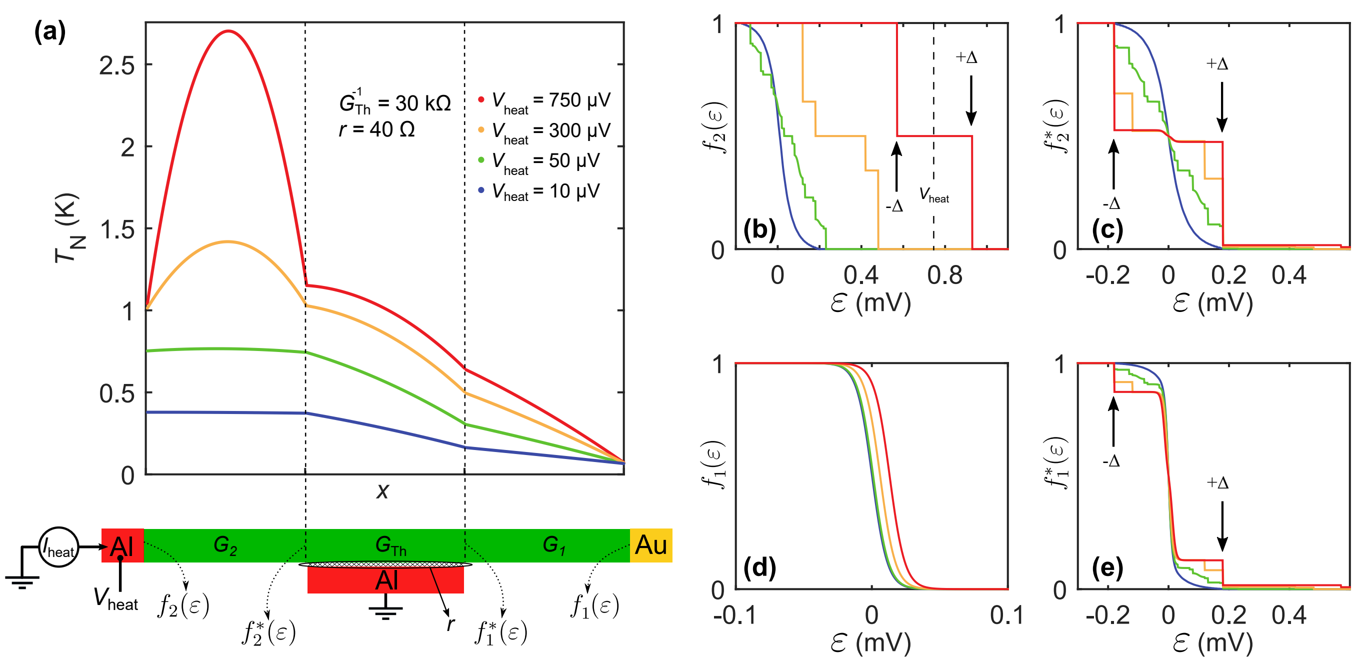

Рис. 23: **Результаты расчёта функции распределения.** (a) Профиль шумовой температуры в нанопроводе при разных греющих напряжениях. Свободные параметры G_{Th} и r взяты из подгонки экспериментальной кривой. (b – e) Эволюция неравновесной функции распределения в разных точках нанопровода и в зависимости от греющего тока.

8 Вторичная термометрия

В этом разделе пойдёт речь о детектировании нелокального нагрева в N – NW – S – NW – N девайсе с помощью вторичной термометрии.

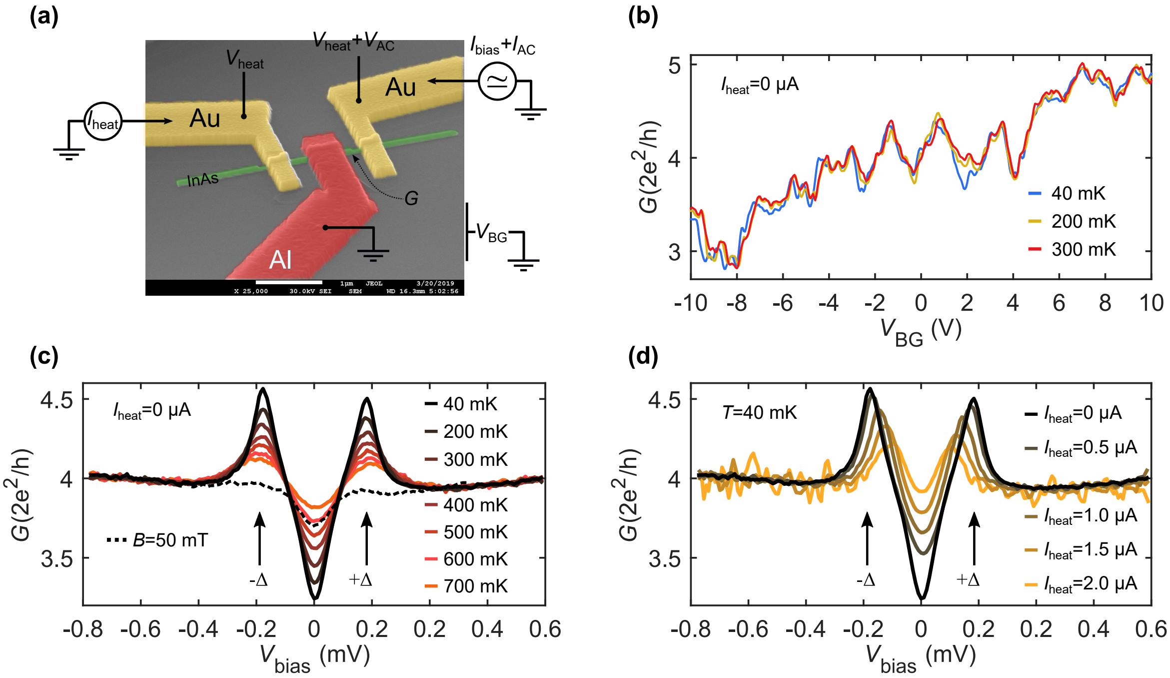

Рис. 24: **Детектирование нелокального нагрева с помощью вторичной термометрии.** (a) SEM снимок образца и схема измерений дифференциального сопротивления. (b) Зависимость мезоскопических флуктуаций кондактанса от равновесной температуры ванны. (c) Спектральный кондактанс правого отрезка нанопровода при разных равновесных температурах ванны (сплошные линии) и в большом (50 mT $> B_c$) магнитном поле (пунктир). (d) Спектральный кондактанс правого отрезка нанопровода при разных греющих токах через левый отрезок и $T = 40$ mK.

В качестве термометра использовалась зависимость амплитуды воспроизводимых флуктуаций кондактанса от равновесной температуры.

Схема измерений представлена на Рис. 24 a. Дифференциальное сопротивление участка нанопровода между правым золотым и центральным алюминиевым контактом измерялось синхронным усилителем по квази – 4х – точечной схеме. Постоянный греющий ток I_{heat} задавался через левый нормальный терминал.

На Рис. 24 b представлена зависимость кондактанса в линейном отклике от затворного напряжения. Можно заметить, что в зависимости от V_{BG}, кондактанс G при возрастающей температуре может падать, расти либо оставаться без изменений. Одна из задач в таком случае состоит в выборе затвора, при котором это изменение максимально, как ,например, в окрестности точки $V_{\text{BG}} = 2$ V.

Нагреть правую секцию нанопровода, как мы уже знаем из шумовых измерений, можно двумя способами: i) увеличив температуру ванны T или ii) пропустив ток I_{heat} через соседний кусок. На Рис. 24 c и d приведены данные эволюции спектрального кондактанса при первом и втором способе нагрева соответственно. С увеличением равновесной температуры ванны T, локальные максимумы в районе щели размываются и уменьшаются, как и провал в нуле тянущего напряжения. Он не исчезает даже в большом магнитном поле ($50\ \mathrm{mT} > B_c$) и связан с когерентными эффектами на беспорядке (UCF). Разная глубина провала в нуле поля и в $50\ \mathrm{mT}$ объясняется увеличением поправки слабой локализации (дисперсия UCF) [36] в N – S случае по сравнению с N – N. При постоянной $T = 40\ \mathrm{mK}$, но разных I_{heat} на Рис. 24 d, симметричные особенности в G также уменьшаются, но при этом заметно меняют своё положение при больших токах ($1\ \mu\mathrm{A} \to 4\ \mathrm{mV}$).

Несмотря на то, что с точки зрения спектрального кондактанса на Рис. 24 c и d , повышение равновесной температуры не эквивалентно неравновесному нагреву через соседний кусок провода, мы всё равно можем использовать такой метод термометрии в линейном отклике ($V_{\mathrm{bias}} = 0\ \mathrm{mV}$).

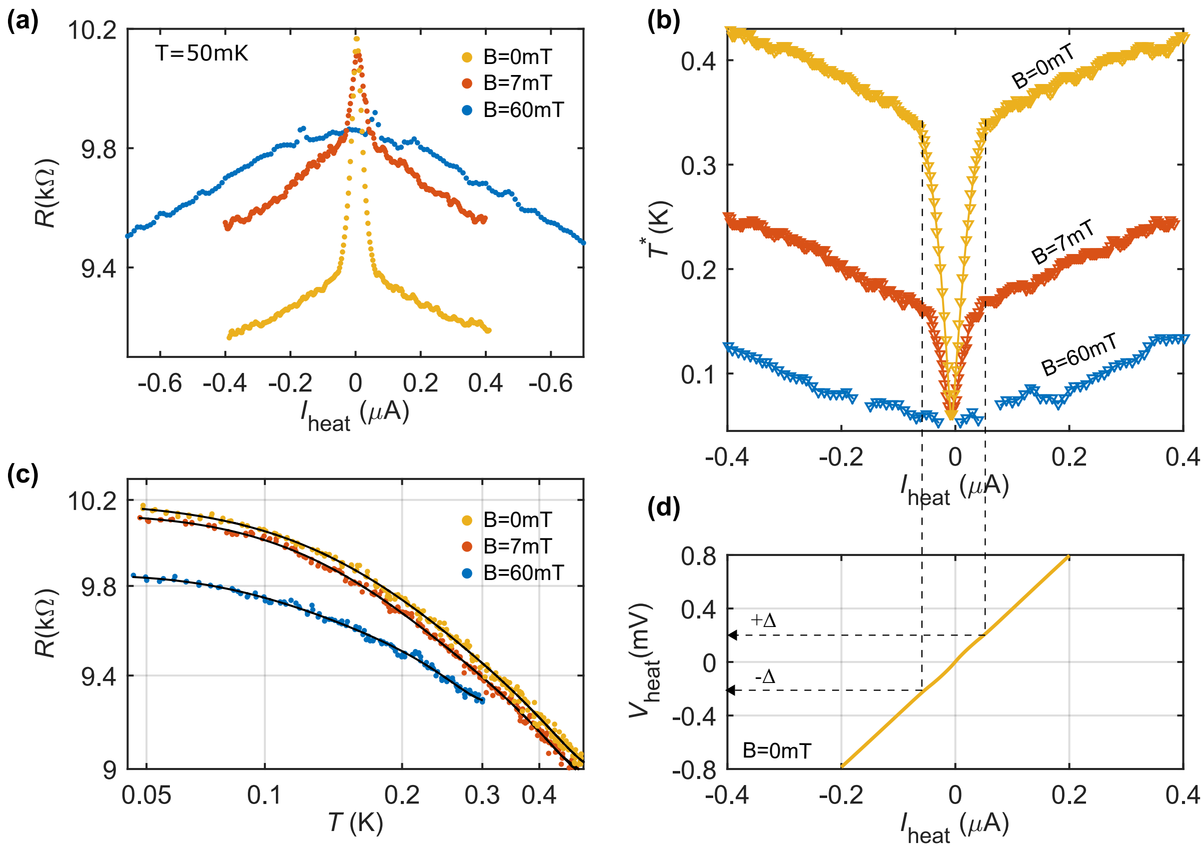

Рис. 25: **Вторичная термометрия.** (a) Зависимость дифференциального сопротивления нанопровода от греющего тока через соседний кусок в разных магнитных полях. (b) Эффективная температура нанопровода как функция греющего тока через соседний отрезок при разных магнитных полях. (c) Зависимость дифференциального сопротивления нанопровода от равновесной температуры ванны в разных магнитных полях. (d) Вольт – амперная характеристика греющего отрезка нанопровода.

На Рис. 25 а представлены зависимости дифференциальные сопротивления нанопровода в линейном отклике между правым и центральным терминалом при разных магнитных полях. То же самое сопротивление, но при $I_{\mathrm{heat}} = 0$, как функция температуры ванны приведена на Рис. 25 с. Соотнеся эти две зависимости, мы можем получить кривые эффективной температуры T^* нанопровода как функцию I_{heat}. Они качественно и количественно повторяют данные измерения шумовой температуры на Рис. 18: крутая линейная зависимость резко меняет наклон ~ 10 раз в районе щели алюминия. При повышении магнитного поля, наклон внутри Δ уменьшается и, при $60\ \mathrm{mT} > B_c \approx\ 20\ \mathrm{mT}$ остаётся только слабый надщелевой нагрев, который связан с конечным сопротивлением интерфейса r.

9 Выводы

Одной из самых громких тем в физике конденсированного состояния за последние 10 лет была реализация наведённой топологической сверхпроводимости в InAs/InSb нанопроволоках. Несмотря на то, что квантование теплового кондактанса является прямым доказательством наличия топологического перехода даже в присутствии сильного беспорядка, на данный момент не существует опубликованных экспериментальных статей по измерению G_{Th} в таких структурах.

В данной работе исследовались неравновесные эффекты в трёхтерминальных гибридных структурах InAs нанопровод – сверхпроводник Al – нормальный металл Au. По данным измерения локального и нелокального электронного шума получилось сделать вывод о конечном тепловом кондактансе ($G_{\mathrm{Th}} \sim 2e^2/h$) отрезка нанопровода покрытого сверхпроводником. Была разработана аналитическая квазиклассическая модель, позволяющая подогнать экспериментальные данные с минимальным количеством свободных параметров и получить зависимость G_{Th} от напряжения на заднем затворе. Схожие качественно и количественно результаты были получены с помощью разных методик: первичная (шумовая) и вторичная (универсальные флуктуации кондактанса) термометрия; на образцах разных серий, геометрий и циклов охлаждения.

10 Благодарности

Автор выражает огромную благодарность своему научному руководителю Храпаю В. С. за постановку интереснейших научных задач и всестороннюю поддержку в ходе исследований; Тихонову Е. С. за справедливую критику и неоценимую помощь в этических и научных вопросах; Петруше С. В. за поддержку в освоении технической стороны эксперимента; Бубису А. В. за изготовление образцов; Шовкуну Д. В. и Нагаеву К. Э за помощь в интерпретации результатов; Батову И. Е за полезные обсуждения и согласие выступить рецензентом данной работы.

Список литературы

[1] Xiao-Liang Qi and Shou-Cheng Zhang. Topological insulators and superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 83:1057–1110, Oct 2011.

[2] M. Z. Hasan and C. L. Kane. Colloquium: Topological insulators. *Rev. Mod. Phys.*, 82:3045–3067, Nov 2010.

[3] Jason Alicea, Yuval Oreg, Gil Refael, Felix von Oppen, and Matthew P. A. Fisher. Non-abelian statistics and topological quantum information processing in 1d wire networks. *Nature Physics*, 7:412 EP –, Feb 2011. Article.

[4] Jason Alicea. New directions in the pursuit of majorana fermions in solid state systems. *Reports on Progress in Physics*, 75(7):076501, jun 2012.

[5] Roman M. Lutchyn, Jay D. Sau, and S. Das Sarma. Majorana fermions and a topological phase transition in semiconductor-superconductor heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 105:077001, Aug 2010.

[6] Yuval Oreg, Gil Refael, and Felix von Oppen. Helical liquids and majorana bound states in quantum wires. *Phys. Rev. Lett.*, 105:177002, Oct 2010.

[7] A Yu Kitaev. Unpaired majorana fermions in quantum wires. *Physics-Uspekhi*, 44(10S):131–136, oct 2001.

[8] G.E. Volovik. On edge states in superconductors with time inversion symmetry breaking. *Jetp Lett*, 66:522, 1997.

[9] N. Read and Dmitry Green. Paired states of fermions in two dimensions with breaking of parity and time-reversal symmetries and the fractional quantum hall effect. *Phys. Rev. B*, 61:10267–10297, Apr 2000.

[10] R. M. Lutchyn, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, P. Krogstrup, C. M. Marcus, and Y. Oreg. Majorana zero modes in superconductor-semiconductor heterostructures. *Nature Reviews Materials*, 3(5):52–68, 2018.

[11] K. T. Law, Patrick A. Lee, and T. K. Ng. Majorana fermion induced resonant andreev reflection. *Phys. Rev. Lett.*, 103:237001, Dec 2009.

[12] A. R. Akhmerov, J. P. Dahlhaus, F. Hassler, M. Wimmer, and C. W. J. Beenakker. Quantized conductance at the majorana phase transition in a disordered superconducting wire. *Phys. Rev. Lett.*, 106:057001, Jan 2011.

[13] Chun-Xiao Liu, Jay D. Sau, and S. Das Sarma. Distinguishing topological majorana bound states from trivial andreev bound states: Proposed tests through differential tunneling conductance spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 97:214502, Jun 2018.

[14] Karsten Flensberg. Tunneling characteristics of a chain of majorana bound states. *Phys. Rev. B*, 82:180516, Nov 2010.

[15] E. S. Tikhonov, D. V. Shovkun, D. Ercolani, F. Rossella, M. Rocci, L. Sorba, S. Roddaro, and V. S. Khrapai. Local noise in a diffusive conductor. *Scientific Reports*, 6:30621 EP –, Jul 2016. Article.

[16] P. Krogstrup, N. L. B. Ziino, W. Chang, S. M. Albrecht, M. H. Madsen, E. Johnson, J. Nygård, C. ?. M. Marcus, and T. S. Jespersen. Epitaxy of semiconductor-superconductor nanowires. *Nature Materials*, 14:400 EP –, Jan 2015. Article.

[17] Maximilian Speckbacher, Julian Treu, Thomas J. Whittles, Wojciech M. Linhart, Xiaomo Xu, Kai Saller, Vinod R. Dhanak, Gerhard Abstreiter, Jonathan J. Finley, Tim D. Veal, and Gregor Koblmüller. Direct measurements of fermi level pinning at the surface of intrinsically n-type ingaas nanowires. *Nano Letters*, 16(8):5135–5142, Aug 2016.

[18] Ya.M. Blanter and M. Büttiker. Shot noise in mesoscopic conductors. *Physics Reports*, 336(1):1 – 166, 2000.

[19] K.E. Nagaev. On the shot noise in dirty metal contacts. *Physics Letters A*, 169(1):103 – 107, 1992.

[20] C. W. J. Beenakker and M. Büttiker. Suppression of shot noise in metallic diffusive conductors. *Phys. Rev. B*, 46:1889–1892, Jul 1992.

[21] Andrew H. Steinbach, John M. Martinis, and Michel H. Devoret. Observation of hot-electron shot noise in a metallic resistor. *Phys. Rev. Lett.*, 76:3806–3809, May 1996.

[22] M. Henny, S. Oberholzer, C. Strunk, and C. Schönenberger. 1/3-shot-noise suppression in diffusive nanowires. *Phys. Rev. B*, 59:2871–2880, Jan 1999.

[23] Tero T. Heikkilä. The physics of nanoelectronics. 2013.

[24] Francesco Giazotto, Tero T. Heikkilä, Arttu Luukanen, Alexander M. Savin, and Jukka P. Pekola. Opportunities for mesoscopics in thermometry and refrigeration: Physics and applications. *Rev. Mod. Phys.*, 78:217–274, Mar 2006.

[25] K. E. Nagaev. Influence of electron-electron scattering on shot noise in diffusive contacts. *Phys. Rev. B*, 52:4740–4743, Aug 1995.

[26] A.A Abrikosov. *Fundamentals of the theory of metals*. North-Holland, 1988.

[27] A. F. Andreev. Thermal conductivity of the intermediate state of superconductors. *JETP Letters*, 46:1823–1828, 1964.

[28] C. W. J. Beenakker. Colloquium: Andreev reflection and klein tunneling in graphene. *Rev. Mod. Phys.*, 80:1337–1354, Oct 2008.

[29] K. E. Nagaev and M. Büttiker. Semiclassical theory of shot noise in disordered superconductor–normal-metal contacts. *Phys. Rev. B*, 63:081301, Feb 2001.

[30] C. W. J. Beenakker. Why does a metal—superconductor junction have a resistance? *Quantum Mesoscopic Phenomena and Mesoscopic Devices in Microelectronics*, page 51–60, 2000.

[31] J. C. J. Paasschens, M. J. M. de Jong, P. W. Brouwer, and C. W. J. Beenakker. Reflection of light from a disordered medium backed by a phase-conjugating mirror. *Phys. Rev. A*, 56:4216–4228, Nov 1997.

[32] C. W. J. Beenakker. Random-matrix theory of quantum transport. *Rev. Mod. Phys.*, 69:731–808, Jul 1997.

[33] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion. *Phys. Rev. B*, 25:4515–4532, Apr 1982.

[34] Önder Gül, Hao Zhang, Jouri D. S. Bommer, Michiel W. A. de Moor, Diana Car, Sébastien R. Plissard, Erik P. A. M. Bakkers, Attila Geresdi, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, and Leo P. Kouwenhoven. Ballistic majorana nanowire devices. *Nature Nanotechnology*, 13(3):192–197, 2018.

[35] M. Kjaergaard, F. Nichele, H. J. Suominen, M. P. Nowak, M. Wimmer, A. R. Akhmerov, J. A. Folk, K. Flensberg, J. Shabani, C. J. Palmstrøm, and C. M. Marcus. Quantized conductance doubling and hard gap in a two-dimensional semiconductor-superconductor heterostructure. *Nature Communications*, 7:12841 EP –, Sep 2016. Article.

[36] C. W. J. Beenakker. Quantum transport in semiconductor-superconductor microjunctions. *Phys. Rev. B*, 46:12841–12844, Nov 1992.

[37] X. Jehl, M. Sanquer, R. Calemczuk, and D. Mailly. Detection of doubled shot noise in short normal-metal/ superconductor junctions. *Nature*, 405(6782):50–53, 2000.

[38] S. G. Lachenmann, I. Friedrich, A. Förster, D. Uhlisch, and A. A. Golubov. Charge transport in superconductor/semiconductor/normal-conductor step junctions. *Phys. Rev. B*, 56:14108–14115, Dec 1997.

[39] A. A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober. Observation of photon-assisted noise in a diffusive normal metal–superconductor junction. *Phys. Rev. Lett.*, 84:3398–3401, Apr 2000.

[40] A V Bubis, A O Denisov, S U Piatrusha, I E Batov, V S Khrapai, J Becker, J Treu, D Ruhstorfer, and G Koblmüller. Proximity effect and interface transparency in al/InAs-nanowire/al diffusive junctions. *Semiconductor Science and Technology*, 32(9):094007, aug 2017.

[41] O.N. Dorokhov. On the coexistence of localized and extended electronic states in the metallic phase. *Solid State Communications*, 51(6):381 – 384, 1984.

[42] Charlat P. Gandit P. et al. Courtois, H. The spectral conductance of a proximity superconductor and the reentrance effect. *Journal of Low Temperature Physics.*, 116, Dec 1999.

[43] P. Charlat, H. Courtois, Ph. Gandit, D. Mailly, A. F. Volkov, and B. Pannetier. Reentrance of the metallic conductance in a mesoscopic proximity superconductor. *Phys. Rev. Lett.*, 77:4950–4953, Dec 1996.

[44] Anindya Das, Yuval Ronen, Moty Heiblum, Diana Mahalu, Andrey V. Kretinin, and Hadas Shtrikman. High-efficiency cooper pair splitting demonstrated by two-particle conductance resonance and positive noise cross-correlation. *Nature Communications*, 3:1165 EP –, Nov 2012. Article.

[45] M. J. M. de Jong and C. W. J. Beenakker. Doubled shot noise in disordered normal-metal–superconductor junctions. *Phys. Rev. B*, 49:16070–16073, Jun 1994.

[46] B.-R. Choi, A. E. Hansen, T. Kontos, C. Hoffmann, S. Oberholzer, W. Belzig, C. Schönenberger, T. Akazaki, and H. Takayanagi. Shot-noise and conductance measurements of transparent superconductor/two-dimensional electron gas junctions. *Phys. Rev. B*, 72:024501, Jul 2005.

[47] F. Lefloch, C. Hoffmann, M. Sanquer, and D. Quirion. Doubled full shot noise in quantum coherent superconductor-semiconductor junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 90:067002, Feb 2003.

[48] B. L. Al'Tshuler. Fluctuations in the extrinsic conductivity of disordered conductors. *ZhETF Pisma Redaktsiiu*, 41:530, June 1985.

[49] P. A. Lee and A. Douglas Stone. Universal conductance fluctuations in metals. *Phys. Rev. Lett.*, 55:1622–1625, Oct 1985.

[50] A Vuik, D Eeltink, A R Akhmerov, and M Wimmer. Effects of the electrostatic environment on the majorana nanowire devices. *New Journal of Physics*, 18(3):033013, mar 2016.

[51] Benjamin D. Woods, Tudor D. Stanescu, and Sankar Das Sarma. Effective theory approach to the schrödinger-poisson problem in semiconductor majorana devices. *Phys. Rev. B*, 98:035428, Jul 2018.

[52] Andrey E. Antipov, Arno Bargerbos, Georg W. Winkler, Bela Bauer, Enrico Rossi, and Roman M. Lutchyn. Effects of gate-induced electric fields on semiconductor majorana nanowires. *Phys. Rev. X*, 8:031041, Aug 2018.

[53] Michiel W A de Moor, Jouri D S Bommer, Di Xu, Georg W Winkler, Andrey E Antipov, Arno Bargerbos, Guanzhong Wang, Nick van Loo, Roy L M Op het Veld, Sasa Gazibegovic, Diana Car, John A Logan, Mihir Pendharkar, Joon Sue Lee, Erik P A M Bakkers, Chris J Palmstrøm, Roman M Lutchyn, Leo P Kouwenhoven, and Hao Zhang. Electric field tunable superconductor-semiconductor coupling in majorana nanowires. *New Journal of Physics*, 20(10):103049, oct 2018.

[54] M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk. Subharmonic energy-gap structure in superconducting constrictions. *Phys. Rev. B*, 27:6739–6746, Jun 1983.

[55] T. Hoss, C. Strunk, T. Nussbaumer, R. Huber, U. Staufer, and C. Schönenberger. Multiple andreev reflection and giant excess noise in diffusive superconductor/normal-metal/superconductor junctions. *Phys. Rev. B*, 62:4079–4085, Aug 2000.

[56] K. E. Nagaev. Frequency-dependent shot noise in long disordered superconductor–normal-metal–superconductor contacts. *Phys. Rev. Lett.*, 86:3112–3115, Apr 2001.

[57] F. Pierre, A. Anthore, H. Pothier, C. Urbina, and D. Esteve. Multiple andreev reflections revealed by the energy distribution of quasiparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 86:1078–1081, Feb 2001.