

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра проблем теоретической физики

Направление подготовки / специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАУСС-НЕЙРОНА

(магистерская диссертация)

Студент:

Разорёнов Фёдор Алексеевич

(подпись студента)

Научный руководитель:

Большин Виталий Валериевич,
канд. физ.-мат. наук

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2024

Аннотация

Экспериментальное и теоретическое исследование
гаусс-нейрона

Разорёнов Фёдор Алексеевич

Предметом изучения настоящей работы является передаточная функция сверхпроводящего гаусс-нейрона, представляющего собой двухконтактный джозефсоновский интерферометр, шунтированный дополнительной индуктивностью. На основе теории стационарного состояния джозефсоновских интерферометров проанализировано изменение формы передаточной функции при нарушении условия симметричности гаусс-нейрона в ходе изготовления практического образца.

Рассмотрены случаи разбаланса критических токов джозефсоновских контактов, несимметричное индуктивное шунтирование приёмных плеч и несимметричная подача входного сигнала в частичные контура нейрона. Представлены результаты экспериментального измерения передаточной функции гаусс-нейронов, изготовленных в виде многослойной тонкопленочной структуры над толстым сверхпроводящим экраном. Анализ при помощи развитых подходов выявил наличие слабой джозефсоновской асимметрии, а также асимметричное задание входного сигнала в приёмные контуры в силу паразитной связи задающего и считывающего элементов схемы через сверхпроводящий экран.

Благодарности

Выражаю свою искреннюю благодарность всем людям, причастным к настоящей работе, в особенности моему научному руководителю, Виталию Валериевичу Больгинову, Никите Шуравину, Александру Ионину и Тарасовой Ирине за неоценимую помощь на всех этапах работы, а также всему коллективу лаборатории сверхпроводимости и ИФТТ за предоставление возможности проводить это исследование.

Также хочу выразить благодарность лаборатории сверхпроводниковых устройств для приёма и обработки информации института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (УНУ «Криоинтеграл» No 352529) за изготовление сверхпроводящих гаусс-нейронов второго поколения.

СОДЕРЖАНИЕ

Содержание	4
Введение	5
1 Литературный обзор	7
1.1 Общие сведения из теории сверхпроводимости	7
1.2 Сверхпроводящие интерферометры	13
1.3 Сверхпроводящие нейроны	17
2 Изготовление образцов и методика проведения эксперимента	23
2.1 Изготовление образца	23
2.2 Метод измерения передаточной функции	26
2.3 Техника криогенного эксперимента	28
3 Модели несимметричного нейрона	31
3.1 Симметричный гаусс-нейрон	31
3.2 Джозефсоновская асимметрия	34
3.3 Геометрическая асимметрия	37
3.4 Асимметрия входного сигнала	40
4 Анализ экспериментальной передаточной функции	43
4.1 Устройство образцов	43
4.2 Нейрон первого поколения	45
4.3 Нейрон второго поколения	50
5 Заключение	55
Список использованных источников	56

ВВЕДЕНИЕ

Технологии и алгоритмы нейроморфных вычислений в последнее время выходят на передний край науки (см., например, [1–13]). Нейроморфные вычисления – вычисления, основанные на принципе работы человеческого мозга, – применяются в задачах широкого спектра различных наук, связанных с оперативной обработкой больших объёмов неоднородных данных [14–22]. При этом традиционные полупроводниковые устройства испытывают трудности с большими рабочими напряжениями, связанные с проблемами отвода тепла и существенного энерговыделения (см. [23, 24]). Всё это накладывает ограничение на количество нейронов и синапсов, которого можно добиться использованием полупроводниковых технологий в современных нейроморфных процессорах [24]. Ещё одним ограничением является характерный размер базовых элементов процессора, закон масштабирования которых подчиняется эмпирическому закону Мура [25, 26] и который подходит к своей физически возможной границе. Преодолеть эту границу привычными средствами, согласно [27–30], не представляется возможным. В связи с этим ведутся активные исследования потенциально более производительной и эффективной пост-кремниевой элементной базы.

Перспективным направлением развития нейронных сетей является переход к сверхпроводниковым технологиям, обладающим преимуществами высокой энергоэффективности и быстродействия. Практические устройства цифровой сверхпроводящей электроники разрабатываются на основе концепции быстрой одноквантовой логики (БОК или RSFQ, Rapid Single Flux Quantum), предложенной К.К. Лихаревым в 1987 году [31]. В рамках этой концепции носителем информации являются пикосекундные импульсы напряжения частотой в десятки ГГц. Энергоэффективная RSFQ (ERSFQ) [32–36], развившаяся впоследствии, отличается отсутствием необходимости питания логических элементов, которые не потребляют энергию в статическом режиме. Сверхпроводниковые процессоры [37, 38] были реализованы с использованием логических устройств на базе ERSFQ-логики [39–42]. Разрабатываются RSFQ-элементы, эмулирующие естественное поведение биологических нейронов в различных ситуациях [43–46].

Начиная с 2013 года разрабатывается семейство адиабатических логических элементов [47–49], в которых энерговыделение может быть уменьшено вплоть до фундаментального предела $kT \ln 2$ в пределе бесконечной длительности логической операции [50] (см. также [51, 52]). Экспериментально было показано, что схемы на основе адиабатического квантового параметрона, предложенного Э. Гото в 1991 [53], более чем на 7 порядков превосходят свои полупроводниковые аналоги по уровню энергоэффективности, схожие оценки приводятся в теоретических работах [47, 49, 51, 52, 54]. В цикле работ [55–64] было предложено несколько вариантов адиабатических базовых ячеек для создания сверхпроводниковых ANN. Разработанные ячейки представляют

собой сверхпроводящие интерферометры, способные принимать и выдавать управляющий сигнал в виде магнитного потока, а также обладающие специальным видом передаточной функции. Например, на основе сверхпроводящего интерферометра, часть контура которого шунтирована дополнительной индуктивностью, может быть построена ячейка, реализующая сигмоидальную¹ передаточную функцию [55]. Такая ячейка (сигма-нейрон) необходима для создания сверхпроводящего перцептрона, который является наиболее распространенным и разработанным типом нейронных сетей [65]. Для другого типа нейронных сетей (так называемых сетей радиальных базисных функций, RBF, см., например, [66]) передаточная функция нейрона должна быть близка к производной некоторой сигмоидальной зависимости. Таким свойством обладает, например, функция распределения Гаусса $\exp(-(x - x_c)^2/2\sigma^2)$, являющаяся производной функции ошибок. RBF-сети в настоящий момент изучены хуже, чем доминирующий MLP (multilayered perceptron, многослойный перцептрон), и представляют собой перспективную область машинного обучения в качестве т.н. сетей Колмогорова-Арнольда (см., например, [67–69]).

Гауссова передаточная функция может быть реализована для двухконтактного интерферометра, шунтированного дополнительной индуктивностью (см. рис. 1.9), который далее будет называться гаусс-нейрон [55, 56, 60, 61, 63]. Целью данной работы является экспериментальное изучение передаточных функций сверхпроводящего гаусс-нейрона и анализ трансформации её формы при отклонениях от идеальности, возникающих при практической реализации гаусс-нейрона.

¹Сигмоидальной будем называть любую гладкую монотонную функцию, напоминающую по форме сигмоиду $1/(1 + e^{-x})$.

1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

В этой главе приводятся сведения, необходимые для понимания основной части работы и для полноты изложения. Разделы, не посвящённые непосредственно нейронам, следуют в основном [70].

1.1 Общие сведения из теории сверхпроводимости

1.1.1 Линейная электродинамика сверхпроводников

Поведение сверхпроводника в магнитном поле может быть описано, согласно теории Лондонов [71], т.н. двухжидкостной моделью, заключающейся в разделении электронов сверхпроводника на две группы: сверхпроводящие (плотностью n_s) и нормальные (плотностью n_n),

$$n = n_s + n_n.$$

Первое уравнение Лондонов представляет собой второй закон Ньютона для сверхпроводящих электронов в электрическом поле

$$\mathbf{E} = \frac{m}{n_s e^2} \frac{d}{dt} \mathbf{j}_s \equiv \frac{d}{dt} (\Lambda \mathbf{j}_s). \quad (1.1)$$

Здесь $\mathbf{E}$ – внешнее электрическое поле, $\mathbf{j}_s = en_s \mathbf{v}_s$ – плотность сверхпроводящего тока электронов, движущихся со скоростью $\mathbf{v}_s$, e , m – заряд и масса электрона.

Второе уравнение Лондонов связывает плотность сверхтока с магнитным полем, проникающим на некоторую глубину в сверхпроводник, и представляет собой решение вариационной задачи по нахождению минимума свободной энергии сверхпроводника. Плотность кинетической энергии сверхпроводящего тока есть

$$W = n_s \frac{mv_s^2}{2} = \frac{mj_s^2}{2n_s e^2} = \frac{\lambda^2}{8\pi} (\text{rot } \mathbf{H})^2. \quad (1.2)$$

Здесь мы использовали уравнение Максвелла (в СГС)

$$\text{rot } \mathbf{H} = 4\pi \mathbf{j}_s / c \quad (1.3)$$

и ввели обозначение

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}. \quad (1.4)$$

Полная свободная энергия сверхпроводника с учётом его свободной энергии без магнитного поля F_0 и плотности магнитной энергии $H^2/8\pi$, таким образом, есть следующий

интеграл по объёму сверхпроводника:

$$F = F_0 + \frac{1}{8\pi} \int (\mathbf{H}^2 + \lambda^2 (\text{rot } \mathbf{H})^2) dV. \quad (1.5)$$

Решая вариационную задачу для $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, находим

$$\begin{aligned} \delta F &= \frac{1}{4\pi} \int (\mathbf{H} \delta \mathbf{H} + \lambda^2 \text{rot } \mathbf{H} \text{rot } \delta \mathbf{H}) dV = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int (\mathbf{H} + \lambda^2 \text{rot rot } \mathbf{H}) \delta \mathbf{H} dV - \int \text{div} [\text{rot } \mathbf{H} \times \delta \mathbf{H}] = 0. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Поле на границе сверхпроводника не варьируется, $\delta \mathbf{H} = 0$, поскольку равно внешнему полю, поэтому второй интеграл по теореме Стокса сводится к нулю, а первый позволяет написать второе уравнение Лондонов,

$$\mathbf{H} + \lambda^2 \text{rot rot } \mathbf{H} = 0, \quad (1.7)$$

или, в т.н. лондоновской калибровке ($\mathbf{n}$ – вектор нормали к поверхности сверхпроводника),

$$\text{div } \mathbf{A} = 0, \quad \mathbf{A} \mathbf{n} = 0, \quad (1.8)$$

$$\mathbf{j}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda^2} \mathbf{A} = -\frac{1}{c\lambda} \mathbf{A}. \quad (1.9)$$

В одномерной задаче с граничным условием $H(\infty) = 0$ (эффект Мейсснера) уравнение (1.7) имеет решение

$$H = H_0 e^{-x/\lambda},$$

то есть λ – характерная длина затухания магнитного поля (и компенсирующего его сверхтока), т.н. лондоновская глубина проникновения.

Уравнения Лондонов нас интересуют применительно к нахождению распределения тока и поля для плёнки над толстым сверхпроводящим экраном, что можно проделать методом изображений. Действительно, магнитное поле вне сверхпроводника безвихревое и всегда касательно к поверхности сверхпроводящего экрана, что будет автоматически выполнено, если вне сверхпроводящего экрана рассчитывать поле как поле сверхпроводящей плёнки с током и её зеркального отражения относительно границы экрана. Пусть над экраном на расстоянии b расположена широкая плёнка толщи-

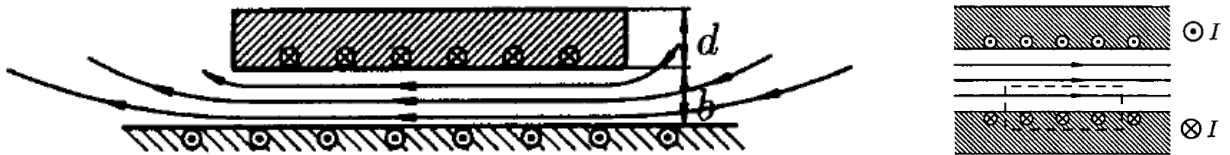


Рис. 1.1 — Магнитное поле тонкой плёнки над толстым сверхпроводящим экраном (слева) и контур для его расчёта по методу изображений (справа).

ной $d > \lambda$ (см. рис. 1.1). Действие экрана может быть описано плёнкой-изображением,

расположенной на расстоянии $2b$ от исходной плёнки и пропускающей ток в противоположном направлении. Полное поле будет являться суперпозицией полей от двух плёнок, которые, за исключением краевых эффектов, считаются тривиальным образом с помощью уравнения Максвелла (1.3) в интегральной форме (контур интегрирования приведён на рис. 1.1). Пластина с током создаёт с разных сторон от себя магнитное поле $\pm 2\pi i/c$, таким образом, две параллельные пластины, пропускающие ток в противоположные стороны, создают однородное магнитное поле

$$H = \frac{4\pi}{c}i \quad (1.10)$$

между собой и компенсируют поле друг друга в остальном пространстве. Здесь i – линейная плотность тока. Такое же поведение демонстрирует плёнка над толстым сверхпроводящим экраном. Этот эффект локализации магнитного поля между используется в сверхпроводящей электронике для передачи сигнала в виде магнитного потока, как будет показано в Разделе 2.1.

Наконец, для проектирования тонкоплёночных структур надо уметь рассчитывать индуктивности образующих их элементов. Принято разделять геометрическую (или магнитную) и кинетическую индуктивности. По определению геометрическая индуктивность есть связь создаваемого участком цепи магнитного поля с протекающим по нему током:

$$F_M = \frac{1}{8\pi} \int H^2 dV = \frac{1}{2c^2} L^M I^2, \quad (1.11)$$

где интеграл берётся по всему пространству. Кинетическая индуктивность определяется через связь кинетической энергии электронов с величиной сверхтока, создаваемого ими:

$$F_K = \frac{m}{2} \int n_s v^2 dV = \frac{1}{2c^2} L^K I^2. \quad (1.12)$$

Таким образом,

$$L^M = \frac{c^2}{4\pi I^2} \int H^2 dV, \quad L^K = \frac{c^2 \Lambda}{I^2} \int j_s^2 dV. \quad (1.13)$$

Для проводящей равномерно распределённый ток тонкой плёнки толщиной $d \ll \lambda$, создающей поле (1.10) в зазоре толщиной b (проникающее на глубину λ в экран), геометрическую индуктивность на квадрат¹ можно оценить, выделив в плёнке квадрат размером $a \times a$. Для геометрической индуктивности это даёт оценку

$$L_{\square}^M = \frac{c^2}{4\pi (wi)^2} \int (4\pi i/c)^2 dV \approx \frac{c^2}{4\pi (wi)^2} (4\pi i/c)^2 w^2 (b + \lambda) = 4\pi (b + \lambda), \quad (1.14)$$

а для кинетической

$$L_{\square}^K = \frac{c^2 \Lambda}{(wdj_s)^2} \int j_s^2 dV \approx \frac{c^2 \Lambda}{(wdj_s)^2} j_s^2 w^2 d = \frac{4\pi \lambda^2}{d}. \quad (1.15)$$

¹Индуктивность плоского квадрата не зависит от его размеров.

В последнем переходе использовано, что $\Lambda = 4\pi\lambda^2/c^2$. Отношение кинетической индуктивности квадрата к геометрической равно

$$\frac{L_{\square}^K}{L_{\square}^M} = \frac{\lambda^2}{d(b + \lambda)} \quad (1.16)$$

и может быть очень большим для очень тонких плёнок. Для ниобиевых плёнок в геометрии образца (см. Раздел 2.1) это значение по порядку величины равно 0.1, то есть доминирует геометрическая индуктивность.

1.1.2 Теория сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау

Для описания квантовых эффектов сверхпроводимости используется теория Гинзбурга–Ландау [72], в которой некоторая эффективная волновая функция сверхпроводящих электронов $\Psi(\mathbf{r})$ рассматривается как параметр порядка, обращающийся в ноль при $T > T_c$ и отвечающий за фазовый переход II рода между нормальным и сверхпроводящим состоянием. Математически теория ГЛ представляет собой разложение свободной энергии по степеням параметра порядка, то есть теорию фазовых переходов Ландау [73]. Удобно выбрать нормировку волновой функции

$$|\Psi(\mathbf{r})|^2 = n_s(\mathbf{r})/2, \quad (1.17)$$

в которой квадрат её абсолютного значения равен плотности куперовских пар.

Разложение плотности свободной энергии Гиббса по степеням Ψ вблизи T_c для сверхпроводника в магнитном поле есть

$$G = G_n + \int dV \left[\alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{4m} \left| -i\hbar \nabla \Psi - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \Psi \right|^2 + \frac{(\text{rot } \mathbf{A})^2}{8\pi} - \frac{\mathbf{H}_0 \text{rot } \mathbf{A}}{4\pi} \right], \quad (1.18)$$

где G_n – энергия в нормальном состоянии, $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$ и $\mathbf{H}_0$ – поле в сверхпроводнике и внешнее поле, соответственно, α и β – некоторые феноменологические коэффициенты разложения. Калибровочно-инвариантный оператор импульса в четвёртом слагаемом содержит удвоенный заряд электрона (заряд куперовской пары), и входит с коэффициентом $1/4m$, то есть с удвоенной массой электрона (массой куперовской пары). Интегрирование производится по объёму сверхпроводника. Минимализация этого функционала

приводит к уравнениям Гинзбурга–Ландау. По $\Psi^*(\mathbf{r})$:

$$\begin{aligned}\delta_{\Psi^*}G &= \int dV \left[\alpha \Psi \delta \Psi^* + \beta \Psi |\Psi|^2 \delta \Psi^* + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4m} \left(i\hbar \nabla \delta \Psi^* - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \delta \Psi^* \right) \left(-i\hbar \nabla \Psi - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \Psi \right) \right] = \\ &= \int dV \left[\alpha \Psi + \beta \Psi |\Psi|^2 + \frac{1}{4m} \left(-i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi \right] \delta \Psi^* + \\ &\quad + \oint dS \left[-\hbar \nabla \Psi - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \Psi \right] \delta \Psi^* = 0.\end{aligned}\quad (1.19)$$

Это выражение получено стандартным образом с выделением полной производной и использованием теоремы Стокса. Поскольку вариация $\delta \Psi^*(\mathbf{r})$ не полагается равной нулю на границе сверхпроводника, подынтегральное выражение во втором интеграле также обращается в ноль (как и первое подынтегральное выражение) и представляет собой граничное условие на первое уравнение теории ГЛ:

$$\alpha \Psi + \beta \Psi |\Psi|^2 + \frac{1}{4m} \left(i\hbar \nabla + \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Psi = 0, \quad (1.20a)$$

$$\left(i\hbar \nabla \Psi + \frac{2e}{c} \mathbf{A} \Psi \right) \mathbf{n} = 0. \quad (1.20b)$$

Вариация по $\Psi(\mathbf{r})$ приводит к комплексно-сопряжённому выражению. Вариация по $\mathbf{A}(\mathbf{r})$:

$$\begin{aligned}\delta_A G &= \int dV \left[-\frac{1}{4m} \frac{2e}{c} \Psi^* \delta \mathbf{A} \left(-i\hbar \nabla \Psi - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \Psi \right) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{4m} \left(i\hbar \nabla \Psi^* - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \Psi^* \right) \frac{2e}{c} \Psi \delta \mathbf{A} + \frac{1}{4\pi} (\text{rot } \mathbf{A} - \mathbf{H}_0) \text{rot } \delta \mathbf{A} \right].\end{aligned}$$

Магнитное поле на границе сверхпроводника задано и равно внешнему полю, поэтому $\delta \mathbf{A}(\mathbf{r}) = 0$ на границе сверхпроводника, и в последнем слагаемом поверхностный член, получающийся из интеграла дивергенции по объёму по теореме Стокса, соответственно обнуляется:

$$\begin{aligned}\int dV (\text{rot } \mathbf{A} - \mathbf{H}_0) \text{rot } \delta \mathbf{A} &= \\ &= \int dV \delta \mathbf{A} \text{rot rot } \mathbf{A} - \int \text{div} [\delta \mathbf{A}, \text{rot } \mathbf{A} - \mathbf{H}_0] = \\ &= \int dV \delta \mathbf{A} \text{rot rot } \mathbf{A}.\end{aligned}$$

Поэтому второе уравнение ГЛ имеет вид

$$\frac{i\hbar e}{2mc} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) + \frac{2e^2}{mc^2} \mathbf{A} |\Psi|^2 + \frac{1}{4\pi} \text{rot rot } \mathbf{A} = 0.$$

С учётом уравнения Максвелла (1.3) получаем

$$\mathbf{j}_s = -\frac{i\hbar e}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\Psi|^2 \mathbf{A}. \quad (1.21)$$

Наконец, обезразмерим волновую функцию,

$$\psi(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r})/\Psi_0, \quad (1.22)$$

причём $\Psi_0 = n_s/2 = |\alpha|/\beta$ [70], и представим её в виде $\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})|e^{i\varphi(\mathbf{r})}$. В таком случае второе уравнение ГЛ (1.21) примет вид

$$4\pi\mathbf{j}_s/c \equiv \text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{|\psi|^2}{\lambda^2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla\varphi - \mathbf{A} \right), \quad (1.23)$$

где $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ – квант магнитного потока. Уравнение (1.23) называют также квантовым обобщением второго уравнения Лондонов (1.7). Это уравнение необходимо для описания слабой сверхпроводимости в следующем разделе.

Сейчас же рассмотрим важное следствие, заключающееся в квантовании магнитного потока в сверхпроводящем кольце. Положим, что кольцо пронизывает некоторое магнитное поле. В толще сверхпроводника поля и тока нет, и интегрирование уравнения (1.23) по контуру вдоль кольца приводит к

$$0 = \frac{\Phi_0}{2\pi} \oint \nabla\varphi d\mathbf{r} - \oint \mathbf{A} d\mathbf{r},$$

где мы положили $|\psi| = 1$. Второе слагаемое есть магнитный поток через кольцо, а интеграл в первом в силу однозначности волновой функции должен быть равен $2\pi m$, $m \in \mathbb{Z}$. Это означает, что

$$\Phi = m\Phi_0, \quad m \in \mathbb{Z}, \quad (1.24)$$

то есть что магнитный поток квантуется.

1.1.3 Слабая сверхпроводимость

Слабой сверхпроводимостью называют эффекты, проявляющиеся при слабом контакте двух массивных сверхпроводников, при котором локально уменьшается критический ток или его плотность. Таким контактом может являться сужение массивного сверхпроводника, тонкая прослойка из несверхпроводящего материала и др. Суть явления слабой сверхпроводимости заключается в интерференции волновых функций двух сверхпроводников и установлении фазовой когерентности между этими сверхпроводниками.

Для нас значение имеет в первую очередь стационарный эффект Джозефсона [74], заключающийся в том, что через слабую связь может течь бездиссипативный ток. Поскольку такой ток будет достаточно слабым, можно пренебречь создаваемым им магнитным полем, и в таком случае его величина будет определяться только градиентом фазы волновой функции, как в (1.23), причём, поскольку слабая связь оказывает лишь незначительное влияние на волновые функции массивных сверхпроводников, градиент фазы на слабом контакте можно практически считать скачком. Ток

через слабую связь I , будучи функцией разности фаз т.н. берегов перехода φ , очевидным образом является периодической нечётной функцией (многозначные ток-фазовые соотношения могут с некоторой оговоркой нарушать это правило). Простейшей ток-фазовой зависимостью является синусоидальная, характерная для туннельных переходов сверхпроводник-диэлектрик-сверхпроводник (SIS),

$$I(\varphi) = I_c \sin \varphi. \quad (1.25)$$

Второй, нестационарный эффект Джозефсона заключается в возникновении осциллирующего во времени напряжения на джозефсоновском контакте при протекании по нему тока, превышающего критический. Это напрямую следует из уравнения Шрёдингера, которое для волновой функции $\psi = \psi_0 e^{i\varphi(t)}$ (ψ_0 – волновая функция стационарного состояния, то есть собственная функция гамильтониана: $\hat{H}\psi_0 = E\psi_0$) имеет вид

$$-\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = E. \quad (1.26)$$

Энергии куперовских пар на берегах перехода отличаются на величину, необходимую для преодоления разности потенциалов на берегах, $E_1 - E_2 = 2eV$. С учётом этого, записывая разность (1.26) для фаз на разных берегах контакта, получаем

$$2eV = \hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (1.27)$$

Полный ток через джозефсоновский контакт при этом равен сумме сверхпроводящего тока и нормального:

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{\hbar}{2eR} \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (1.28)$$

где R – сопротивление в нормальном состоянии. Решая это уравнение, можно получить вольт-амперную характеристику контакта Джозефсона, имеющую вид гиперболы:

$$V(I) = I_c R \sqrt{I^2/I_c^2 - 1}. \quad (1.29)$$

1.2 Сверхпроводящие интерферометры

1.2.1 Двухконтактный СКВИД

Сверхпроводящим интерферометром называется сверхпроводящее кольцо (контур) с одним или несколькими контактами Джозефсона (КД). Свойства такого интерферометра меняются периодически с изменением магнитного потока, пронизывающего контур.

Простейшим таким устройством является двухконтактный СКВИД – сверхпроводящий датчик магнитного потока (магнитометр). Он представляет собой сверхпроводящий контур, содержащий два параллельно подключённых джозефсоновских контакта (см. обозначения на рис. 1.2).

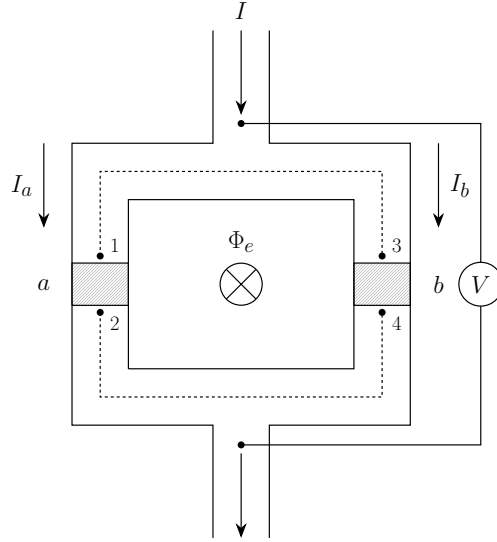


Рис. 1.2 — Схематическое изображение СКВИДа [70]. Отмечены параллельно включённые джозефсоновские контакты a и b , текущие через них токи I_a и I_b , суммарный ток I и внешний магнитный поток, пронизывающий контур СКВИДа, Φ_e .

Максимальный сверхток через СКВИД определяется величиной магнитного потока, заключённого в его кольцо. Чтобы определить вид зависимости, необходимо проинтегрировать уравнение (1.23) по контурам, отмеченным пунктиром на рис. 1.2. Сложение результатов даст (СИ)

$$\varphi_3 - \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_4 = \frac{2e}{\hbar} \left(\int_1^3 \mathbf{A} d\mathbf{r} + \int_4^2 \mathbf{A} d\mathbf{r} \right),$$

где φ_p – фаза волновой функции в точке p . Напоминаем, что сверхток в толще равен нулю. Интеграл можно переписать как интеграл по контуру 1-3-4-2-1, поскольку изменением векторного потенциала на масштабах контакта можно пренебречь (особенностей он не испытывает). В таком случае получаем

$$\varphi_A - \varphi_B = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad (1.30)$$

где $\varphi_{A,B}$ – разности фаз на контактах Джозефсона A и B , соответственно. Это уравнение в дальнейшем будем называть уравнением баланса фаз. Поскольку ток через контакт равен (1.25), ток через СКВИД может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} I &= I_c (\sin \varphi_A + \sin \varphi_B) = 2I_c \sin \frac{\varphi_A + \varphi_B}{2} \cos \frac{\varphi_A - \varphi_B}{2} = \\ &= 2I_c \cos \frac{\pi \Phi}{\Phi_0} \sin \left(\varphi_B + \frac{\pi \Phi}{\Phi_0} \right). \end{aligned} \quad (1.31)$$

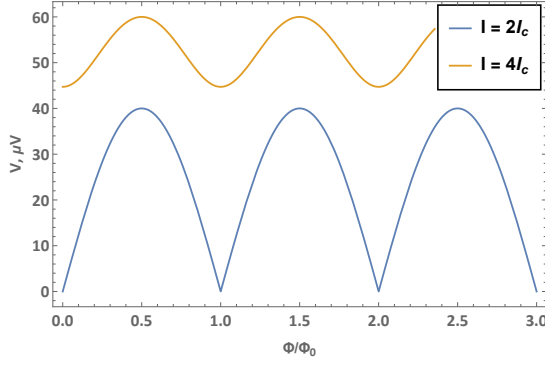


Рис. 1.3 — Вольт-потокосые характеристики двухконтактного СКВИДа в RSJ модели, рассчитанные для $R = 1$ Ом, $I_c = 20$ мкА (влияет только на масштаб).

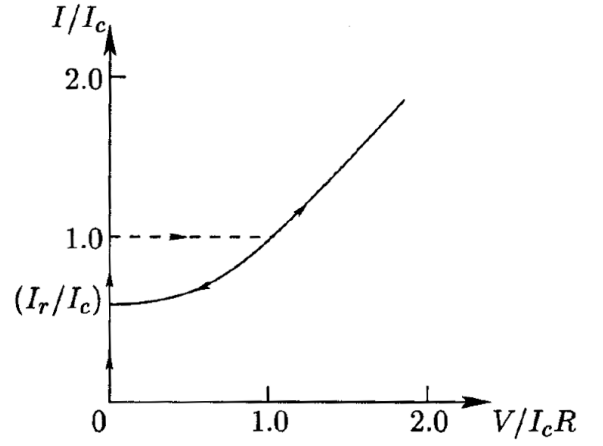


Рис. 1.4 — Пример ВАХ двухконтактного СКВИДа в RCSJ модели с $\beta_C = 4$. Величина I_r называется током возврата. Из [70].

Максимальный сверхпроводящий ток через СКВИД, таким образом, есть

$$I_{\max} = 2I_c |\cos(\pi\Phi/\Phi_0)|. \quad (1.32)$$

Поток Φ состоит, вообще говоря, из внешнего потока Φ_e (указан на рис. 1.2) и потока, создаваемого непосредственным сверхтоком LI_{scr} , где L — индуктивность петли СКВИДа, I_{scr} — текущий по ней экранирующий ток. Если плечи СКВИДа неодинаковы (что часто происходит на практике), эта зависимость видоизменяется и принимает несимметричный вид, однако период в один квант магнитного потока при этом сохраняется.

При превышении тока (1.32) на СКВИДе появляется напряжение. Согласно ур. (1.31)-(1.32), СКВИД может быть описан как устройство типа джозефсоновского контакта с одной фазой $\varphi_B + \pi\Phi/\Phi_0$ и критическим током $I_{\max}$. Тогда ВАХ СКВИДа в резистивном режиме является

$$V = R \sqrt{I^2 - 4I_c^2 \cos^2 \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}}. \quad (1.33)$$

Поскольку это также функция потока, эту зависимость можно назвать вольт-потокосой характеристикой (ВПХ). Наибольшая модуляция по потоку происходит при токе $I = 2I_c$, когда $V(\Phi) = 2I_c R |\sin(\pi\Phi/\Phi_0)|$. Разложение в первом приближении по I_c/I имеет вид

$$V = IR \left(1 - \frac{2I_c^2}{I^2} \cos^2 \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right). \quad (1.34)$$

Эта зависимость достаточно точно описывает широкий диапазон токов питания (см. рис. 1.3) и называется RSJ моделью (от англ. Resistively Shunted Junction — джозефсоновский контакт шунтирован сопротивлением).

В реальном SIS-контакте большую роль играют ёмкостные эффекты [75]. Их учитывает RCSJ модель, в которой полный ток через туннельный барьер с учётом

зарядки-разрядки барьера ёмкости C есть

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{\hbar}{2eR} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\hbar C}{2e} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}. \quad (1.35)$$

Появление слагаемого второго порядка приводит к гистерезисному поведению ВАХ (см. рис. 1.4), которое определяется параметром МакКамбера

$$\beta_C = \frac{2e}{\hbar} I_c R^2 C. \quad (1.36)$$

Гистерезис подавлен при $\beta_C \ll 1$, поэтому для однозначности ВАХ следует шунтировать СКВИД параллельно маленьким ($R \ll \sqrt{\hbar/2eI_cC}$) сопротивлением [75, 76].

1.2.2 Одноконтактный СКВИД

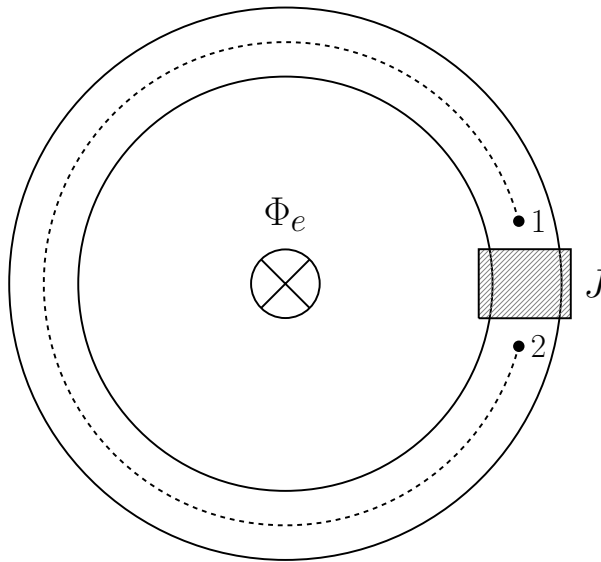


Рис. 1.5 — Схематическое изображение одноконтактного СКВИДА [70]. Отмечены джозефсоновский переход J и внешний магнитный поток Φ_e .

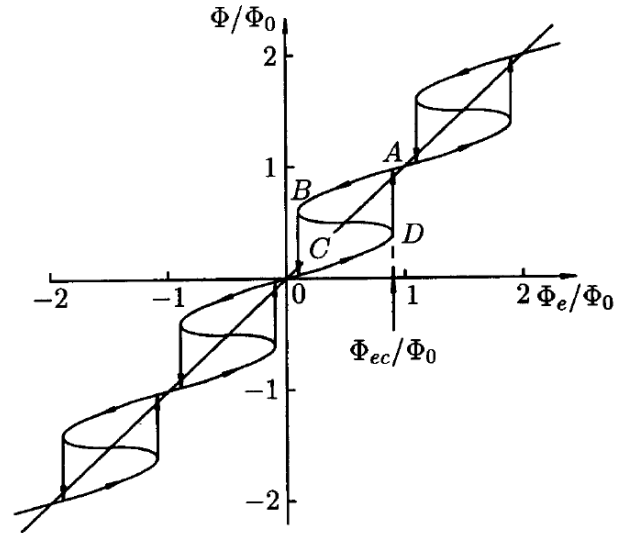


Рис. 1.6 — Зависимость полного магнитного потока Φ от внешнего потока Φ_e . Φ_{ec} обозначена величина внешнего потока, при которой скачком происходит переход в другое квантовое состояние. Из [70].

Одноконтактный СКВИД представляет собой сверхпроводящее кольцо с одним джозефсоновским переходом (см. рис. 1.5). Уравнение баланса фаз в таком случае имеет вид

$$\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0,$$

где φ — разность фаз на джозефсоновском контакте. Учитывая, что часть потока создаётся экранирующим током, который равен $I_c \sin \varphi$, зависимость потока Φ через одноконтактный СКВИД с индуктивностью L от внешнего потока Φ_e есть

$$\Phi_e = \Phi + LI_c \sin(2\pi\Phi/\Phi_0), \quad (1.37)$$

что графически представлено на рис. 1.6. Однозначность этой зависимости (то есть безгистерезисное поведение СКВИДА) достигается условием

$$\frac{2\pi LI_c}{\Phi_0} = \frac{L}{L_J} \leq 1. \quad (1.38)$$

Величина

$$L_J = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c} \quad (1.39)$$

называется джозефсоновской индуктивностью и часто используется при описании сверхпроводящих интерферометров.

1.3 Сверхпроводящие нейроны

Перейдём к рассмотрению сверхпроводящих интерферометров, названных нейронами. Сверхпроводящий нейрон – это, как любой другой искусственный нейрон, устройство, моделирующее поведение биологического нейрона; он получает некоторый сигнал на вход и нелинейным образом преобразует его в выходной сигнал. Функция зависимости выходного сигнала от входного называется передаточной функцией. Для реализации наиболее распространённого типа нейронных сетей – многослойного перцептрона – передаточная функция (ПФ) нейронов, входящих в нейронную сеть, должна иметь сигмоидальную форму [77]. Для реализации нейронных сетей на основе радиальных базисных функций [66] подходят нейроны с куполообразной передаточной функцией. Нейроны, обладающие такой формой передаточной функции, были названы, соответственно, сигма- и гаусс-нейронами [55–64].

1.3.1 Сигма-нейрон

Сверхпроводящий сигма-нейрон является одноконтakтным интерферометром, его схематическое изображение представлено на рис. 1.7. Сигма-нейрон впервые был предложен в [55]. Уравнения состояния в теперь устоявшейся форме были написаны в [57], где так же была продемонстрирована аппроксимация разных сигмоидальных функций передаточной функцией сигма-нейрона с различными параметрами, что говорит об универсальности его конструкции. Свойства сигма-нейрона в динамическом режиме были изучены в работах [62, 64]. О первой экспериментальной реализации сигма-нейрона докладывалось в [78].

Сигма-нейрон образован тремя плечами, соединёнными в общей точке и замкнутыми на сверхпроводящий экран. "Джозефсоновское" плечо содержит контакт Джозефсона, "индуктивное" и "выходное" плечи содержат только индуктивные элементы

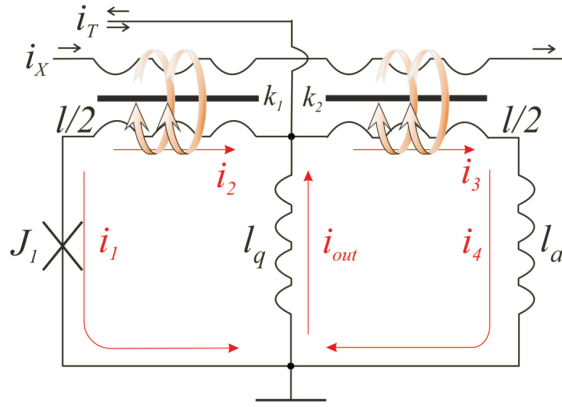


Рис. 1.7 — Принципиальная схема сигма-нейрона. Крестом обозначен контакт Джозефсона, волнистыми линиями — индуктивные элементы схемы. Адаптировано из [55].

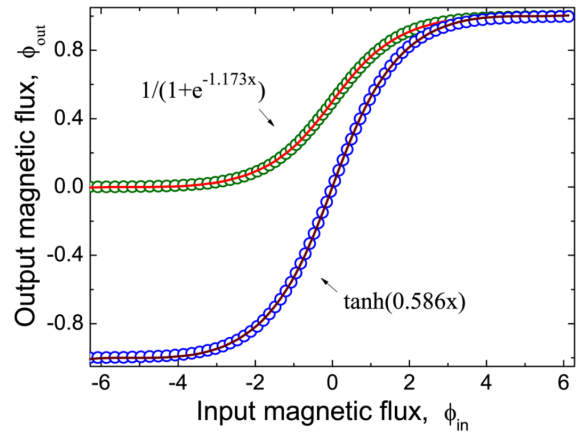


Рис. 1.8 — Пример передаточных функций сигма-нейрона, аппроксимирующих сигмоидальные функции — гиперболический тангенс и собственно сигмоиду. Из [57].

L_a и L_{out} , соответственно. Контрольная токовая линия служит для индуктивной подачи сигнала и связана с джозефсоновским и индуктивным плечами. Выходное плечо индуктивно связано со СКВИДом, который измеряет на нём поток, являющийся выходным сигналом. Отметим, что задание и считывание входного и выходного сигналов через специально выделенные индуктивности определяет проектирование образца в виде тонкоплёночной структуры, расположенной над толстым сверхпроводящим экраном (подробнее об устройстве образца см. Раздел 2.1). В этом случае магнитное поле каждого полоска с током локализуется в зазоре между полоском и экраном, не влияя, практически, на остальные индуктивные элементы [70].

Три плеча нейрона образуют три сверхпроводящих контура. При этом выходная индуктивность L_{out} может рассматриваться как шунтирующая для части приёмного контура нейрона (состоящего из двух плечей, принимающих сигнал с контрольной линии). При обходе по каждому контуру должно выполняться условие баланса фаз типа (1.30), однако только два из них являются линейно независимыми.

На рис. 1.7 присутствует также дополнительная токовая линия, тоже подключённая к общей точке плеч нейрона и служащая для управления выходным потоком, однако эта идея не была реализована практически.

Входной магнитный поток обозначим Φ_{in} и будем считать, что он задаётся симметрично в приёмные частичные контуры, то есть что при помощи контрольной линии в джозефсоновском и индуктивном плечах индуцируется один и тот же поток Φ_{in} . Выходной сигнал, создаваемый ток I_{out} , протекающим через выходную индуктивность L_{out} , обозначим Φ_{out} . Система уравнений состояния сигма-нейрона состоит из двух линейно

независимых уравнений баланса фаз и закона Кирхгофа в точке соединения плеч:

$$\begin{cases} I_c \sin \varphi + I_{out} + I_a = 0, & (1.40a) \\ \varphi = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\Phi_{in} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi_{out} - L I_c \sin \varphi \right), & (1.40b) \\ \varphi = \frac{2\pi}{\Phi_0} (2\Phi_{in} + L_a I_a - L I_c \sin \varphi), & (1.40c) \end{cases}$$

где φ – разница фаз на джозефсоновском контакте J и $\Phi_{out} = L_{out} I_{out}$. Решением этой системы является передаточная функция

$$\begin{cases} \phi_{in} = 2 \frac{l_a + l_{out}}{l_a + 2l_{out}} \left[\varphi + \left(l + \frac{l_a l_{out}}{l_a + l_{out}} \right) \sin \varphi \right], & (1.41a) \\ \phi_{out} = \frac{l_{out}}{l_a + 2l_{out}} [\varphi + (l - l_a) \sin \varphi], & (1.41b) \end{cases}$$

записанная здесь в однопараметрическом виде (параметром выступает разность фаз φ). Потоки нормированы на $\Phi_0/2\pi$, а индуктивности – на джозефсоновскую индуктивность (1.39). Характерный вид передаточной функции приведён на рис. 1.8. Такая запись (ур. (1.41)) позволяет анализировать свойства кривой методами математического анализа. Например, условие сигмоидальности (условие, что в конце периода кривая горизонтальна) составляет равенство [57]

$$\left. \frac{d\phi_{out}}{d\phi_{in}} \right|_{\varphi=0} = 0 \implies l + 1 = l_a. \quad (1.42)$$

Другим важным примером является безгистерезисность сигма-нейрона определяется условием (1.38) с полной индуктивностью

$$L_{total} = L + \frac{L_a L_{out}}{L_a + L_{out}},$$

что также можно получить, учитывая, что сигма-нейрон фактически является одноконтактным СКВИДом, если рассматривать выходное и шунтирующее плечи как одно плечо с индуктивностью, определяющейся индуктивностью их параллельного включения $L_a L_{out} / (L_a + L_{out})$. При выполнении условия (1.42), условие безгистерезисности принимает вид

$$l \leq \sqrt{1 + l_{out}^2} - l_{out}. \quad (1.43)$$

1.3.2 Гаусс-нейрон

Объектом изучения данной работы является двухконтактный сверхпроводящий интерферометр, называемый сверхпроводящим гаусс-нейроном. Принципиальная схема гаусс-нейрона приведена на рис. 1.9. Нейрон образован тремя плечами, соединёнными в общей точке "О" и заземлёнными на общий сверхпроводящий электрод Gnd.

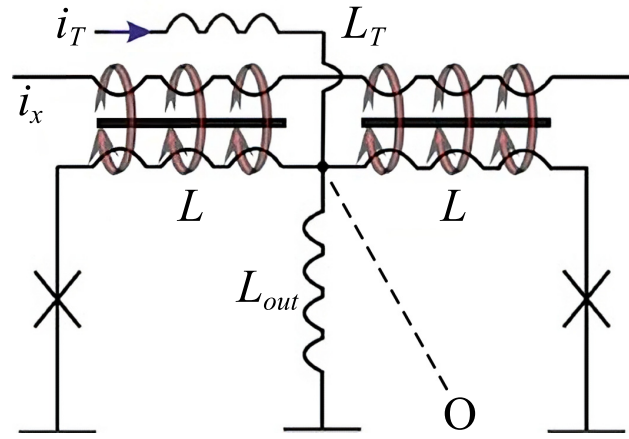


Рис. 1.9 — Принципиальная схема гаусс-нейрона, предложенного в статьях [55], [56]. Крестами обозначены контакты Джозефсона, волнистыми линиями - индуктивные элементы схемы. Обозначения индуктивностей нейрона приведены в соответствии с более поздними теоретическими работами (см., например, [61, 63]).

Джозефсоновские, или приёмные, плечи (слева и справа на рис. 1.9) состоят из джозефсоновского контакта и индуктивного элемента L , принимающего входной сигнал в виде магнитного потока. Выходное плечо (по центру на рис. 1.9) образуется элементом L_{out} , создающим выходной сигнал (магнитный поток) при протекании по нему тока I_{out} , величина которого определяется уравнениями состояния гаусс-нейрона. Совокупности приёмных плеч образует двухконтактный интерферометр с индуктивностью контура $2L$, а выходная индуктивность может рассматриваться как шунтирующая для любого джозефсоновского плеча.

Для подачи в схему входного сигнала используется контрольная линия CL, индуктивно связанная с джозефсоновскими плечами через их элементы L . Еще одна сигнальная линия предназначена для пропускания тока i_T через индуктивность L_{out} с целью изменения начального потока через частичные контуры гаусс-нейрона². Заметим, что начальный поток, обозначаемый далее Φ_b (bias flux, поток смещения), имеет разный знак для приёмных частичных контуров нейрона и поэтому не влияет на полный поток через приёмный контур.

Гаусс-нейрон был предложен в работе [55] как элемент нейронной сети на основе радиальных базисных функций. Позже было предложено использовать гаусс-нейрон в качестве синапса [56, 57] (где также было получено интегральное выражение для его передаточной функции) и обучающейся ячейки (learning cell) [61]. Передаточная функция гаусс-нейрона в последнем случае должна быть близка к производной некоторой сигмоидальной зависимости. Выбор параметров гаусс-нейронов под эту задачу обсуждается в [55, 63].

Уравнения состояния гаусс-нейрона в нестационарном случае, согласно [63], име-

²Частичные контуры образованы двумя плечами нейрона из трёх.

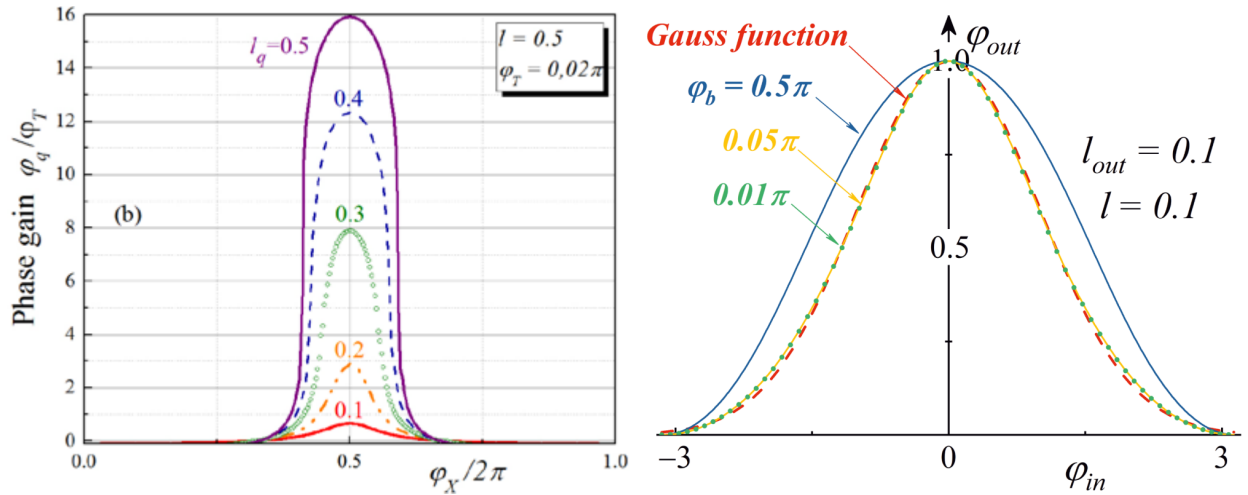
ют вид (см. также Раздел 3.1)

$$\begin{cases} \dot{\theta} = \frac{\phi_b - \theta}{l + 2l_{out}} - \sin \theta \cos \psi, \\ \dot{\psi} = -\frac{\phi_{in} + \psi}{l} - \sin \psi \cos \theta, \\ \phi_{out} = \frac{2l_{out}}{l + 2l_{out}}(\theta - \phi_b), \end{cases} \quad (1.44a)$$

$$\quad (1.44b)$$

$$\quad (1.44c)$$

где θ и ψ – полусумма и полуразность джозефсоновских фаз, ϕ_{in} и ϕ_{out} – входной и выходной магнитный поток. Величины нормированы стандартным образом (см. (3.2)), как для сигма-нейрона в предыдущем разделе.

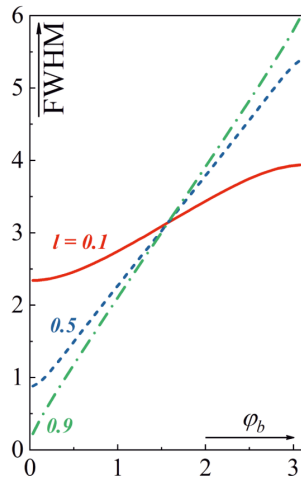


(a) Форма ПФ при разных l_{out} . Из [56].

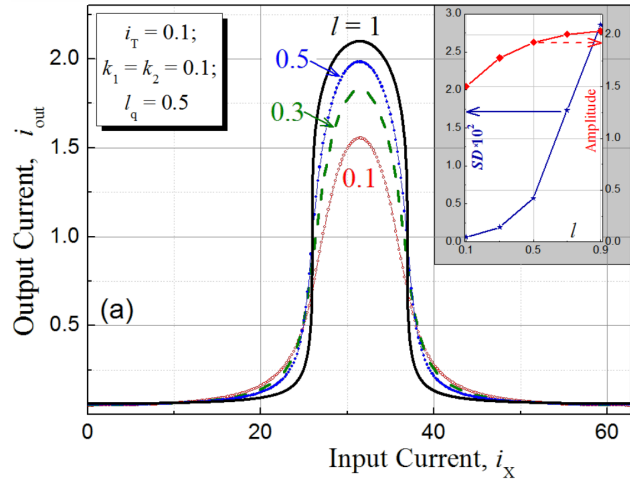
(b) Форма ПФ при разных ϕ_b . Из [63].

Рис. 1.10 — (a) Пример возможной ПФ гаусс-нейрона при разных значениях нормированной выходной индуктивности, $l_q = 2\pi I_c / \Phi_0 \times L_{out}$. φ_T обозначен поток смещения, l обозначена полная индуктивность приёмного контура ($2l$ в используемых здесь обозначениях). ПФ сдвинута к нулю по y . (b) Пример ПФ при разных значениях ϕ_b . ПФ сдвинута на π по x и нормирована на единицу по y .

Типичная ПФ гаусс-нейрона приведена на рис. 1.10. На рис. 1.10a показано, как форма кривой ПФ зависит от индуктивности выходного плеча l_{out} (l_q на рисунке) [56]. Выходной сигнал нейрона полагается пропорциональным протекающему по нему току, $\phi_{out} = l_{out} i_{out}$, поэтому не удивительно, что амплитуда ПФ будет тем больше, чем выше индуктивность l_{out} . При достаточно высоких значениях l_{out} теоретическая ПФ становится многозначной. Экспериментальная ПФ должна демонстрировать при этом гистерезисное поведение. На рис. 1.10b показано, как меняется форма нормированной ПФ гаусс-нейрона в зависимости от потока смещения ϕ_b [63]. Вне зависимости от значений индуктивностей плеч l и l_{out} ПФ всегда демонстрирует "расширение" купола, что можно численно выразить, например, шириной купола на половине высоты ПФ (см. рис. 1.11b). Зависимость формы ПФ от индуктивности приёмных плеч l приведена на рис. 1.11a. Там же как функция l отложена зависимость амплитуды выходного сигнала и стандартное отклонение (SD, standard deviation) ПФ от функции Гаусса, которая наилучшим образом её приближает. Вопрос "гауссовости" был подробно изучен в [63].



(a) Ширина ПФ как функция ϕ_b . Из [63].



(b) Форма ПФ при разных l . Из [55].

Рис. 1.11 — (a) График зависимости ширины ПФ на высоте в 1/2 от амплитуды (full-width-half-maximum, FWHM) от потока смещения. (b) Пример возможной ПФ при разных значениях l . Ток i_T связан со значением $\phi_b = l_q i_T = 0.05$, $l_q = l_{out}$. На вставке приведена зависимость амплитуды ПФ и её стандартного отклонения от величины l .

Вопросы экспериментальной реализации рассмотрены в Главах [2.1], [4], поскольку проводились с участием автора настоящей работы.

2 ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА

ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Изготовление образца

Экспериментальный прототип гаусс-нейрона представляет собой многослойную тонкоплёночную структуру, включающую также регистрирующую схему (измерительный СКВИД) как часть образца (см. Разделы 2.2, 4.1, а также статью [79] [78]. Такая конструкция обуславливается необходимостью локализовать магнитное поле в окрестности каждого элемента нейрона. Это даёт возможность рассматривать (в первом приближении) элементы нейрона как невзаимодействующие и создаёт условия для миниатюризации сверхпроводящих нейроморфных устройств в будущем.

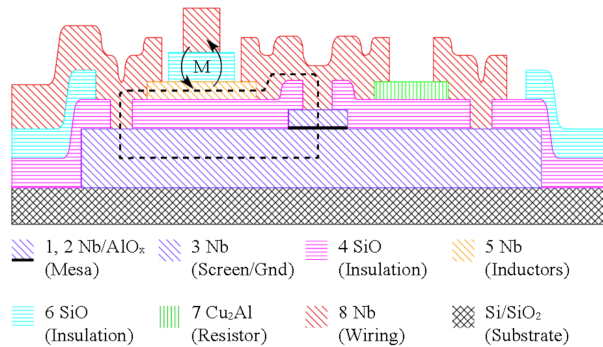


Рис. 2.1 — Схематическое изображение поперечного сечения изготовленных образцов (масштаб не соблюден). Слои пронумерованы в соответствии с этапами изготовления, описанными в тексте, рядом указано назначение соответствующих слоёв. Одним цветом отмечены слои, изготовленные на одном этапе. Штриховка индивидуальна для каждого материала. Чёрной полосой выделен туннельный барьер, а штриховая линия служит примерном замкнутого контура сверхпроводящего интерферометра (нейрона или СКВИДа). Буква М символизирует индуктивную связь (стрелки) между сверхпроводниками, разделёнными слоем изоляции.

Изготовление образца (рис. 4.1a) является восьмиэтапным процессом поочерёдного нанесения тонкоплёночных слоёв на подложку с их последующей обработкой (см. рис. 2.1).

1. Сначала на подложке (квадрат стороной 10 мм) из оксидированного кремния Si/SiO₂ производится напыление слоя ниобия толщиной 300 нм ($\sim 4\lambda$ в ниобии, см., например, [80]). Этот слой выполняет функцию экрана. Поверх него напыляется 10 нм слой алюминия, который затем окисляется, создавая туннельный

барьер AlO_x . После окисления сверху осаждается 150 нм слой ниобия, служащий верхним электродом джозефсоновских контактов. Нижним электродов является экран. Создание такой трёхслойной заготовки осуществляется в одном вакуумном цикле. Слои осаждаются при давлении аргона 12 мкбар со скоростью несколько нм/с. Мощность разряда составляет 930 Вт для ниобия и 190 Вт для алюминия. Окисление производится в кислородной атмосфере под давлением 200 мбар.

2. В полученной заготовке формируются мезы четырёх КД в виде квадратов стороной 14 мкм. Два КД содержит нейрон и два – СКВИД. Формирование проводится методом фотолитографии, предполагающей нанесение фоточувствительной полимерной плёнки, экспонирование на ней некоторого рисунка светом и последующее удаление проэкспонированных участков с последующим плазмохимическим травлением в атмосфере гексафторида серы SF_6 с аргоном (2:1). Для очистки подложки от алюминия использовался 5% раствор гидроксида калия КОН. Мощность индуктивно связанного плазменного разряда составляла 300 Вт, скорость травления порядка 2.5 нм/с.
3. При помощи фотолитографии с последующим плазмохимическим травлением формировалась геометрия экрана.
4. После формирования экрана и мезы КД производились ионная очистка заготовки в разряде плазмы аргона и кислорода (9:1) и термическое осаждение (первого) слоя изоляции из монооксида кремния SiO толщиной 330 нм. Формирование геометрии осуществлялось методом обратной (взрывной, lift-off) фотолитографии: SiO напылялся на фоторезистивную маску, которая затем удалялась вместе с лишним SiO . Очистка проводилась под давлением 12 мкбар и напряжением 1 кВ.
5. На заготовку с нанесённым слоем изоляции осаждается 10 нм слой алюминия, защищающий изоляцию от повреждений, которые она может получить во время последующего плазмохимического травления. Поверх алюминия осаждается 100 нм слой ниобия. В этом слое формируются при помощи фотолитографии индуктивные элементы нейрона и СКВИДа, "лишний" ниобий удаляется плазмохимическим травлением. После этого удаляется слой алюминия (как на этапе 2).
6. Формирование второго слоя изоляции. Этот этап повторяет этап 4.
7. Методом магнетронного осаждения в атмосфере аргона и взрывной фотолитографии формируются шунтирующие резисторы для измерительного СКВИДа, представляющие собой 50 нм плёнки Cu_2Al . Давление во время осаждения 12 мкбар, мощность разряда 275 Вт, скорость напыления 4.7 нм/с.
8. Аналогично этапу 5 формируется 450 нм слой ниобия, замыкающий остальные сверхпроводящие элементы схемы, а также резисторы. Перед напылением, как

на этапе 4, проводилась очистка подложки для лучшего контакта. При этом в области замыкания общая толщина удалённого ниобия составляет порядка 10 нм.

Несмотря на большую толщину слоёв изоляции, сверхпроводящее замыкание (верхний слой Nb) не испытывает разрывов в силу собственной большой толщины. Экран закрыт обоими слоями изоляции. Данный технологический процесс может быть использован для изготовления как гаусс-, так и сигма-нейронов (см. [78]).

Описанный выше технологический процесс был использован в ИФТТ РАН для изготовления сверхпроводящих нейронов первого поколения. Результаты их исследования и анализ передаточной функции описаны в разделе 4.2. В разделе 4.3 описаны результаты исследования нейронов 2-го поколения, полученных, в основном, масштабированием (уменьшением) нейронов первого поколения примерно в 2.5 раза с незначительным изменением порядка применения технологических операций. Изготовление образца производилось в Лаборатория сверхпроводниковых устройств для приема и обработки информации Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук [81] на базе уникальной научной установки (УНУ) «Крио-интеграл» [82]. Технологический процесс состоял из следующих основных этапов:

1. Осаждение 3-слойной заготовки Nb-Al/AlOx-Nb на кремниевую подложку, покрытую аморфным слоем оксида алюминия и формирование сверхпроводящего экрана при помощи взрывной фотолитографии (lift-off). Толщина напыления экрана 200 нм, туннельного барьера 8 нм, верхнего электрода 80 нм. Создание туннельно прозрачного слоя окисла на поверхности слоя алюминия производится методом окисления в атмосфере кислорода.
2. Формирование джозефсоновских контактов (мез) в форме круга диаметром 4 мкм при помощи фотолитографии с последующим плазмохимическим травлением верхнего слоя ниобия. После формирования трёхслойной заготовки производится анодирование, в результате ниобий покрывается тонким слоем Nb₂O₅.
3. Осаждение первого слоя изоляции толщиной 200 нм на фоторезистивную маску, сохраненную с предыдущего этапа. Формирование первого слоя изоляции при помощи взрывной фотолитографии.
4. Изготовление шунтирующих сопротивлений из молибдена методом вакуумного осаждения с последующей взрывной фотолитографией. Толщина слоя молибдена составляла 120 нм при сопротивлении 1 Ом на квадрат.
5. Осаждение второго слоя ниобия толщиной 250 нм и его формирование при помощи взрывной фотолитографии.

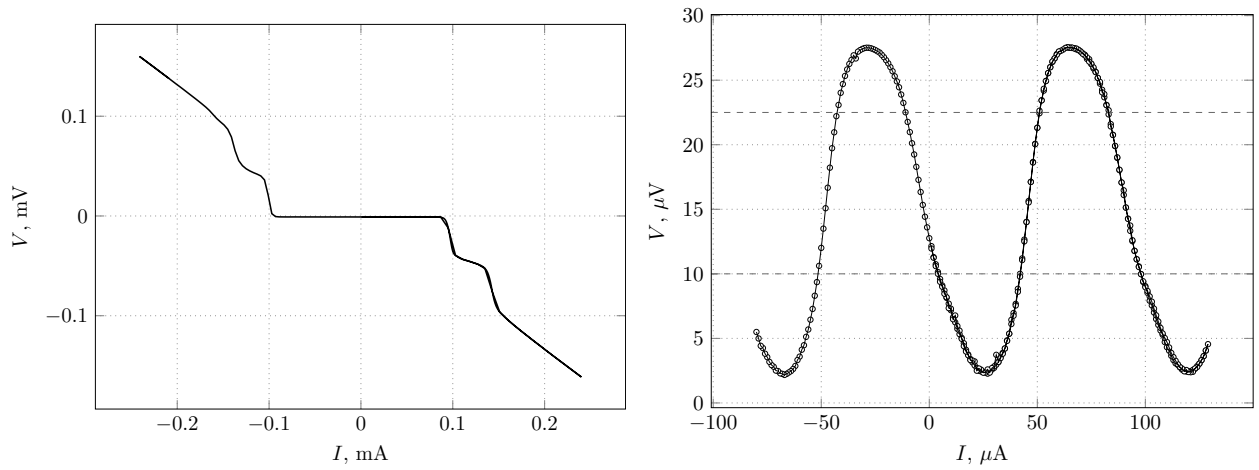
Осаждение второго слоя изоляции толщиной 300 нм на предварительно сформированную фоторезистивную маску. Формирование второго слоя изоляции при помощи взрывной фотолитографии.

6. Осаждение третьего слоя ниобия (сверхпроводящее замыкание) толщиной 350 нм и его формирование при помощи взрывной фотолитографии.
7. Завершающие операции: дотравливание технологических перемычек и покрытие контактных площадок слоем Au/Al.

Общей чертой обоих технологических процессов является наличие трёх сверхпроводящих слоёв (рис. 2.1), из которых первый является одновременно нижним электродом джозефсоновских контактов и сверхпроводящим экраном; второй содержит индуктивные элементы нейронов; а в третьем формируются подводящие сигнальные линии, подключенные к контактным площадкам, контрольные линии, петля измерительного СКВИДа и необходимые сверхпроводящие замыкания. Области наложения верхних слоев ниобия служат для обеспечения индуктивной связи элементов образца. Поперечные сечения образцов, изготовленных по обоим технологическим процессам представлены на рис. 2.1. Расположение элементов нейрона в плоскости подложки будет более подробно рассмотрено в разделе 4.1.

2.2 Метод измерения передаточной функции

Принципиальная схема экспериментального исследования представлена на рис. 2.2. Схема состоит из трёх блоков: гаусс-нейрона (показан сплошными линиями), а также задающей (“Input”) и считывающей (“Readout”) схем (показаны штриховыми линиями). Источник С пропускает ток I_{cl} по контрольной линии (CL) и подаёт входной сигнал (магнитный поток Φ_{in}) в приёмные контуры нейрона. Это приводит к появлению тока I_{out} через выходное плечо нейрона, магнитный поток в котором Φ_{out} измеряется при помощи вспомогательного двухконтактного СКВИДа, состоящего из джозефсоновских переходов JJ_I и JJ_{II} , соединённых индуктивностью L_{sq} . Контуры гаусс-нейрона и измерительного СКВИДа замыкаются на общий сверхпроводящий электрод землю (экран, землю, Gnd на схеме). Источник В создаёт ток смещения через СКВИД. Этот ток несколько превышает максимальное критическое значение тока СКВИДа, в результате чего СКВИД работает в резистивном режиме. Стабилизация напряжения U на СКВИДе позволяет поддерживать постоянным магнитный поток Φ_{sq} через него (см. ур. (1.33)). Источник F подключён непосредственно к индуктивному элементу L_{sq} и управляет текущим по нему током I_{sq} . Измеряемой величиной является ток обратной связи – разность I_{fb} между начальным $I_F^{(0)}$ и текущим I_F значениями тока источника



(a) Вольт-амперная характеристика

(b) Вольт-потоковая характеристика

Рис. 2.3 — Пример ВАХ и ВПХ СКВИДов, расположенных на чипе с нейроном. Штриховая линия (b) условно обозначает границы приемлемого стабилизируемого напряжения.

сле выбора рабочей точки на контрольную линию начиналась подача тока I_{cl} с регулируемым вручную шагом до 0.1 мкА. Ток создавал нелинейный отклик в выходном элементе L_{out} , в результате чего изменялся магнитный поток через индуктивно связанный с ним СКВИД и, следовательно, напряжение на СКВИДе. При каждом значении I_{cl} определялось значение тока I_{fb} , которое надо подавать источнику F, чтобы компенсировать изменение напряжения на СКВИДе и вернуть магнитный поток через него к исходному значению. Программа для реализации вышеприведённого алгоритма стабилизации напряжения была написана в среде LabVIEW [83,84]. Стабилизация напряжения проводилась с шагом не более 1 мкВ, компенсирующий ток искался с шагом в 0.1 мкА.

2.3 Техника криогенного эксперимента

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.4. Установка состоит из подключённого к гелиевой сети (1) криостата ^4He , источников и измерительных приборов и компьютера, осуществляющего управление процессом измерения через интерфейсную шину. Основными частями установки являются:

1. Сеть, предназначенная для сбора гелиевых паров.
2. Азотный криостат, наполняемый жидким азотом путём ручной заливки из внешнего азотного дьюара. Отделён от внешних стенок криостата вакуумной прослойкой, но в верхней части выходит непосредственно "на комнату".

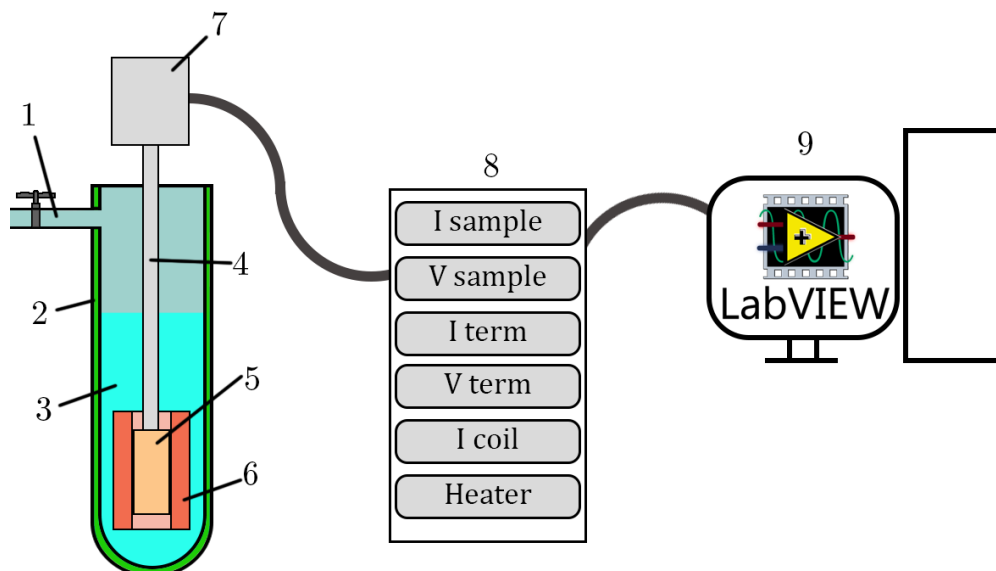


Рис. 2.4 — Схематическое изображение измерительной установки (см. подробнее в тексте).

3. Гелиевый криостат, наполняемый жидким гелием при температуре 4.2 К путём заливки из внешнего гелиевого дьюара с помощью специальной вставки. Азотный и гелиевый криостаты разделены вакуумной прослойкой. Отверстие для вставки содержит резиновое уплотнительное кольцо, препятствующее сообщению с атмосферой, если криостат закрыт пробкой или если в него погружена криогенная вставка.
4. Криогенная вставка, погружаемая непосредственно в гелий. Вставка вакуумирована. Перед погружением в криостат из объёма вставки при помощи насоса (не отмечен на рис.) откачивается воздух. Давление измеряется ионизационно-термопарным вакуумметром ВИТ-2, расположенным на приборной стойке (7). После откачки во вставку через гелиевую сеть (1) напускается теплообменный газ (пары гелия).
5. Вакуумная полость, содержащая держатель с измеряемым образцом и подведёнными к нему проводами. Закрыта специальным латунным колпаком. Образец закрепляется на держателе клеем БФ-4, а сам держатель крепится на нижнюю часть вставки при помощи двух винтов. Подключение контактных площадок образца к контактным площадкам на держателе производится методом ультразвуковой сварки тонкими алюминиевыми проводами. Подключение держателя к источникам и измерительным приборам осуществляется при помощи двух 8-штырьковых коннекторов, разъёмы под которых находятся на держателе. Другим концом провода с коннекторами припаяны методом низкотемпературной пайки к специальной распаечной плате, крепящейся к вставке при помощи двух винтов. К контактным

площадкам подведены провода с верхней части вставки. На этой же располагаются низкотемпературные RC -фильтры, состоящие из одного сопротивления номиналом 1 кОм и одного конденсатора номиналом 1 нФ. "Холодные" фильтры устраняют высокочастотные температурные шумы характерной частотой в десятки ГГц.

6. Соленоид, служащий для помещения образца во внешнее магнитное поле. Подача тока в соленоид осуществлялось при помощи источника питания Keithley224. Катушка соленоида создаёт поле, направленное вертикально, вдоль плоскости образца.
7. "Коробка" с RC -фильтрами низких частот, расположенная при комнатной температуре. Номинал резисторов 300 Ом, номинал конденсаторов 33 мкФ. "Тёплые" фильтры устраняют помехи на частоте сети частотой порядка 50 Гц.
8. Приборная стойка, вмещающая все измерительные приборы и источники. Подключение к вставке с фильтрами осуществляется через коммутационную коробку, расположенную также на приборной стойке. В качестве источников тока используются два Keithley224 и один Keithley220 (см. рис. 2.2), в качестве вольтметра – Keithley182. К термометру в обход фильтров подключены вольтметр Solartron 7081 и источник тока Keithley224. Термометр располагается в нижней части криогенной вставки, на противоположной к образцу стороне и работает по 4-точке (измеренное сопротивление графитового элемента сравнивается с известной калибровочной кривой $R(T)$). Присутствует возможность подавать ток на нагреватель, расположенный там же, при помощи источника АКИП-1114. Нагреватель реализован в виде константановой проволоки, намотанной в примерно 150 витков, находится в тепловом контакте с образцом и позволяет производить измерения при температуре, превышающей 4.2 К.
9. Компьютер, с которого осуществляется управление экспериментом при помощи программ, написанных в среде LabVIEW.

На рисунке не отмечена система трёх экранов, препятствующая проникновению внешнего магнитного поля в вакуумный стакан с образцом. Экран из пермаллоя окружает весь криостат, экран из криопермаллоя располагается в гелиевом дьюаре, ниобиевый сверхпроводящий экран находится в максимальной близости к вакуумному стакану. Экранирование происходит как за счёт идеального диамагнетизма сверхпроводников, так и за счёт высокой магнитной восприимчивости ферромагнетиков (магнитное поле собирается в толще пермаллоя).

3 МОДЕЛИ НЕСИММЕТРИЧНОГО НЕЙРОНА

При разработке практических сверхпроводящих нейронов [78, 79] важно представлять трансформацию передаточной функции при нарушении тех или иных базовых предположений. В данной главе рассматриваются возможные нарушения условия эквивалентности (“симметричности”) входных плеч образца. Наиболее реальным является разбаланс критических токов контактов Джозефсона $I_{cA} \neq I_{cB}$. Действительно, при изготовлении джозефсоновских устройств разброс критических токов составляет порядка 5% даже у ведущих производителей [85]. Такое нарушение мы будем называть асимметрией критических токов или джозефсоновской асимметрией. Также может нарушаться предположение симметричности плеч нейрона ($L_A \neq L_B$, геометрическая асимметрия) из-за, например, дефектов тонкоплёночного покрытия (см. рис. 3.4). Это же может вызывать несимметричную подачу входного сигнала в приёмные элементы нейрона (асимметрия входного сигнала). В этом разделе проанализировано изменение уравнений состояния образца в несимметричном случае, методов и результатов их решения, а также проиллюстрировано соответствующее изменение вида передаточной функции гаусс-нейрона.

3.1 Симметричный гаусс-нейрон

Гаусс-нейрон, описанный в Главе 1, будем называть *симметричным*, поскольку его простейшая идеализированная схема предполагает, что его приёмные плечи полностью одинаковы (критические токи контактов Джозефсона совпадают, индуктивности плеч L одинаковы и принимают равный входной поток). Рассмотрим схему построения теории стационарного состояния симметричного гаусс-нейрона [56, 61, 63] в целях систематизации и дальнейшего сравнения. Система уравнений состояния состоит из двух уравнений баланса фаз в частичных контурах нейрона (напомним, что хотя уравнение баланса фаз должно выполняться во всех трёх частичных контурах гаусс-нейрона, они, очевидно, являются линейно зависимыми, и достаточно рассматривать лишь два уравнения) и первого закона Кирхгофа в точке О. Для симметричного гаусс-нейрона эта система выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} I_c \sin \varphi_A + I_c \sin \varphi_B + I_{out} = 0, \end{cases} \quad (3.1a)$$

$$\begin{cases} \frac{\Phi_0}{2\pi} \varphi_A + LI_c \sin \varphi_A + \Phi_{in} = L_{out} I_{out} + \Phi_b, \end{cases} \quad (3.1b)$$

$$\begin{cases} \frac{\Phi_0}{2\pi} \varphi_B + LI_c \sin \varphi_B - \Phi_{in} = L_{out} I_{out} + \Phi_b. \end{cases} \quad (3.1c)$$

Здесь I_c – критический ток КД, $\varphi_{A,B}$ – разность фаз на КД А и В соответственно, $I_c \sin \varphi_{A,B}$ – токи через эти КД, Φ_{in} – входной поток, задающийся индуктивно через контрольную линию, Φ_0 – квант магнитного потока. Выходной поток обозначим Φ_{out} и положим $\Phi_{out} = L_{out} I_{out}$ [55]. Нестационарный эффект Джозефсона не учитывается (подробнее см. Раздел 4.2). Ур. (3.1b) написано для контура, состоящего из левого приёмного и выходного плеч; ур. (3.1c) – для правого приёмного и выходного плеч. Уравнение баланса фаз для третьего контура (состоящего из двух приёмных плеч) является линейной комбинацией уравнений (3.1b)-(3.1c). Решение этой системы описано в разделе 3.1 описания методов. Передаточная функция изображена на рис. 1.10.

При работе с уравнениями (3.1) применяется естественная нормировка: магнитный поток нормируется на $\Phi_0/2\pi$, а индуктивность – на джозефсоновскую индуктивность (1.39) $L_J = \Phi_0/2\pi I_c$,

$$\frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi_{in} = \phi_{in}, \quad \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi_{out} = \phi_{out}, \quad \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi_b = \phi_b, \quad (3.2a)$$

$$L/L_J = l, \quad L_{out}/L_J = l_{out}. \quad (3.2b)$$

Нормированные уравнения имеют вид

$$\begin{cases} l_{out}(\sin \varphi_A + \sin \varphi_B) + \phi_{out} = 0, \end{cases} \quad (3.3a)$$

$$\begin{cases} \varphi_A + l \sin \varphi_A + \phi_{in} = \phi_{out} + \phi_b, \end{cases} \quad (3.3b)$$

$$\begin{cases} \varphi_B + l \sin \varphi_B - \phi_{in} = \phi_{out} + \phi_b. \end{cases} \quad (3.3c)$$

Решением этой системы является передаточная функция гаусс-нейрона $\phi_{out}(\phi_{in})$, которая может быть описана с помощью двухпараметрической зависимости

$$\begin{cases} \phi_{in} = \frac{\varphi_B - \varphi_A}{2} + \frac{l}{2}(\sin \varphi_B - \sin \varphi_A), \end{cases} \quad (3.4a)$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{\varphi_A + \varphi_B}{2} + \frac{l}{2}(\sin \varphi_A + \sin \varphi_B) - \phi_b, \end{cases} \quad (3.4b)$$

$$\begin{cases} \left(l_{out} + \frac{l}{2}\right)(\sin \varphi_A + \sin \varphi_B) + \frac{\varphi_A + \varphi_B}{2} = \phi_b. \end{cases} \quad (3.4c)$$

Уравнения (3.4b), (3.4a) получены как сумма и разность уравнений (3.3b)–(3.3c), соответственно. Выражение для ϕ_{out} может быть подставлено в (3.3a), чтобы получить уравнение на связь параметров φ_A, φ_B . Прибегнув к общему приёму ввода суммарной и разностной фаз [56, 57, 60, 61, 63] $\theta = (\varphi_A + \varphi_B)/2$, $\psi = (\varphi_B - \varphi_A)/2$, систему (3.4) можно представить в виде

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + l \sin \psi \cos \theta, \end{cases} \quad (3.5a)$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{2l_{out}}{l + 2l_{out}}(\theta - \phi_b), \end{cases} \quad (3.5b)$$

$$\begin{cases} \frac{\phi_b - \theta}{l + 2l_{out}} - \sin \theta \cos \psi = 0. \end{cases} \quad (3.5c)$$

Уравнения (3.5a), (3.5b) определяют зависимость входного и выходного потоков соответственно от параметров θ, ψ , а (3.5c) задаёт связь этих параметров.

Рассмотрим подробнее систему (3.5).

Система допускает неявное аналитическое решение, выражающее входной поток через выходной (то есть обратную к $\phi_{out}(\phi_{in})$ функцию). Действительно, уравнение (3.5b) связывает джозефсоновскую фазу θ с выходным потоком ϕ_{out} и позволяет исключить её из системы:

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + l \sin \psi \cos \theta(\phi_{out}), & (3.6a) \\ \cos \psi = \frac{\phi_b - \theta(\phi_{out})}{(l + 2l_{out}) \sin \theta(\phi_{out})}, & (3.6b) \\ \theta(\phi_{out}) = \frac{l + 2l_{out}}{2l_{out}} \phi_{out} + \phi_b. & (3.6c) \end{cases}$$

В зависимости от знака выражения (3.6b), выделяются две (в пределах $\psi \in [0, 2\pi)$) ветви решения, соответствующие $\psi \in [0, \pi]$ и $\psi \in [\pi, 2\pi)$ (см. рис. 3.1b).

$$\phi_{in}^{(1)}(\phi_{out}) = \arccos \frac{\phi_b - \theta}{(l + 2l_{out}) \sin \theta} + l \cos \theta \sqrt{1 - \left(\frac{\phi_b - \theta}{(l + 2l_{out}) \sin \theta} \right)^2}, \quad (3.7a)$$

$$\phi_{in}^{(2)}(\phi_{out}) = 2\pi - \arccos \frac{\phi_b - \theta}{(l + 2l_{out}) \sin \theta} - l \cos \theta \sqrt{1 - \left(\frac{\phi_b - \theta}{(l + 2l_{out}) \sin \theta} \right)^2}, \quad (3.7b)$$

$$\theta(\phi_{out}) = \frac{l + 2l_{out}}{2l_{out}} \phi_{out} + \phi_b. \quad (3.7c)$$

Вместе они описывают один период передаточной функции. На рис. 3.1b две ветви выделены разным цветом.

Решение системы (3.5) можно представить как сечение поверхности

$$S = \{(x, y, z) \in \mathbb{R}^3\} : \begin{cases} x = \psi + l \sin \psi \cos \theta, & (3.8a) \\ y = \frac{2l_{out}}{l + 2l_{out}} (\theta - \phi_b), & (3.8b) \\ z = \frac{\phi_b - \theta}{l + 2l_{out}} - \sin \theta \cos \psi & (3.8c) \end{cases}$$

плоскостью $z = 0$ (см. рис. 3.1a). Фактически же уравнение (3.5c) определяет кривую на "фазовой плоскости" (φ_A, φ_B) , отвечающую стационарным состояниям гаусс-нейрона (см. рис. 3.1b).

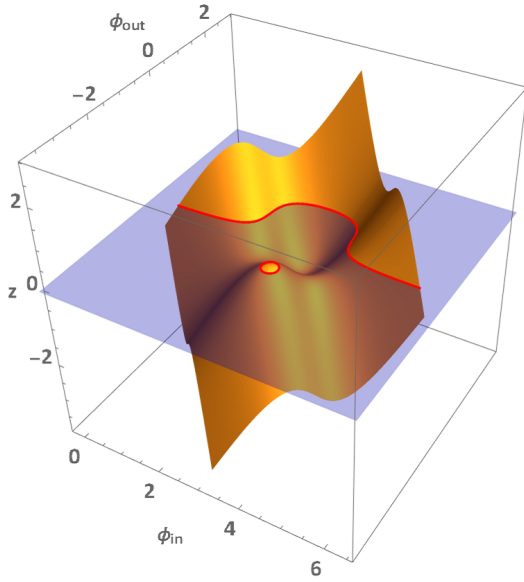
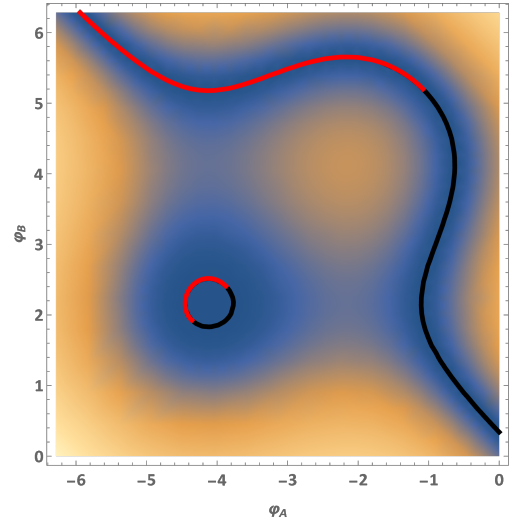

 (a) Сечение поверхности S

 (b) Кривая (3.4с) на плоскости (φ_A, φ_B)

 Рис. 3.1 — Визуализация решения уравнения состояния (3.5). На рис. (b) красным цветом окрашена ветвь $\psi > \pi$, чёрным — ветвь $\psi < \pi$ решения (3.7).

3.2 Джозефсоновская асимметрия

При асимметрии критических токов $I_{cA} \neq I_{cB}$ возникает проблема при нормировке токов и индуктивностей (3.2) в системе (3.1). Её можно решать двумя способами. В частности, можно использовать для нормировки один из критических токов (например, I_{cA}), а второй представить в виде $I_{cB} = I_{cA} + \Delta I_c$. Такой подход был предложен в работе [57] в контексте разработки сверхпроводящих синапсов. Решение было получено в виде однопараметрической зависимости с параметризованным интегралом. Здесь будет представлен альтернативный метод нормировки, позволяющий получить решение в более простом и наглядном виде. Для этого запишем систему (3.1) для случая асимметрии джозефсоновских индуктивностей

$$\begin{cases} I_{cA} \sin \varphi_A + I_{cB} \sin \varphi_B + I_{out} = 0, & (3.9a) \\ \frac{\Phi_0}{2\pi} \varphi_A + L I_{cA} \sin \varphi_A + \Phi_{in} = L_{out} I_{out} + \Phi_b, & (3.9b) \\ \frac{\Phi_0}{2\pi} \varphi_B + L I_{cB} \sin \varphi_B - \Phi_{in} = L_{out} I_{out} + \Phi_b, & (3.9c) \end{cases}$$

и разделим ур. (3.9b), (3.9c) на величину $\Phi_0/2\pi$. Они сразу приобретут нормированный вид, если принять по определению $l_{A,B} = 2\pi L I_{cA,B}/\Phi_0$. Уравнение (3.9a) следует домножить на величину L (в этом случае $L I_{cA,B} \sin \varphi_{A,B}$ есть магнитные потоки в элементах $L_{A,B}$), после чего отнормировать на единицу измерения магнитного потока $\Phi_0/2\pi$. Первые два слагаемых примут нормированный вид (см. (3.3)), а третье может быть представлено в виде $k\phi_{out}$, где $k = L/L_{out}$. Нормированная система уравнений, таким

образом, имеет вид (ср. (3.3))

$$\begin{cases} l_A \sin \varphi_A + l_B \sin \varphi_B + k\phi_{out} = 0, \end{cases} \quad (3.10a)$$

$$\begin{cases} \varphi_A + l_A \sin \varphi_A + \phi_{in} = \phi_{out} + \phi_b, \end{cases} \quad (3.10b)$$

$$\begin{cases} \varphi_B + l_B \sin \varphi_B - \phi_{in} = \phi_{out} + \phi_b. \end{cases} \quad (3.10c)$$

Фактически, система (3.9) допускает нормировку индуктивностей входных плеч на индивидуальные джозефсоновские индуктивности

$$l_{A,B} = \frac{L}{L_{J_{A,B}}}, \quad L_{J_{A,B}} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_{cA,B}}. \quad (3.11)$$

Проводя преобразования аналогично разделу 3.1, получаем:

$$\begin{cases} \phi_{in} = \frac{\varphi_B - \varphi_A}{2} + \frac{1}{2}(l_B \sin \varphi_B - l_A \sin \varphi_A), \end{cases} \quad (3.12a)$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{\varphi_B + \varphi_A}{2} + \frac{1}{2}(l_B \sin \varphi_B + l_A \sin \varphi_A) - \phi_b, \end{cases} \quad (3.12b)$$

$$\begin{cases} \frac{\varphi_B + \varphi_A}{2} + \frac{k+2}{2k}(l_B \sin \varphi_B + l_A \sin \varphi_A) = \phi_b. \end{cases} \quad (3.12c)$$

Подставляя определение коэффициента k , можно заметить, как ур. (3.12) переходят в ур. (3.4a) из раздела 2 при $l_A = l_B$. Переход к суммарной и разностной фазам в (3.12) естественным образом выделяет в выражениях, заключённых в скобки в системе (3.12), угол α ,

$$\tan \alpha = \frac{l_A}{l_B} = \frac{I_{cA}}{I_{cB}}.$$

Этот вспомогательный угол будем называть углом асимметрии, поскольку он выражается через отношение критических токов КД и характеризует степень несимметричности нейрона. Нормированные индуктивности плеч выражаются через угол асимметрии следующим образом:

$$l_A = \ell \sin \alpha, \quad l_B = \ell \cos \alpha, \quad \ell = \sqrt{l_A^2 + l_B^2}.$$

После перехода к параметрам (θ, ψ) и простых тригонометрических преобразований получаем двухпараметрическое решение в виде:

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + \frac{\ell}{\sqrt{2}}(\cos \hat{\alpha} \cos \theta \sin \psi - \sin \hat{\alpha} \sin \theta \cos \psi), \end{cases} \quad (3.13a)$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{2}{k+2}(\theta - \phi_b), \end{cases} \quad (3.13b)$$

$$\begin{cases} \frac{2}{k+2}(\theta - \phi_b) + \frac{\sqrt{2}\ell}{k}(\cos \hat{\alpha} \sin \theta \cos \psi - \sin \hat{\alpha} \cos \theta \sin \psi) = 0. \end{cases} \quad (3.13c)$$

Здесь $\hat{\alpha} = \alpha - \pi/4$. Система (3.13) напоминает по форме решение (3.5) с точностью до слагаемых, содержащих $\sin \hat{\alpha}$. Эти решения совпадают при $\hat{\alpha} = 0$, что имеет место для симметричного случая $I_{cA} = I_{cB}$.

На рис. 3.2 показаны расчётные передаточные функции для разных значений отношения критических токов $I_{cA}/I_{cB} > 1$. Видно, что с ростом отношения амплитуда сигнала уменьшается, а передаточная функция становится более асимметричной.

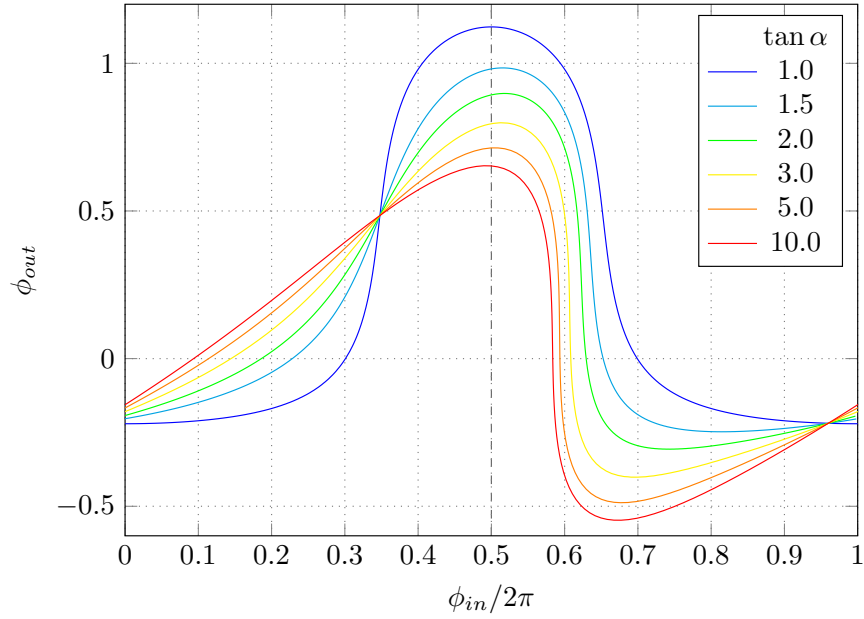


Рис. 3.2 — Передаточная функция нейрона с различным отношением критических токов (указаны в легенде) при одинаковой величине $\ell = 0.41$, $\phi_b = 0.155\pi$, соответствующим экспериментально наблюдаемым значениям.

В частности, левое плечо становится более пологим, а правое более резким, при этом её вершина визуальна становится более острой. Обратный эффект наблюдается при $I_{cA}/I_{cB} < 1$. При высоком отношении критических токов передаточная функция приближается пилообразной зависимости

Как и для симметричного нейрона, совместное преобразование ур. (3.13) позволяет получить неявное выражение для передаточной функции в виде двух ветвей кривой. Параметр θ выражается тривиальным образом через ϕ_{out} в силу (3.13b). Чтобы исключить из системы ψ , следует ввести вспомогательный угол δ , такой, что

$$\sin \delta = \frac{1}{A} \cos \hat{\alpha} \sin \theta, \quad \cos \delta = \frac{1}{A} \sin \hat{\alpha} \cos \theta,$$

$$A = \sqrt{\cos^2 \hat{\alpha} \sin^2 \theta + \sin^2 \hat{\alpha} \cos^2 \theta}.$$

Удобно работать с параметрами $\theta, \psi \in [0, 2\pi]$, поэтому мы также положим $\delta \in [0, 2\pi]$ и в качестве явного выражения $\delta(\theta)$ выберем

$$\delta(\theta) = \arctan \frac{\tan \theta}{\tan \hat{\alpha}} + \pi \text{Floor} \left(\frac{\theta + \pi/2}{\pi} \right),$$

где Floor(x) — функция целой части x . $\delta(\theta)$ — непрерывная и монотонная по функции, как показано на рис. 3.3. Уравнение (3.13c) в терминах $\delta(\theta)$ принимает вид

$$A \sin(\delta - \psi) = -\frac{\sqrt{2}k}{\ell(k+2)}(\theta - \phi_b)$$

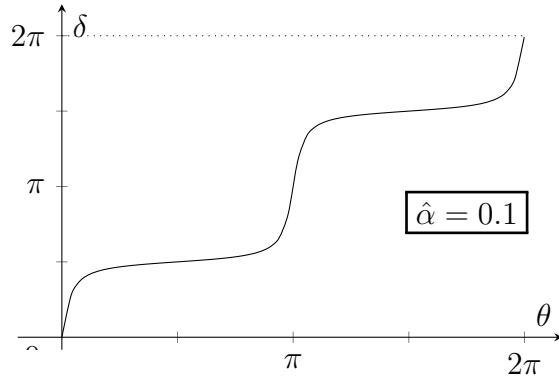


Рис. 3.3 — Непрерывная "сшивка" $\delta(\theta)$.

и может быть разрешено относительно ψ . По модулю 2π существуют две ветви фазы:

$$\psi(\theta) = \delta(\theta) + \arcsin \left(\frac{\sqrt{2}k(\theta - \phi_b)}{A(\theta)\ell(k+2)} \right), \quad (3.14a)$$

$$\psi(\theta) = \delta(\theta) + \pi - \arcsin \left(\frac{\sqrt{2}k(\theta - \phi_b)}{A(\theta)\ell(k+2)} \right). \quad (3.14b)$$

Объявляя аргумент арксинуса $\gamma(\theta)$ и подставляя (3.14) в (3.13a), получаем

$$\begin{aligned} \phi_{in}^{(1)} &= \delta + \gamma + \frac{\ell}{\sqrt{2}} [\cos \hat{\alpha} \cos \theta \sin(\delta + \gamma) + \sin \hat{\alpha} \sin \theta \cos(\delta + \gamma)], \\ \phi_{in}^{(2)} &= \delta + \pi - \gamma - \frac{\ell}{\sqrt{2}} [\cos \hat{\alpha} \cos \theta \sin(\delta - \gamma) + \sin \hat{\alpha} \sin \theta \cos(\delta - \gamma)], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \delta &= \arctan \frac{\tan \theta}{\tan \hat{\alpha}} + \pi \text{Floor} \left(\frac{\theta + \pi/2}{\pi} \right), \\ \gamma &= \arcsin \frac{\sqrt{2}k(\theta - \phi_b)}{A(\theta)\ell(k+2)}, \\ A &= \sqrt{\cos^2 \hat{\alpha} \sin^2 \theta + \sin^2 \hat{\alpha} \cos^2 \theta}, \\ \theta &= \frac{k+2}{2} \phi_{out} + \phi_b. \end{aligned}$$

В пределе $\hat{\alpha} \rightarrow 0$ решение переходит в (3.7).

3.3 Геометрическая асимметрия

Рассмотрим случай геометрической асимметрии $L_A \neq L_B$. Джозефсоновские индуктивности будем считать одинаковыми: $L_{J_A} = L_{J_B} = L_J$. Это дает возможность провести стандартную нормировку индуктивностей элементов гаусс-нейрона, описанную в Главе 1, причём

$$l_{A,B} = \frac{L_{A,B}}{L_J}.$$

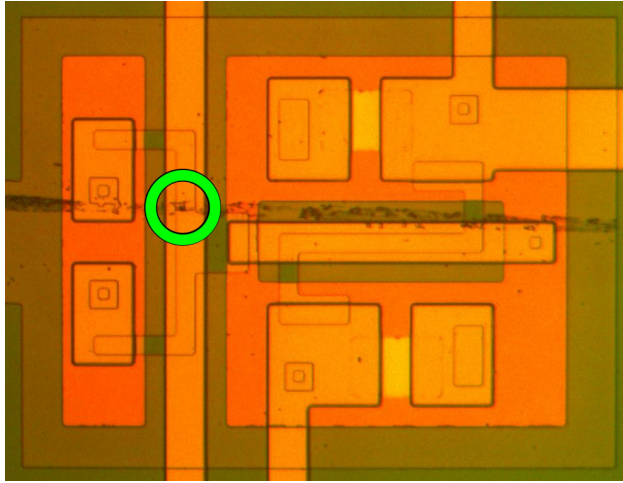


Рис. 3.4 — Микрофотография образца с дефектом тонкоплёночного покрытия. Зелёным выделен дефект в области приёмного плеча.

Нормированная система уравнений состояния (3.1) имеет вид

$$\begin{cases} l_{out}(\sin \varphi_A + \sin \varphi_B) + \phi_{out} = 0, & (3.15a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \varphi_A + l_A \sin \varphi_A + \phi_{in} = \phi_{out} + \phi_b, & (3.15b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \varphi_B + l_B \sin \varphi_B - \phi_{in} = \phi_{out} + \phi_b. & (3.15c) \end{cases}$$

Она отличается от “симметричной” системы (3.3) только различными значениями индуктивностей l_A и l_B в ур. (3.15b)-(3.15c). В этих условиях введение угла асимметрии по аналогии с разделом 3 не даёт больших преимуществ. Складывая и вычитая (3.15b) и (3.15c), получаем систему уравнений в следующем виде:

$$\begin{cases} \phi_{in} = \frac{\varphi_B - \varphi_A}{2} + \frac{1}{2}(l_B \sin \varphi_B - l_A \sin \varphi_A), & (3.16a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{\varphi_B + \varphi_A}{2} - \phi_b + \frac{1}{2}(l_B \sin \varphi_B + l_A \sin \varphi_A), & (3.16b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\varphi_B + \varphi_A}{2} + \left(l_B + \frac{l_{out}}{2}\right) \sin \varphi_B + \left(l_A + \frac{l_{out}}{2}\right) \sin \varphi_A = \phi_b. & (3.16c) \end{cases}$$

Вводя суммарную и разностную фазы θ, ψ , по аналогии с разделом 2, получаем двухпараметрическое решение вида

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + \frac{l_B + l_A}{2} \cos \theta \sin \psi + \frac{l_B - l_A}{2} \sin \theta \cos \psi, & (3.17a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \theta - \phi_b + \frac{l_B + l_A}{2} \sin \theta \cos \psi + \frac{l_B - l_A}{2} \cos \theta \sin \psi & (3.17b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \theta - \phi_b + \left(\frac{l_B + l_A}{2} + 2l_{out}\right) \sin \theta \cos \psi + \frac{l_B - l_A}{2} \cos \theta \sin \psi = 0. & (3.17c) \end{cases}$$

Для преобразования системы (3.17) удобно ввести величины $l_{\pm}$ как полусумму и полуразность индуктивностей джозефсоновских плеч,

$$l_{\pm} = \frac{l_B \pm l_A}{2}. \quad (3.18)$$

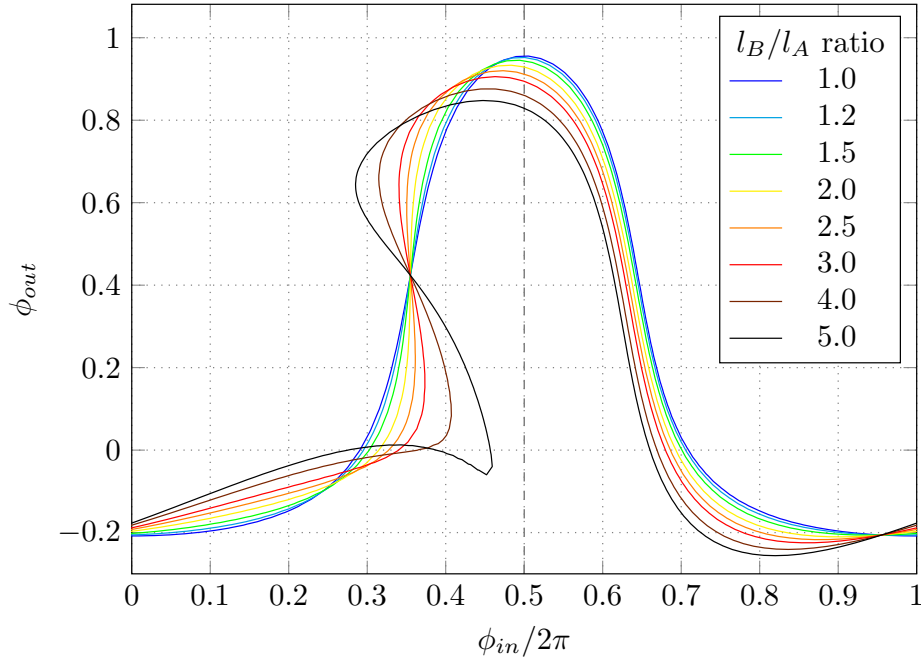


Рис. 3.5 — Передаточная функция нейрона с различным отношением индуктивностей приёмных плеч (указаны в легенде) при одинаковой величине l_A . Параметры соответствуют параметрам образца: $l_A \approx 0.29$, $l_{out} \approx 0.48$, $\phi_b \approx 0.49$, нормировка произведена на джозефсоновскую индуктивность $\overline{L_J} = 14.85$ пГн, выбранную как среднее найденных экспериментально L_{J_A} и L_{J_B} .

В обозначениях (3.18) система принимает вид

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + l_+ \sin \psi \cos \theta + l_- \sin \theta \cos \psi, & (3.19a) \\ \phi_{out} = \frac{2l_{out}}{l_+ + 2l_{out}} (\theta - \phi_b + l_- \sin \psi \cos \theta), & (3.19b) \\ \frac{\phi_b - \theta - l_- \sin \psi \cos \theta}{l_+ + 2l_{out}} - \sin \theta \cos \psi = 0, & (3.19c) \end{cases}$$

который переходит в (3.5) при $l_+ \rightarrow l$, $l_- \rightarrow 0$.

Решения системы (3.19) графически представлены на рис. 3.5 для различного значения l_B/l_A при постоянном l_A . Геометрическая асимметрия нейрона слабо влияет на одно "крыло" передаточной функции (правое на рис. 3.5), создавая перегиб на втором крыле, возрастающий с увеличением отношения l_B/l_A . При сильной геометрической асимметрии происходит нарушение однозначности одной из ветвей ($l_B/l_A \approx 2.06$ при прочих значениях параметров как на рис. 3.5). Не все состояния, возможные при значениях входного потока, допускающего более одного значения выходного потока, являются стабильными. Передаточная функция практического нейрона будет в таком случае претерпевать скачок, аналогичный показанному на рис. 3.6, и демонстрировать гистерезисное поведение. При этом состояния, отмеченные на рисунке штриховой линией, могут наблюдаться вследствие скачков, имеющих шумовую природу. Стоит отметить, что гистерезисность может наблюдаться и на симметричном гаусс-нейроне при определённых значениях его индуктивностей.

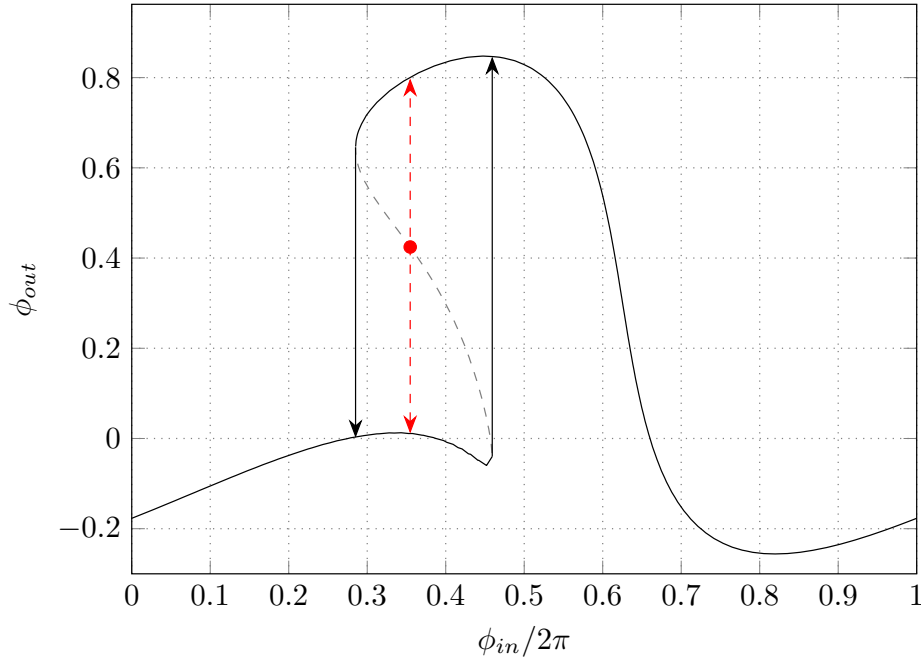


Рис. 3.6 — Передаточная функция нейрона с отношением индуктивностей приёмных плеч $l_B/l_A = 5$. Сплошной линией показан возможный результат экспериментального измерения передаточной функции. Нормальное гистерезисное поведение отмечено сплошными чёрными стрелками. Красная пунктирная линия иллюстрирует скачок шумовой природы. Серой штриховой линией отмечено точное решение уравнения состояния. Параметры соответствуют параметрам образца, как на рис. 3.5.

3.4 Асимметрия входного сигнала

Следующий тип асимметрии представлен возможной несимметричной подачей входного сигнала в приёмные плечи нейрона. Фактически это означает, что отличаются взаимные индуктивности $m_{in}^{A,B}$ между контрольной линией и джозефсоновскими плечами нейрона. Будем считать, что джозефсоновская и геометрическая индуктивности отсутствуют. Тогда уравнение состояния гаусс-нейрона в стандартной нормировке будет определяться системой

$$\begin{cases} l_{out}(\sin \varphi_A + \sin \varphi_B) + \phi_{out} = 0, & (3.20a) \\ \varphi_A + l \sin \varphi_A + (1+t)\phi_{in} = \phi_{out} + \phi_b, & (3.20b) \\ \varphi_B + l \sin \varphi_B - (1-t)\phi_{in} = \phi_{out} + \phi_b, & (3.20c) \end{cases}$$

где t — параметр, характеризующий разбаланс входного потока. Суммарный поток $2\phi_{in}$ при этом остаётся неизменным, и ϕ_{in} в данном случае имеет смысл именно половины общего входного потока в гаусс-нейроне. Поскольку входной поток в плечо, например, A , есть $\phi_{in}^A = m_{in}^A i_{cl}$, то $\phi_{in} = (m_{in}^A + m_{in}^B) i_{cl} / 2$, и в таком случае, приравнивая $(1+t)\phi_{in} = \phi_{in}^A$, получаем

$$t = \frac{m_{in}^A - m_{in}^B}{m_{in}^A + m_{in}^B}. \quad (3.21)$$

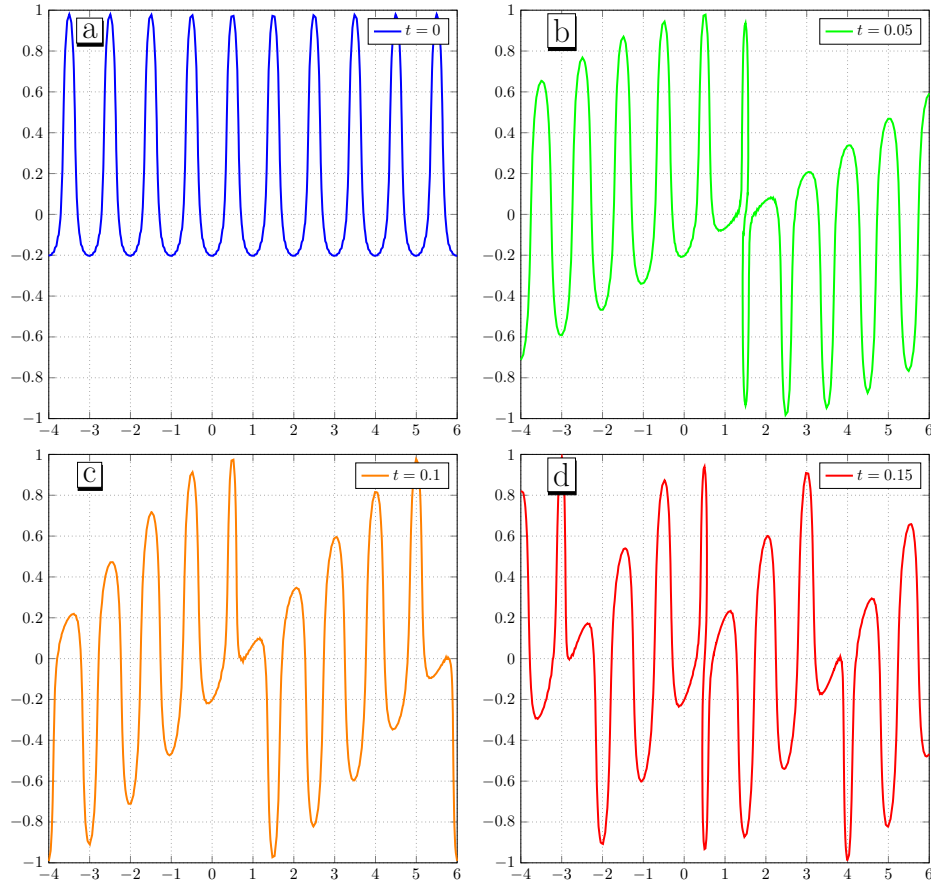


Рис. 3.7 — Передаточная функция нейрона с различным коэффициентом разбаланса входного сигнала t . Параметры приближённо соответствуют параметрам образца: $l = 0.3$, $l_{out} = 0.5$, $\phi_b = 0.15\pi$.

Чтобы разрешить уравнения (3.20b), (3.20c) относительно ϕ_{in} , надо вычесть одно уравнение из другого. Чтобы получить уравнение на ϕ_{out} , надо их сложить, предварительно умножив на $(1 \mp t)$. В результате ур. (3.22a) остаётся без изменений (ср. с системой (3.5)), а в ур. (3.22b), (3.22c) появляются новые слагаемые:

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + l \sin \psi \cos \theta, & (3.22a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{2l_{out}}{l + 2l_{out}} (\theta - \phi_b + t\phi_{in}), & (3.22b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \theta + (l + 2l_{out}) \sin \theta \cos \psi + t\phi_{in} = \phi_b. & (3.22c) \end{cases}$$

На рис. 3.7 представлены графики передаточной функции в пределах нескольких периодов при разных значениях параметра асимметрии t . При $t = 0$ решение переходит в (3.5), поэтому передаточная функция на рис. 3.7(a) является строго периодической. При $t \neq 0$ возникает линейная компонента ПФ (см. рис. 3.7(b)), поскольку часть выходного сигнала транслируется в выходную индуктивность. (см. ур. (3.22b)) Кроме того, можно заметить изменение знака нелинейной компоненты передаточной функции при изменении знака входного сигнала, а также разную форму первого и последующих куполов ПФ. Этот эффект появляется даже при незначительной приёмной асимметрии (около 5% на рис. 3.7(b)). Изменение знака ПФ является периодическим, причём пери-

од уменьшается с ростом параметра асимметрии (см. рис. 3.7(c,d)). Похожие эффекты наблюдаются в ходе экспериментальных исследований. (см. Раздел 4.3).

4 АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ

4.1 Устройство образцов

На рис. 4.1 приведено изображение исследуемых образцов. Напомним (см. Раздел 1.3.2), что нейрон составляют три индуктивных элемента – два приёмных L и одно выходное L_{out} плечо, кроме этого в схеме присутствует СКВИД. Индуктивности, входящие в качестве параметров в уравнения его состояния, могут быть оценены из простых соображений, приведённых в Главе 1 (формула (1.14)). Например, каждое из джозефсоновских плеч состоит из 9 квадратов, изготовленных на 5 и 8 этапах технологического процесса, 6 из которых являются прямыми и 3 – поворотными. Используя формулу для индуктивности квадрата сверхпроводящей полосы над толстым сверхпроводящим экраном (см. [70], §10),

$$L_{\square}^{(5)} = \mu_0(2\lambda + d_{SiO}), \quad (4.1)$$

получаем $L_{\square}^{(5)} = \mu_0 d_m^{(5)} = 0.63$ пГн. Здесь $d_m^{(5)}$ – магнитная длина индуктивного слоя, состоящая из двух лондоновских длин $\lambda_L = 85$ нм для ниобия [80] и толщины первого слоя изоляции $d_{SiO} = 330$ нм. В работе [78] хорошее согласие с экспериментом было получено при значении индуктивности поворотного квадрата $L_{\square}/2$. Таким образом, индуктивность джозефсоновского плеча составляет $L = 4.7$ пГн.

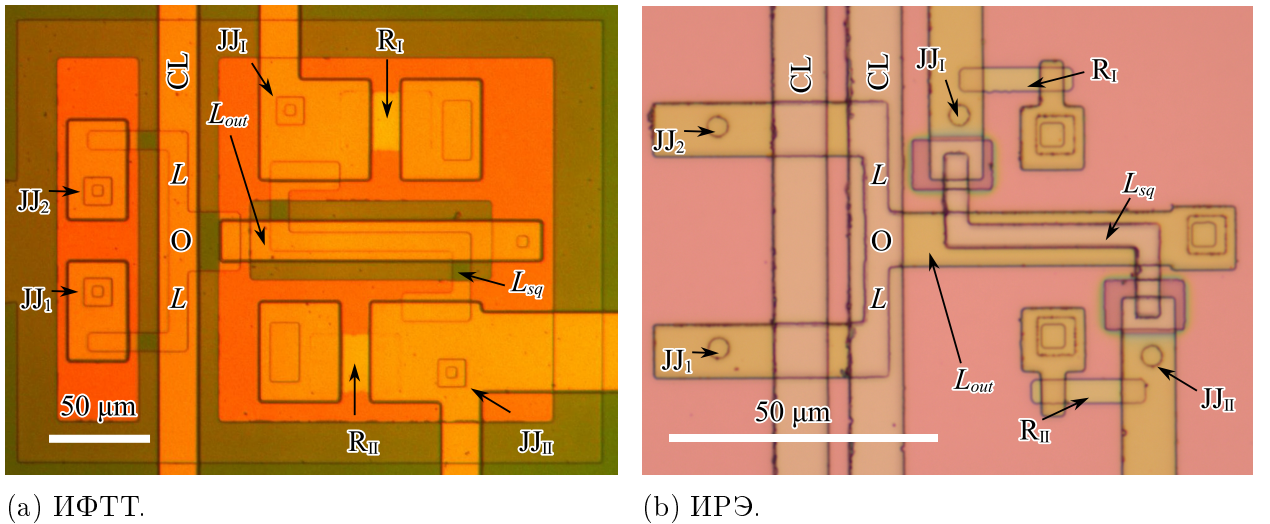


Рис. 4.1 — Микрофотографии изготовленных образцов, изготовленных в ИФТТ (первый экспериментальный прототип, слева) и ИРЭ (второй, справа). Обозначения соответствуют друг другу и рис. 2.2 (см. также определения в тексте).

Выходная индуктивность L_{out} состоит из трёх участков: начального, замыкающего и промежуточного, обеспечивающего индуктивную связь с измерительным СКВИДом. Начальный и замыкающий участки содержат в сумме 2 квадрата с индуктивностью $L_{\square}^{(5)}$, а промежуточный — шесть квадратов с индуктивностью

$$L_{\square}^{(8)} = \mu_0 d_m^{(8)} = \mu_0 (2\lambda + 2d_{SiO}) \approx 1.0 \text{ пГн}, \quad (4.2)$$

изготовленных на 8 этапе технологического процесса. Промежуточный участок L_{out} отделён от сверхпроводящего экрана двойным слоем изоляции, что обеспечивает увеличенную оценку индуктивности на квадрат. Суммирование даёт $L_{out} = 7.3 \text{ пГн}$.

Важным элементом схемы является двухконтактный СКВИД, предназначенный для измерения выходного магнитного потока. Наличие такого элемента (отсутствует на рис. 1.9) подразумевалось, но не учитывалось в теоретических работах [55, 56, 60, 61, 63]. На рис. 4.1a, 4.1b этот интерферометр состоит из контактов Джозефсона JJ_I и JJ_{II} , а также индуктивного элемента L_{sq} . Последний элемент частично расположен под промежуточным участком выходной индуктивности нейрона, обеспечивая индуктивную связь между L_{sq} и L_{out} . Элемент L_{sq} формируется в виде прямоугольника на пятом этапе с последующей изоляцией на этапе 6 (ИФТТ) или на 8-м этапе (ИРЭ). Контакты измерительных СКВИДов были шунтированы сопротивлением номиналом около 2 Ом (ИФТТ) или 3 Ом (ИРЭ) для однозначности их вольт-амперных характеристик, как было обсуждено в Главе 1.2.1.

Коэффициент связи между L_{out} и L_{sq} на квадрат поверхности элемента L_{sq} можно оценить как $M_{\square}^{(58)} = L_{\square}^{(5)} w^{(5)} / w^{(8)}$, где $w^{(5,8)}$ - ширины полосковых линий, изготовленных на 5-м и 8-м этапах технологического процесса. Подстановка даёт $M_{\square} = 0.32 \text{ пГн}$, а взаимную индуктивность L_{out} к поворотному квадрату L_{sq} можно принять за половину от прямого [86]. Учитывая количество квадратов элемента L_{sq} в зоне индуктивной связи (8 прямых и 2 поворотных) получаем $M_{out} = 2.8 \text{ пГн}$. Применяя данные рассуждения к зонам индуктивной связи контрольной линии и приёмных контуров нейрона, содержащим по 3 прямых и 2 поворотных квадрата в индуктивном слое каждая, имеем оценку $M_{in} = 2.4 \text{ пГн}$.

Для образцов, изготовленных в ИРЭ, с учётом уменьшенной толщины слоя изоляции получаем оценку индуктивности на квадрат $L_{\square}^{(5)} \approx 0.46 \text{ пГн}$ (толщина слоя изоляции 200 нм) и $L_{\square}^{(8)} \approx 0.84 \text{ пГн}$ (толщина двух слоёв изоляции 500 нм). Приёмные плечи образуются 5 прямыми и 1 поворотным квадратами, выходное плечо — 6 прямыми. В таком случае получаем оценку $L = 2.5 \text{ пГн}$, $L_{out} = 2.8 \text{ пГн}$. Для взаимной индуктивности выходного плеча и петли СКВИДа, отношение ширин полосок для которых $w^{(5)} / w^{(8)} = 2.5$, получаем оценку индуктивности на квадрат $M_{\square}^{(58)} \approx 0.18 \text{ пГн}$. L_{sq} насчитывает примерно 9.5 прямых квадратов и 2 поворотных, что даёт $M_{out} = 1.9 \text{ пГн}$. Для контрольной линии и приёмных плеч оценкой будет $M_{in} = 0.6 \text{ пГн}$.

Таблица 4.1 — Оценки индуктивностей (индуктивность квадрата и полная индуктивность в пГн и в единицах L_J) для двух образцов.

		L	L_{out}	M_{out}	M_{in}
ИФТТ	$L_{\square}$, пГн	0.6	1	0.3	0.5
	L , пГн	4.3	7.2	2.7	2.4
ИРЭ	$L_{\square}$, пГн	0.46	0.46	0.18	0.18
	L , пГн	2.5	2.8	1.9	0.6

4.2 Нейрон первого поколения

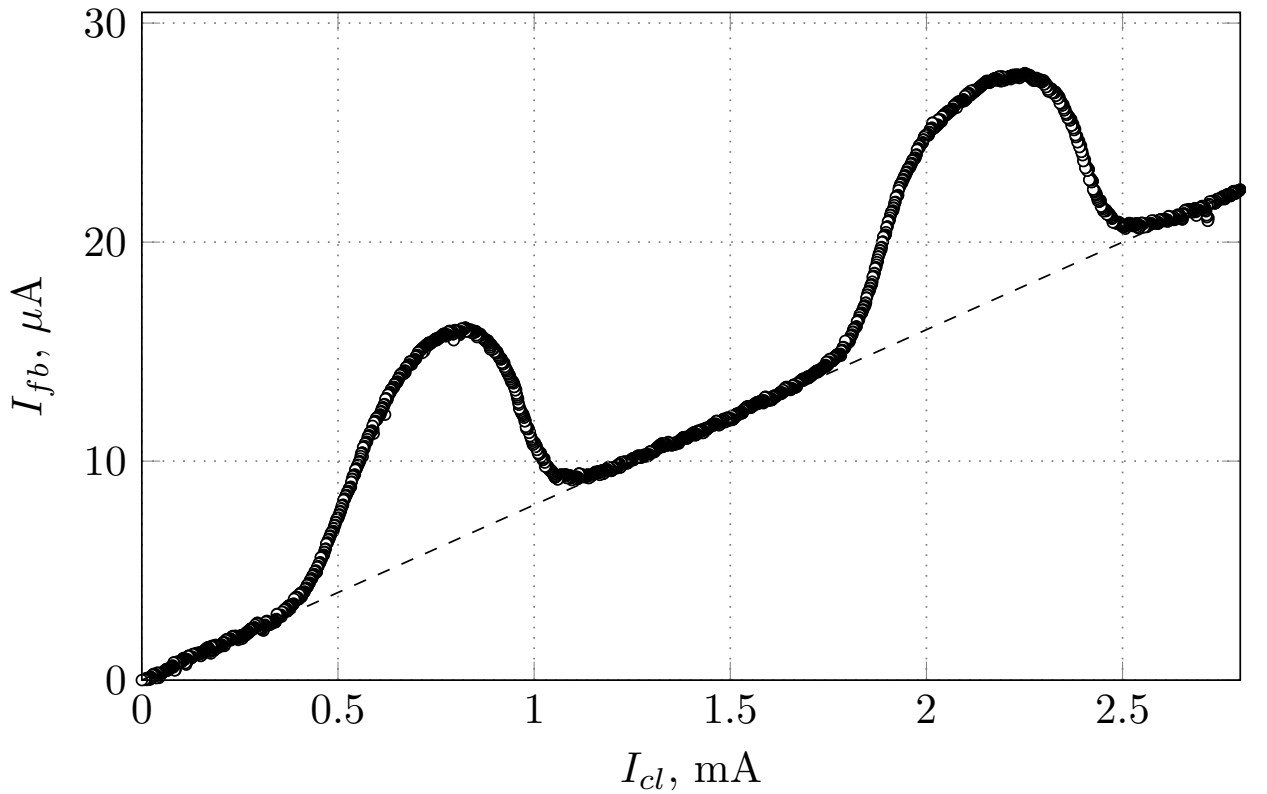


Рис. 4.2 — Экспериментальная передаточная функция исследованного образца. Штриховой линией проиллюстрирована линейная компонента полученной зависимости.

Типичная экспериментальная кривая, показанная на рис. 4.2, представляет собой набор положительных куполообразных пиков с амплитудой около 10 мкА по компенсирующему току и периодом $T_x = 1.4$ мА по входному сигналу на фоне линейной зависимости с наклоном в 0.8% тока I_{cl} . Нелинейная компонента качественно соответствует ожидаемой передаточной функции образца. Линейная компонента, по-видимому, вызвана непосредственной передачей входного магнитного потока в измерительную цепь (см. Раздел 4.3). Этот эффект наблюдался ранее в работе [78] при экспериментальном исследовании передаточной функции сигма-нейрона. Причина может быть связана

с протеканием в экране кольцевых токов в качестве отклика на магнитное поле контрольной линии. Позднее будут приведены различные интерпретации этого эффекта.

Для сравнения формы экспериментальной и расчетных кривых далее нелинейная компонента передаточной функции нормируется на своё максимальное значение, а управляющий ток - на период T_x . Форма нелинейной компоненты (полезный сигнал) близка к гауссовой, однако не совсем ей соответствует (см. рис. 4.3 (а)). Нормированный полезный сигнал имеет промежуточную форму между двумя гауссовыми зависимостями вида $\exp(-(x - x_d)^2/2\sigma^2)$ с разным значением σ^2 , аппроксимируемыми либо “купол” (верхняя (синяя) штриховая кривая на рис. 4.3 (а)), либо “крылья” (нижняя (красная) пунктирная кривая на рис. 4.3 (а)) экспериментальной кривой. Здесь x - значение управляющего тока, нормированное на T_x , x_d - положение вершины купола в единицах T_x , а выходной сигнал нормирован на амплитуду купола. Дисперсия σ^2 равна 0.025 и 0.01 для “верхней” (синей) и “нижней” (красной) гауссовых кривых соответственно. Наилучшая аппроксимация всей кривой достигается при промежуточном значении дисперсии $\sigma^2 = 0.015$.

Более подходящим является описание формы передаточной функции гаусс-нейрона с помощью двухпараметрической зависимости вида (1.44), (3.5) (или их аналогов, учитывающих асимметрию ПФ):

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + l \sin \psi \cos \theta, & (4.3a) \\ \phi_{out} = \frac{2l_{out}}{l + 2l_{out}}(\theta - \phi_b), & (4.3b) \\ \frac{\phi_b - \theta}{l + 2l_{out}} - \sin \theta \cos \psi = 0. & (4.3c) \end{cases}$$

при измерении передаточной функции ток I_{cl} (управляющий ток) от источника “С” изменялся скачкообразным образом на величину около 0.2% периода с интервалом времени более 1 с, что на много порядков меньше характерных скоростей джозефсоновских процессов. На рис. 4.3(b) видно, что теоретическая зависимость (4.3) неплохо описывает экспериментальные результаты. При этом $L_J \approx 15$ пГн, $\phi_b \approx 0.15\pi$.

При этом нелинейная компонента экспериментально измеренной передаточной функции образца демонстрирует лёгкую степень асимметрии. В частности, видно, что левое “крыло” экспериментальной передаточной функции является более “резким”, чем правое. Именно такой эффект может быть вызван джозефсоновской асимметрией, как было показано на рис. 3.2. На рис. 4.4(b) для аппроксимации ПФ использована система (3.13), учитывающая разность критических токов КД. Видно, что уточнённая кривая хорошо описывает экспериментальные результаты и воспроизводит небольшой наклон нелинейной компоненты ПФ. Наилучшая аппроксимация экспериментальной кривой может быть получена при использовании параметра асимметрии $\hat{\alpha} = 0.04$, что соответствует отношению критических токов $I_{cA}/I_{cB} = 1.09$. Индуктивности при этом равны $l_A \approx 0.3$, $l_B \approx 0.28$, $k \approx 0.60$. Соответствующие значения джозефсоновских

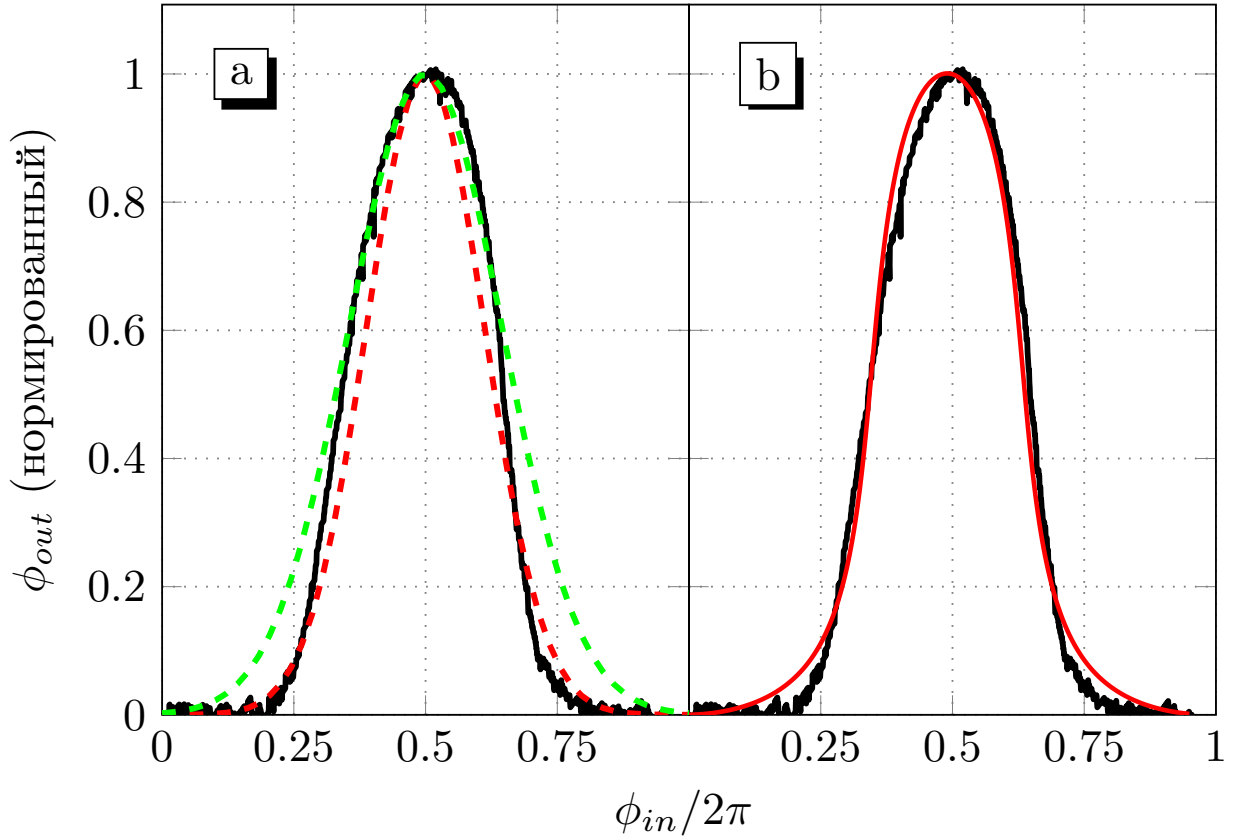


Рис. 4.3 — Нелинейная компонента передаточной функции гаусс-нейрона (чёрные точки), аппроксимированная распределениями гаусса с разным значением дисперсии (см. штриховые линии на панели (а)) и параметрической зависимостью (4.3) (см. красную линию на панели (b)). По оси x отложен управляющий ток, нормированный на период передаточной функции. Вертикальная ось нормирована на амплитуду изменения нелинейной компоненты.

индуктивностей $L_{J_A} \approx 14.2$ пГн, $L_{J_B} \approx 15.4$ пГн ($I_{cA} \approx 23.2$ мкА, $I_{cB} \approx 21.4$ мкА). Отметим, что отношение критических токов является неизмеряемым параметром для реализованной конструкции гаусс-нейрона, так же как и величины критических токов по-отдельности. Поэтому предложенный анализ является единственным методом определения критических токов в несимметричном гаусс-нейроне. Сравнение одного периода передаточной функции экспериментального образца с расчётной передаточной функцией без учёта и с учётом асимметрии приведено на рис. 4.4. На рис. 4.4(с) приведено сравнение отклонения расчётных ПФ от экспериментальной кривой. Видно, что в местах особенно сильного отклонения симметричной ПФ асимметричная заметно лучше аппроксимирует экспериментальную ПФ. Предполагаемое значение потока смещения при этом $\phi_b \approx 0.16\pi$. Среднеквадратичное отклонение расчётной и экспериментальной кривых составляет менее 3%.

Система ур. (4.3) содержит, фактически, всего два (асимметричная – три) свободных параметра: джозефсоновскую индуктивность L_J и поток смещения ϕ_b , определяемых по форме ПФ. Ненулевое значение второго параметра, на первый взгляд,

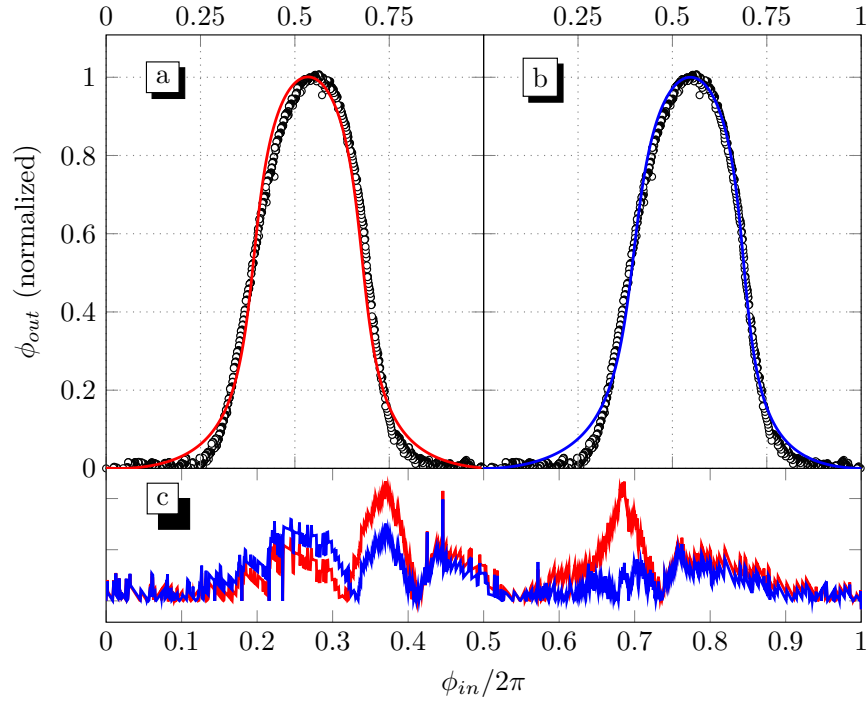


Рис. 4.4 — Нелинейная компонента передаточной функции гаусс-нейрона (чёрные точки), аппроксимированная зависимостью (4.3) (красная кривая сверху слева) и (3.13) (синяя кривая сверху справа). Внизу соответствующими цветами продемонстрировано отклонение расчётной ПФ от экспериментально измеренной.

должно вызывать удивление. Действительно, в первых работах [55, 56] этот поток рассматривался как инструмент управления начальным состоянием гаусс-нейрона, а для создания ϕ_b предполагалось подавать в точку соединения O дополнительный ток i_T , который протекает до общего электрода (экрана) через выходную индуктивность (см. рис. 1.9). В работе [63] было показано, что величина ϕ_b влияет и на форму передаточной функции. При больших ϕ_b купол передаточной функции уширяется и теряет идеальную форму, соответствующую распределению Гаусса. Именно этот эффект наблюдается на рис. 4.3, подтверждая наличие заметного потока смещения, хотя никакие дополнительные источники тока (см. схему рис. 1.9) к нейрону не подключались (см. схему рис. 2.2) и специальные контрольные линии не использовались. Ниже поток смещения будет рассмотрен подробнее.

Появление потока смещения в нашем эксперименте, по-видимому, связано с влиянием процесса измерения на состояние образца (нейрона), поскольку датчик СКВИДа является единственным элементом, связанным непосредственно с выходной индуктивностью. Действительно, в силу индуктивной связи между L_{sq} и L_{out} магнитный поток в выходной индуктивности равен

$$\phi_{out} = l_{out}i_{out} + m_{out}i_{sq}, \quad (4.4)$$

где i_{sq} - нормированный ток, протекающий по петле измерительного СКВИДа. При

этом токи i_{out} и i_{sq} связаны условием постоянства магнитного потока ϕ_{sq} через измерительную систему:

$$\phi_{sq} = m_{out}i_{out} + l_{sq}i_{sq} = \text{const.} \quad (4.5)$$

Напомним (см. Раздел 2.2), что для максимальной точности измерений рабочую точку СКВИДа (то есть, стабилизируемый магнитный поток Φ_{sq}) необходимо выбирать отличным от нуля, точнее, в области большой производной $dU/d\Phi_{sq}$ вольт-поточковой характеристики (см. рис. 2.3b). Условие $\phi_{sq} \neq 0$ может быть обеспечено за счет несимметричной конструкции измерительного СКВИДа (см. рис. 2.2), приводящей к несимметричному протеканию тока питания I_b , а также за счет постоянной компоненты тока I_F , приводящей к смещению вольт-поточковой характеристики. Исключая ток i_{sq} из ур. (4.4) с помощью ур. (4.5), имеем:

$$\phi_{out} = l_{out} \left(1 - \frac{m_{out}^2}{l_{sq}l_{out}} \right) i_{out} + \frac{m_{out}}{l_{sq}} \phi_{sq} = l'_{out} i_{out} + \frac{m_{out}}{l_{sq}} \phi_{sq}, \quad (4.6)$$

где

$$l'_{out} = l_{out} \left(1 - \frac{m_{out}^2}{l_{sq}l_{out}} \right). \quad (4.7)$$

Первое слагаемое определяет линейную связь между выходным сигналом нейрона и током i_{out} , а второе даёт вклад в эффективный поток смещения. С учётом связи (4.6) система (3.5) принимает вид

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + l \sin \psi \cos \theta, \end{cases} \quad (4.8a)$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{2l'_{out}}{l + 2l'_{out}} \left(\theta - \phi_b - \frac{lm_{out}}{2l'_{out}l_{sq}} \phi_{sq} \right), \end{cases} \quad (4.8b)$$

$$\begin{cases} \frac{\theta - \phi_b - \frac{m_{out}}{l_{sq}} \phi_{sq}}{l + 2l'_{out}} + \sin \theta \cos \psi = 0. \end{cases} \quad (4.8c)$$

Величина l'_{out} входит в неё как эффективная (перенормированная) выходная индуктивность. Поток через СКВИД при этом не является в чистом виде перенормированным потоком смещения, поскольку суммируется с ϕ_b в ур. (4.8b), (4.8c) с разными коэффициентами. Отношение этих коэффициентов равно

$$k = \frac{l}{2l'_{out}} \quad (4.9)$$

и сильно отличается от единицы. Таким образом, кроме составления части потока смещения (или, в отсутствии дополнительной токовой линии, всего потока смещения), поток СКВИДа также принципиально новым образом влияет на форму передаточной функции. Рассмотрим систему (4.8) с $\phi_b = 0$ и выберем такое значение ϕ_{sq} , чтобы оно равнялось прежнему значению ϕ_b с точностью до l_{sq}/m_{out} . Для двух разных ϕ_b решение представлено на рис. 4.5. Индуктивности l и l_{out} выбраны близкими к таковым у образца. Как видно, искажение передаточной функции практически полностью сводится к её перенормировке на близкую к 1 величину, так что можно приближённо считать

$$\phi_b \approx \frac{m_{out}}{l_{sq}} \phi_{sq}. \quad (4.10)$$

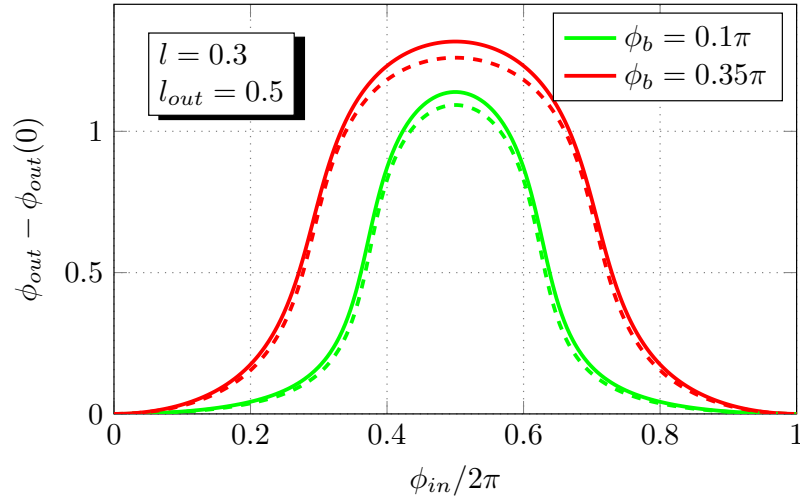


Рис. 4.5 — Расчётные ПФ гаусс-нейрона с потоком смещения ϕ_b без учёта СКВИДа (сплошные линии) и без ϕ_b , но с таким же значением $m_{out}\phi_{sq}/l_{sq}$ (штриховые линии). Функции нормированы на период (2π) и смещены к 0 по оси y .

Возможность создания потока смещения путем выбора рабочей точки измерительной схемы является благоприятным обстоятельством для разработчиков сверхпроводниковых ANN на основе радиальных базисных функций. Действительно, измерительный СКВИД является неотъемлемой частью нейрона как логического элемента. Поэтому задание потока смещения через индуктивность L_{sq} не требует дополнительных усилий. Отсутствие необходимости в дополнительном токовом сигнале позволяет уменьшить количество подводющих линий, энергопотребление и общие размеры нейрона. Как упоминалось в работе [78], миниатюризация индуктивных элементов по отношению к размерам экрана способна также подавить паразитную передачу входного сигнала в измерительную цепь.

4.3 Нейрон второго поколения

Типичная экспериментальная кривая адиабатического гаусс-нейрона второго поколения представлена на рис. 4.6. Характерными особенностями передаточных функций по сравнению с первым прототипом является уменьшение наклона линейной компоненты примерно в три раза (0.25% вместо 0.8%) и уменьшение амплитуды куполов. Первый эффект, скорее всего, связан с увеличением размеров сверхпроводящего экрана: размер экрана, перпендикулярный контрольной линии, был увеличен, что привело к пропорциональному уменьшению величины линейной компоненты. Уменьшение амплитуду куполов связано с меньшей величиной критического тока контактов Джозефсона. При этом также присутствует эффект переворота куполов передаточной функции, который проще увидеть после вычета линейной компоненты (см. рис. 4.7). Низкая ам-

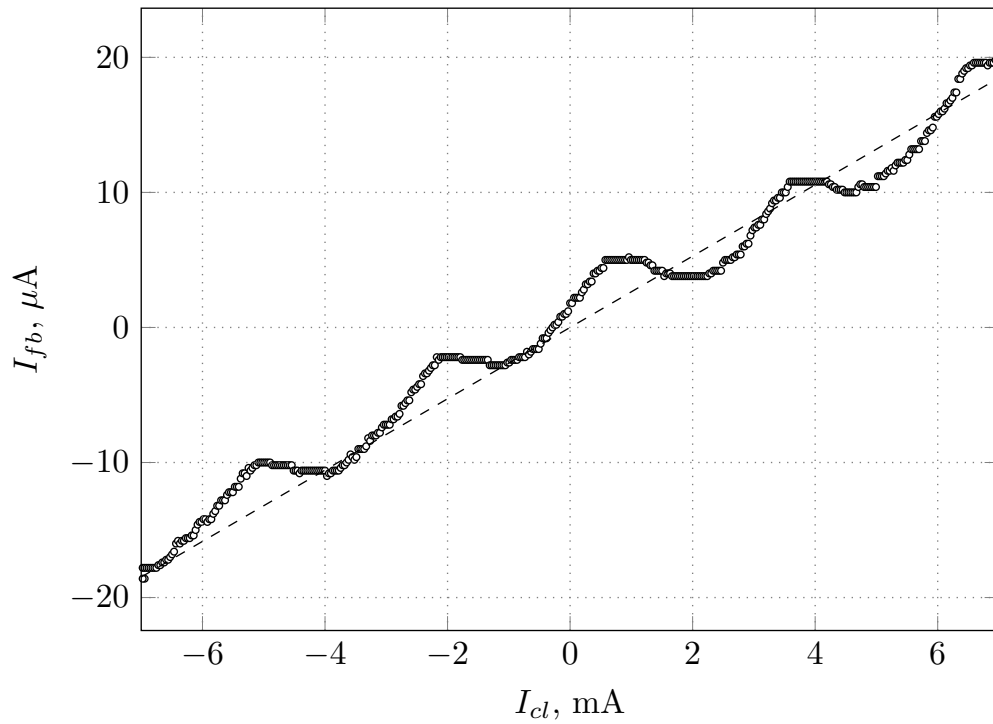


Рис. 4.6 — Экспериментальная передаточная функция исследованного образца из ИРЭ. Куполы выражены слабо, а паразитная передача уменьшена примерно в три раза. Измерение проводилось в рабочей точке СКВИДа $I_{sq}^{(0)} = 182$ мкА

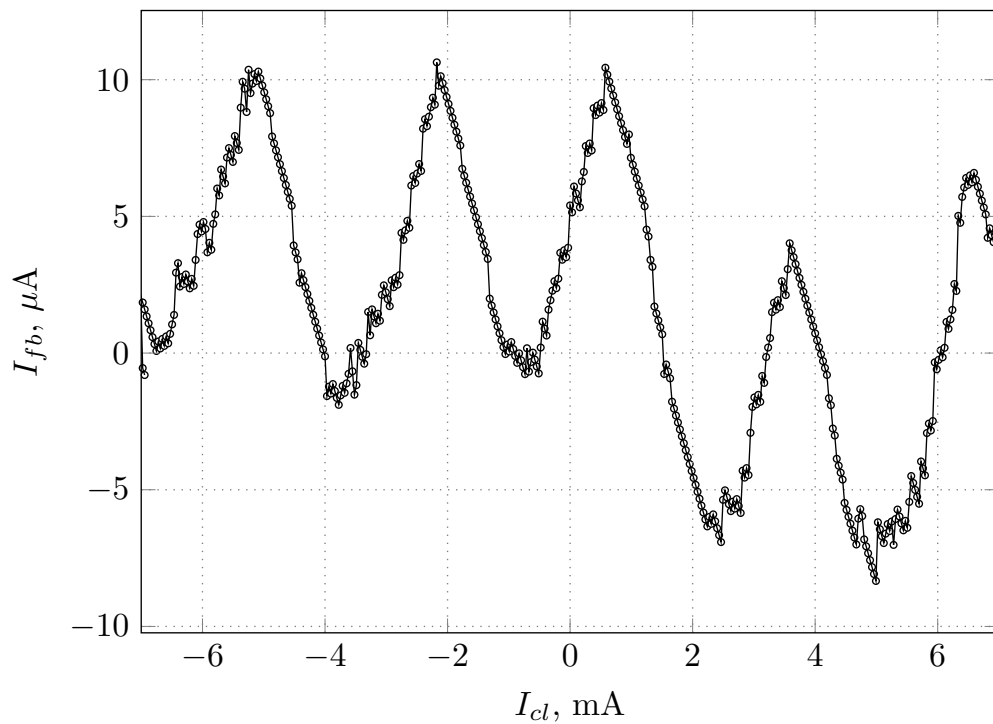


Рис. 4.7 — Нелинейная компонента передаточной функции образца из ИРЭ. После вычитания линейной компоненты хорошо видно перевернут куполов ПФ.

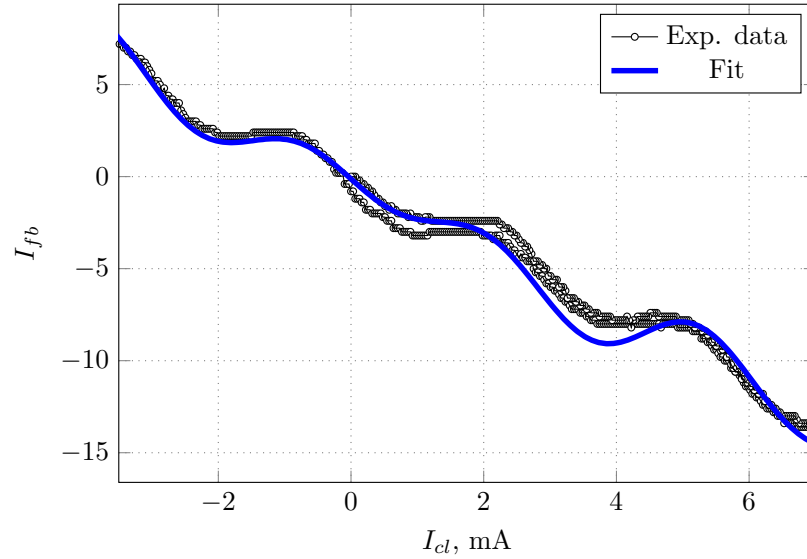


Рис. 4.8 — Экспериментально измеренная передаточная функция в координатах (I_{cl}, I_{fb}) (чёрные точки). Синей кривой показана аппроксимация расчётной зависимостью, учитывающей эффект непосредственной передачи входного потока в выходное плечо и контур измерительного СКВИДа и разбаланс криттоков КД.

плитуда не позволяет достаточно уверенно говорить о наличии или нарушении какой-либо симметрии гаусс-нейрона, хотя на рис. 4.7 наблюдается небольшая асимметрия куполов, характерная для джозефсоновской асимметрии (см. раздел 3.2). Наиболее отчетливо виден эффект переворота нелинейной компоненты, вызываемый асимметрией приёма входного сигнала. Причиной этого эффекта является контрольная линия, которая либо задаёт непосредственную засветку в СКВИДе (см. ниже), либо задаёт сигнал несимметрично в приёмные плечи нейрона (см. Главу 3).

На рис. 4.8 показана аппроксимация одной из экспериментальных кривых измеренного образца в исходных координатах (I_{cl}, I_{fb}) . Измерение проводилось на рабочей точке СКВИДа $I_{sq}^{(0)} = 61$ мкА. При аппроксимации учитывались эффекты взаимодействия СКВИДа с выходным плечом (m_{out}) и контрольной линии с выходным плечом и СКВИДом ($m_{out}^{cl}, m_{sq}^{cl}$), а также величина стабилизируемого потока через СКВИД и джозефсоновская асимметрия. Представленная расчётная кривая соответствует разбалансу критических токов $I_{cA} \approx 5$ мкА, $I_{cB} \approx 7$ мкА, $L_A \approx L_B \approx L_{out} \approx 2.6$ пГн, $L_{sq} \approx 9.7$ пГн, $M_{out} \approx -1.6$ пГн, $M_{sq}^{cl} \approx -0.2$ пГн, $M_{out}^{cl} \approx 0.12$ пГн, $M_{in} \approx 0.56$ пГн. Индуктивности достаточно точно совпадают с оценками, приведёнными в Разделе 4.1.

Обнаруженная асимметрия исследованного образца по отношению к входному сигналу, по-видимому, связана с паразитной связью задающего и регистрирующего элементов (контрольной линии и СКВИДа) через сверхпроводящий экран. Действительно, пусть паразитная взаимная индуктивность равна $m_s^{CL}q$. Выражение для потока через СКВИД (4.5) в таком случае примет вид

$$\phi_{sq} = m_{out}i_{out} + l_{sq}i_{sq} + m_{sq}^{CL}i_{cl} = \text{const.} \quad (4.11)$$

Последнее слагаемое можно принять за $r\phi_{in}$ с безразмерным коэффициентом передачи потока r . Выражая ток i_{sq} и подставляя в (4.4), находим связь ϕ_{out} и i_{out} :

$$\phi_{out} = l'_{out}i_{out} + \frac{m_{out}}{l_{sq}}\phi_{sq} - \frac{m_{out}}{l_{sq}}r\phi_{in}. \quad (4.12)$$

Система (3.5) принимает в таком случае вид

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + l \sin \psi \cos \theta, \end{cases} \quad (4.13a)$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{2l'_{out}}{l + 2l'_{out}}(\theta - \phi_b) + \frac{lm_{out}}{l_{sq}(l + 2l'_{out})}[\phi_{sq} - r(\psi + l \sin \psi \cos \theta)], \end{cases} \quad (4.13b)$$

$$\begin{cases} \frac{\phi_b - \theta}{l + 2l'_{out}} - \sin \theta \cos \psi + \frac{m_{out}}{l_{sq}(l + 2l'_{out})}[\phi_{sq} - r(\psi + l \sin \psi \cos \theta)], \end{cases} \quad (4.13c)$$

а выражение для тока через СКВИД, линейно связанного с током обратной связи (2.1), – форму

$$i_{sq} = \frac{l_{out}}{l_{sq}l'_{out}} \left[\phi_{sq} - r\phi_{in} - \frac{m_{out}}{l_{out}}\phi_{out} \right]. \quad (4.14)$$

Влияние на передаточную функцию $\phi_{out}(\phi_{in})$ оказывается незначительным, если коэффициент перед новым слагаемым в ур. (4.13b), (4.13c) сильно меньше единицы, что на практике обычно справедливо, и заключается в появлении некоторой линейной компоненты и лёгком увеличении амплитуды ПФ. Линейный вклад хорошо видно в ур. (4.13b). В то же время измеряемый ток i_{fb} демонстрирует заметную линейную компоненту. Форма купола i_{sq} при этом также не поменяется сильно, как видно из уравнения (4.14), в которое входит просто линейная комбинация ϕ_{in} и ϕ_{out} . Таким образом, непосредственная передача входного потока в измерительный СКВИД выражается в форме появления линейной компоненты, форма куполов при этом остаётся обычно практически неизменной (см. рис. 4.9).

Стоит отметить, что взаимная индуктивность контрольной линии и выходного плеча m_{out}^{CL} также должна приводить к эффекту линейной засветки. Действительно, пусть ток и поток через выходной элемент связаны соотношением

$$\phi_{out} = i_{out}l_{out} + m_{out}^{CL}i_{cl} = i_{out}l_{out} + p\phi_{in}, \quad (4.15)$$

где p – безразмерный коэффициент передачи потока,

$$p = m_{out}^{CL}/m_{in}. \quad (4.16)$$

Тогда система (3.5) принимает вид

$$\begin{cases} \phi_{in} = \psi + l \sin \psi \cos \theta, \end{cases} \quad (4.17a)$$

$$\begin{cases} \phi_{out} = \frac{2l_{out}}{l + 2l_{out}}(\theta - \phi_b) + p\phi_{in}, \end{cases} \quad (4.17b)$$

$$\begin{cases} \frac{\phi_b - \theta}{l + 2l_{out}} - \sin \theta \cos \psi + \frac{p}{l + 2l_{out}}\phi_{in}. \end{cases} \quad (4.17c)$$

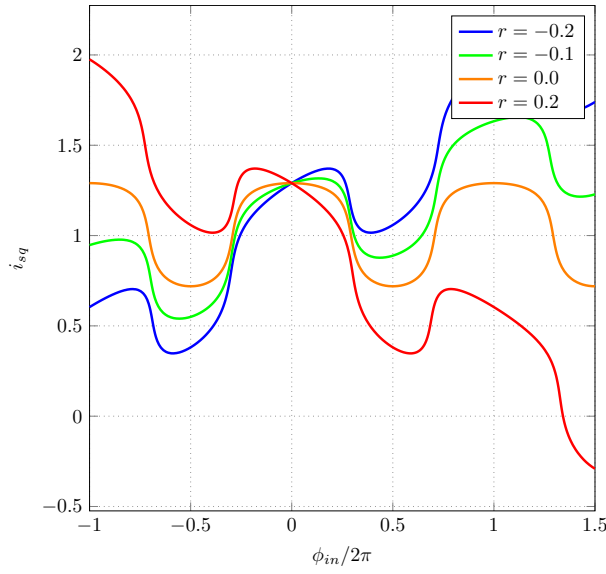


Рис. 4.9 — Решение системы (4.13) при разных значениях параметра r . Основной эффект заключается в появлении линейной компоненты.

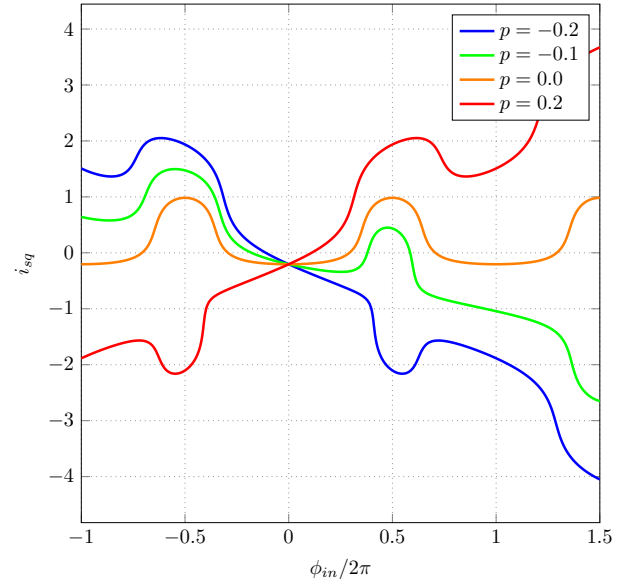


Рис. 4.10 — Решение системы (4.17) при разных значениях параметра p . Хорошо видно "переворот" купола передаточной функции.

Выражение для ϕ_{out} вновь содержит ϕ_{in} , при этом особенностью этого решения является "переворот" купола передаточной функции, как показано на рис. 4.10. Для компенсирующего тока получаем

$$i_{sq} = \frac{1}{l_{sq}} \left[\phi_{sq} - \frac{m_{out}}{l_{out}} \phi_{out} + p \frac{m_{out}}{l_{out}} \phi_{in} \right], \quad (4.18)$$

что показывает наличие основного источника линейной компоненты на экспериментальной кривой.

5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, основные результаты работы состоят в следующем.

1) Получены параметрические выражения для передаточной функции сверхпроводящего сигма-нейрона с асимметрией входных элементов по джозефсоновской и геометрической индуктивности. Предложены удобные способы параметризации степени асимметрии нейрона и проиллюстрировано изменение передаточной функции с ростом параметров асимметрии при помощи численного моделирования.

2) Получены параметрические выражения для передаточной функции сверхпроводящего сигма-нейрона с асимметрией входных элементов по чувствительности к входному сигналу. Продемонстрировано возникновение эффективной линейной компоненты, изменение формы пиков и инверсия знака передаточной функции.

3) Показано, что индуктивная связь с регистрирующей схемой позволяет задавать и управлять одним из параметров гаусс-нейрона (поток смещения), определяющим форму передаточной функции.

4) Показано, что индуктивная связь контрольной линии с регистрирующей схемой или выходной индуктивностью также приводит к появлению паразитной линейной компоненты передаточной функции.

5) Полученные результаты проиллюстрированы на примере анализа экспериментально измеренных передаточных функций гаусс-нейронов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Bartolozzi Chiara, Indiveri Giacomo, Donati Elisa. Embodied neuromorphic intelligence // Nature communications. — 2022. — Vol. 13, no. 1. — P. 1024.
- [2] Opportunities for neuromorphic computing algorithms and applications / Schuman Catherine D, Kulkarni Shruti R, Parsa Maryam, Mitchell J Parker, Kay Bill, et al. // Nature Computational Science. — 2022. — Vol. 2, no. 1. — P. 10–19.
- [3] Photonics for artificial intelligence and neuromorphic computing / Shastri Bhavin J, Tait Alexander N, Ferreira de Lima Thomas, Pernice Wolfram HP, Bhaskaran Harish, Wright C David, and Prucnal Paul R // Nature Photonics. — 2021. — Vol. 15, no. 2. — P. 102–114.
- [4] Advancing neuromorphic computing with loihi: A survey of results and outlook / Davies Mike, Wild Andreas, Orchard Garrick, Sandamirskaya Yulia, Guerra Gabriel A Fonseca, Joshi Prasad, Plank Philipp, and Risbud Sumedh R // Proceedings of the IEEE. — 2021. — Vol. 109, no. 5. — P. 911–934.
- [5] Physics for neuromorphic computing / Marković Danijela, Mizrahi Alice, Querlioz Damien, and Grollier Julie // Nature Reviews Physics. — 2020. — Vol. 2, no. 9. — P. 499–510.
- [6] Marković Danijela, Grollier Julie. Quantum neuromorphic computing // Applied physics letters. — 2020. — Vol. 117, no. 15.
- [7] Organic electronics for neuromorphic computing / van De Burgt Yoeri, Melianas Armantas, Keene Scott Tom, Malliaras George, and Salleo Alberto // Nature Electronics. — 2018. — Vol. 1, no. 7. — P. 386–397.
- [8] A survey of neuromorphic computing and neural networks in hardware / Schuman Catherine D, Potok Thomas E, Patton Robert M, Birdwell J Douglas, Dean Mark E, Rose Garrett S, and Plank James S // arXiv preprint arXiv:1705.06963. — 2017.
- [9] Neuromorphic computing using non-volatile memory / Burr Geoffrey W, Shelby Robert M, Sebastian Abu, Kim Sangbum, Kim Seyoung, Sidler Severin, Virwani Kumar, Ishii Masatoshi, Narayanan Pritish, Fumarola Alessandro, et al. // Advances in Physics: X. — 2017. — Vol. 2, no. 1. — P. 89–124.
- [10] Furber Steve. Large-scale neuromorphic computing systems // Journal of neural engineering. — 2016. — Vol. 13, no. 5. — P. 051001.

- [11] Backpropagation for energy-efficient neuromorphic computing / Esser Steve K, Appuswamy Rathinakumar, Merolla Paul, Arthur John V, and Modha Dharmendra S // Advances in neural information processing systems. — 2015. — Vol. 28.
- [12] Reconstruction and simulation of neocortical microcircuitry / Markram Henry, Muller Eilif, Ramaswamy Srikanth, Reimann Michael W, Abdellah Marwan, Sanchez Carlos Aguado, Ailamaki Anastasia, Alonso-Nanclares Lidia, Antille Nicolas, Arsever Selim, et al. // Cell. — 2015. — Vol. 163, no. 2. — P. 456–492.
- [13] Monroe Don. Neuromorphic computing gets ready for the (really) big time. — 2014.
- [14] AI Tesla. — Access mode: <https://videocardz.com/newz/tesla-d1-chip-features-50-billion-transistors-scales-up-to-1-1-exaflops-with-e>
- [15] Chemformer: a pre-trained transformer for computational chemistry / Irwin Ross, Dimitriadis Spyridon, He Jiazhen, and Bjerrum Esben Jannik // Machine Learning: Science and Technology. — 2022. — Vol. 3, no. 1. — P. 015022.
- [16] Nanoparticle synthesis assisted by machine learning / Tao Huachen, Wu Tianyi, Aldeghi Matteo, Wu Tony C, Aspuru-Guzik Alán, and Kumacheva Eugenia // Nature reviews materials. — 2021. — Vol. 6, no. 8. — P. 701–716.
- [17] High energy physics calorimeter detector simulation using generative adversarial networks with domain related constraints / Khattak Gul Rukh, Vallecorsa Sofia, Carminati Federico, and Khan Gul Muhammad // IEEE Access. — 2021. — Vol. 9. — P. 108899–108911.
- [18] Tensor networks for high energy physics: contribution to snowmass 2021 / Meurice Yannick, Osborn James C, Sakai Ryo, Unmuth-Yockey Judah, Catterall Simon, and Somma Rolando D // arXiv preprint arXiv:2203.04902. — 2022.
- [19] Wang Rui, Yu Rose. Physics-guided deep learning for dynamical systems: A survey // arXiv preprint arXiv:2107.01272. — 2021.
- [20] Statistical design of experiments for synthetic biology / Gilman James, Walls Laura, Bandiera Lucia, and Menolascina Filippo // ACS synthetic biology. — 2021. — Vol. 10, no. 1. — P. 1–18.
- [21] Prediction of antimicrobial resistance based on whole-genome sequencing and machine learning / Ren Yunxiao, Chakraborty Trinad, Doijad Swapnil, Falgenhauer Linda, Falgenhauer Jane, Goesmann Alexander, Hauschild Anne-Christin, Schwengers Oliver, and Heider Dominik // Bioinformatics. — 2022. — Vol. 38, no. 2. — P. 325–334.

- [22] GalaxyTrakr: a distributed analysis tool for public health whole genome sequence data accessible to non-bioinformaticians / Gangiredla Jayanthi, Rand Hugh, Benisatto Daniel, Payne Justin, Strittmatter Charles, Sanders Jimmy, Wolfgang William J, Libuit Kevin, Herrick James B, Prarat Melanie, et al. // BMC genomics. — 2021. — Vol. 22. — P. 1–11.
- [23] Moore More et al. International roadmap for devices and systems 2023: IRDS Chairman's Editorial. — 2023. — Access mode: <https://irds.ieee.org/editions/2023/20-roadmap-2023-edition/122-irds%E2%84%A2-2023-editorial>.
- [24] IRDS 2023: Cryogenic Electronics and Quantum Information Processing. — 2023. — Access mode: <https://irds.ieee.org/editions/2023/20-roadmap-2023-edition/129-irds%E2%84%A2-2023-cryogenic-electronics-and-quantum-information-processing>.
- [25] There's plenty of room at the Top: What will drive computer performance after Moore's law? / Leiserson Charles E, Thompson Neil C, Emer Joel S, Kuszmaul Bradley C, Lampson Butler W, Sanchez Daniel, and Schardl Tao B // Science. — 2020. — Vol. 368, no. 6495. — P. eaam9744.
- [26] Theis Thomas N, Wong H-S Philip. The end of moore's law: A new beginning for information technology // Computing in science & engineering. — 2017. — Vol. 19, no. 2. — P. 41–50.
- [27] Review MIT Technology. — Access mode: <https://www.technologyreview.com/2020/02/24/905789/were-not-prepared-for-%20the-end-of-moores-law>.
- [28] Beyond Moore's technologies: operation principles of a superconductor alternative / Soloviev Igor I, Klenov Nikolay V, Bakurskiy Sergey V, Kupriyanov Mikhail Yu, Gudkov Alexander L, and Sidorenko Anatoli S // Beilstein journal of nanotechnology. — 2017. — Vol. 8, no. 1. — P. 2689–2710.
- [29] Campbell Mark. Computational Acceleration: Offense in Depth // Computer. — 2021. — Vol. 54, no. 4. — P. 55–58.
- [30] Intel. — Access mode: <https://www.techpowerup.com/284936/intel-rebadges-10nm-enhanced-superfin-node-as-intel-7-invents-other-creative-n>
- [31] Mukhanov O, Semenov V, Likharev K. Ultimate performance of the RSFQ logic circuits // IEEE Transactions on Magnetics. — 1987. — Vol. 23, no. 2. — P. 759–762.
- [32] Kirichenko DE, Sarwana Saad, Kirichenko AF. Zero static power dissipation biasing of RSFQ circuits // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2011. — Vol. 21, no. 3. — P. 776–779.

- [33] Mukhanov Oleg A. Energy-efficient single flux quantum technology // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2011. — Vol. 21, no. 3. — P. 760–769.
- [34] Implementation of energy efficient single flux quantum digital circuits with sub-aJ/bit operation / Volkmann Mark H, Sahu Anubhav, Fourie Coenrad J, and Mukhanov Oleg A // Superconductor Science and Technology. — 2012. — Vol. 26, no. 1. — P. 015002.
- [35] 18-GHz, 4.0-aJ/bit operation of ultra-low-energy rapid single-flux-quantum shift registers / Tanaka Masamitsu, Ito Masato, Kitayama Atsushi, Kouketsu Tomohito, and Fujimaki Akira // Japanese Journal of Applied Physics. — 2012. — Vol. 51, no. 5R. — P. 053102.
- [36] Ultra-low-power superconductor logic / Herr Quentin P, Herr Anna Y, Oberg Oliver T, and Ioannidis Alexander G // Journal of applied physics. — 2011. — Vol. 109, no. 10.
- [37] Manheimer Marc A. Cryogenic computing complexity program: Phase 1 introduction // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2015. — Vol. 25, no. 3. — P. 1–4.
- [38] ERSFQ 8-bit parallel arithmetic logic unit / Kirichenko Alex F, Vernik Igor V, Kamkar Michael Y, Walter Jason, Miller Maximilian, Albu Lucian Remus, and Mukhanov Oleg A // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2019. — Vol. 29, no. 5. — P. 1–7.
- [39] ERSFQ 8-bit parallel adders as a process benchmark / Kirichenko Alex F, Vernik Igor V, Vivalda John A, Hunt Rick T, and Yohannes Daniel T // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2014. — Vol. 25, no. 3. — P. 1–5.
- [40] ERSFQ 4-to-16 decoder for energy-efficient RAM / Kirichenko AF, Vernik IV, Mukhanov OA, and Ohki TA // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2014. — Vol. 25, no. 3. — P. 1–4.
- [41] Energy-efficient and compact ERSFQ decoder for cryogenic RAM / Vernik IV, Kirichenko AF, Mukhanov OA, and Ohki TA // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2016. — Vol. 27, no. 4. — P. 1–5.
- [42] Katam Naveen Kumar, Mukhanov Oleg, Pedram Massoud. Simulation analysis and energy-saving techniques for ERSFQ circuits // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2019. — Vol. 29, no. 5. — P. 1–7.
- [43] Bio-Inspired Design of Superconducting Spiking Neuron and Synapse / Schegolev Andrey E, Klenov Nikolay V, Gubochkin Georgy I, Kupriyanov Mikhail Yu, and Soloviev Igor I // Nanomaterials. — 2023. — Vol. 13, no. 14. — P. 2101.

- [44] Superconducting Bio-Inspired Au-Nanowire-Based Neurons / Skryabina Olga V, Schegolev Andrey E, Klenov Nikolay V, Bakurskiy Sergey V, Shishkin Andrey G, Sotnichuk Stepan V, Napolskii Kirill S, Nazhestkin Ivan A, Soloviev Igor I, Kupriyanov Mikhail Yu, et al. // *Nanomaterials*. — 2022. — Vol. 12, no. 10. — P. 1671.
- [45] Semenov Vasili K, Golden Evan B, Tolpygo Sergey K. A new family of bioSFQ logic/memory cells // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 2021. — Vol. 32, no. 4. — P. 1–5.
- [46] Semenov Vasili K, Golden Evan B, Tolpygo Sergey K. BioSFQ circuit family for neuromorphic computing: Bridging digital and analog domains of superconductor technologies // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 2023.
- [47] An adiabatic quantum flux parametron as an ultra-low-power logic device / Takeuchi Naoki, Ozawa Dan, Yamanashi Yuki, and Yoshikawa Nobuyuki // *Superconductor Science and Technology*. — 2013. — Vol. 26, no. 3. — P. 035010.
- [48] Takeuchi Naoki, Yamanashi Yuki, Yoshikawa Nobuyuki. Adiabatic quantum-flux-parametron cell library adopting minimalist design // *Journal of Applied Physics*. — 2015. — Vol. 117, no. 17.
- [49] Design of an extremely energy-efficient hardware algorithm using adiabatic superconductor logic / Xu Q, Yamanashi Y, Ayala CL, Takeuchi N, Ortlepp T, and Yoshikawa N // 2015 15th International Superconductive Electronics Conference (ISEC) / IEEE. — 2015. — P. 1–3.
- [50] Base Elements for Artificial Neural Network: Structure Modeling, Production, Properties / SIDORENCO Anatoly, KLENOV Nikolay V, SOLOVIEV Igor I, BAKURSKIY Sergey V, BOIAN Vladimir, MORARI Vladimir, SAVVA Yurii, LOMAKIN Arkadii, SIDORENKO Ludmila, SIDORENKO Svetlana, et al. // *Circuits, Systems and Signal Processing*. — 2023.
- [51] Semenov Vasili K, Danilov George V, Averin Dmitri V. Negative-inductance SQUID as the basic element of reversible Josephson-junction circuits // *IEEE transactions on applied superconductivity*. — 2003. — Vol. 13, no. 2. — P. 938–943.
- [52] Semenov Vasili K, Danilov George V, Averin Dmitri V. Classical and quantum operation modes of the reversible Josephson-junction logic circuits // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 2007. — Vol. 17, no. 2. — P. 455–461.
- [53] Quantum flux parametron: A single quantum flux device for Josephson supercomputer / Hosoya Mutsumi, Hioe Willy, Casas Juan, Kamikawai Ryotaro, Harada Yutaka, Wada Yasou, Nakane Hideaki, Suda Reiji, and Goto Eiichi // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 1991. — Vol. 1, no. 2. — P. 77–89.

- [54] π -контакты в ячейках адиабатической сверхпроводниковой логики / Соловьев ИИ, Хисматуллин ГС, Кленов НВ, et al. // Радиотехника и электроника. — 2022. — Vol. 67. — P. 1232.
- [55] Adiabatic superconducting cells for ultra-low-power artificial neural networks / Schegolev Andrey E, Klenov Nikolay V, Soloviev Igor I, and Tereshonok Maxim V // Beilstein journal of nanotechnology. — 2016. — Vol. 7, no. 1. — P. 1397–1403.
- [56] Energy efficient superconducting neural networks for high-speed intellectual data processing systems / Klenov Nikolay V, Schegolev Andrey E, Soloviev Igor I, Bakurskiy Sergey V, and Tereshonok Maxim V // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2018. — Vol. 28, no. 7. — P. 1–6.
- [57] Adiabatic superconducting artificial neural network: Basic cells / Soloviev Igor I, Schegolev Andrey E, Klenov Nikolay V, Bakurskiy Sergey V, Kupriyanov Mikhail Yu, Tereshonok Maxim V, Shadrin Anton V, Stolyarov Vasily S, and Golubov Alexander A // Journal of applied physics. — 2018. — Vol. 124, no. 15.
- [58] A neuron based on a single flux qubit / Klenov NV, Kuznetsov AV, Schegolev AE, Soloviev II, Bakurskiy SV, Kupriyanov M Yu, and Tereshonok MV // Low Temperature Physics. — 2019. — Vol. 45, no. 7. — P. 769–775.
- [59] Controlling the proximity effect in a Co/Nb multilayer: the properties of electronic transport / Bakurskiy Sergey, Kupriyanov Mikhail, Klenov Nikolay V, Soloviev Igor, Schegolev Andrey, Morari Roman, Khaydukov Yury, and Sidorenko Anatoli S // Beilstein journal of nanotechnology. — 2020. — Vol. 11, no. 1. — P. 1336–1345.
- [60] Superconducting Neural Networks: from an Idea to Fundamentals and, further, to Application / Schegolev AE, Klenov NV, Soloviev II, Gudkov AL, and Tereshonok MV // Nanobiotechnology Reports. — 2021. — Vol. 16, no. 6. — P. 811–820.
- [61] Learning cell for superconducting neural networks / Schegolev Andrey, Klenov Nikolay, Soloviev Igor, and Tereshonok Maxim // Superconductor Science and Technology. — 2020. — Vol. 34, no. 1. — P. 015006.
- [62] Dynamic processes in a superconducting adiabatic neuron with non-shunted Josephson contacts / Bastrakova Marina, Gorchavkina Anastasiya, Schegolev Andrey, Klenov Nikolay, Soloviev Igor, Satanin Arkady, and Tereshonok Maxim // Symmetry. — 2021. — Vol. 13, no. 9. — P. 1735.
- [63] Tunable superconducting neurons for networks based on radial basis functions / Schegolev Andrey E, Klenov Nikolay V, Bakurskiy Sergey V, Soloviev Igor I, Kupriyanov Mikhail Yu, Tereshonok Maxim V, and Sidorenko Anatoli S // Beilstein Journal of Nanotechnology. — 2022. — Vol. 13, no. 1. — P. 444–454.

- [64] A superconducting adiabatic neuron in a quantum regime / Bastrakova Marina V, Pashin Dmitrii S, Rybin Dmitriy A, Schegolev Andrey E, Klenov Nikolay V, Soloviev Igor I, Gorchavkina Anastasiya A, and Satanin Arkady M // Beilstein Journal of Nanotechnology. — 2022. — Vol. 13, no. 1. — P. 653–665.
- [65] Kanal Laveen N. Perceptron // Encyclopedia of Computer Science. — 2003. — P. 1383–1385.
- [66] Orr Mark JL et al. Introduction to radial basis function networks. — 1996.
- [67] Abueidda Diab W., Pantidis Panos, Mobasher Mostafa E. DeepOKAN: Deep Operator Network Based on Kolmogorov Arnold Networks for Mechanics Problems. — 2024. — 2405.19143.
- [68] A comprehensive and FAIR comparison between MLP and KAN representations for differential equations and operator networks. — 2024. — 2406.02917.
- [69] Li Ziyao. Kolmogorov-Arnold Networks are Radial Basis Function Networks. — 2024. — 2405.06721.
- [70] Шмидт ВВ. Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. — Москва : МЦНМО, 2000.
- [71] London Fritz, London Heinz. The electromagnetic equations of the supraconductor // Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences. — 1935. — Vol. 149, no. 866. — P. 71–88.
- [72] Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. К теории сверхпроводимости // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1950. — Vol. 20, no. 12. — P. 1064–1082.
- [73] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. V. Статистическая физика. Ч. I.—5-е изд., стереот.— Москва : ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- [74] Josephson Brian David. Possible new effects in superconductive tunnelling // Physics letters. — 1962. — Vol. 1, no. 7. — P. 251–253.
- [75] Barone Antonio, Paterno Gianfranco et al. Physics and applications of the Josephson effect. — 1982.
- [76] LIKHAREV KK. Introduction to the dynamics of Josephson junctions(Russian book) // Moscow, Izdatel'stvo Nauka, 1985, 320. — 1985.
- [77] Widrow Bernard, Hoff Marcian E et al. Adaptive switching circuits // IRE WESCON convention record / New York. — 1960. — Vol. 4(1). — P. 96–104.

- [78] Experimental Study of a Prototype of a Superconducting Sigma Neuron for Adiabatic Neural Networks / Ionin AS, Shuravin NS, Karelina LN, Rossolenko AN, Sidel'nikov MS, Egorov SV, Chichkov VI, Chichkov MV, Zhdanova MV, Shchegolev AE, et al. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2023. — Vol. 137, no. 6. — P. 888–898.
- [79] Experimental Study of the Transfer Function of a Superconducting Gauss Neuron Prototype / Ionin AS, Karelina LN, Shuravin NS, Sidel'nikov MS, Razorenov FA, Egorov SV, and Bol'ginov VV // JETP Letters. — 2023. — Vol. 118, no. 10. — P. 766–772.
- [80] Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films / Gubin AI, Il'in KS, Vitusevich SA, Siegel M, and Klein N // Physical Review B. — 2005. — Vol. 72, no. 6. — P. 064503.
- [81] Лаборатория сверхпроводниковых устройств для приёма и обработки информации. — Access mode: <http://www.cplire.ru/rus/labs/234/234.html>.
- [82] УНУ «Криоинтеграл». — Access mode: <https://nanolith.ru/unu.html>.
- [83] Ионин Александр Сергеевич. Тонкоплёночные интерферометрические структуры для сверхпроводящей электроники : Магистерская диссертация ; Московский физико-технический институт. — Москва, 2022.
- [84] Instruments National. Графическая среда программирования LabVIEW. — Access mode: <https://labview.izmeril.ru/>.
- [85] Rapid Single Flux Quantum (RSFQ) – Design Rules for Nb/Al₂O₃-Al/Nb-Process at Leibniz IPHT. — <https://www.fluxonics.de/fluxonics-foundry/>. — 2017. — Accessed: 2024.
- [86] Mutual and Self-Inductance in Planarized Multilayered Superconductor Integrated Circuits: Microstrips, Striplines, Bends, Meanders, Ground Plane Perforations / Tolpygo Sergey K., Golden Evan B., Weir Terence J., and Bolkhovsky Vladimir // [IEEE Transactions on Applied Superconductivity](#). — 2022. — Vol. 32, no. 5. — P. 1–31.