

Токовые состояния двухсвязного сверхпроводника с двумя точечными контактами

В.П. Коверя, А.В. Кревсун, С.И. Бондаренко, Н.М. Левченко

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: bondarenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 6 июня 2011 г.

Экспериментально исследовано распределение транспортного тока в ветвях двухсвязного сверхпроводника (ДСП) с двумя прижимными точечными контактами, находящимися в различных состояниях: а) когда один или оба контакта находятся в критическом состоянии, б) когда оба находятся в закритическом (резистивном) состоянии. В состоянии а) замораживаемый в ДСП транспортный ток, введенный через один из контактов, может быть увеличен или уменьшен с помощью регулирования величины и полярности тока, пропускаемого через другой контакт. В состоянии б) в ветвях ДСП возникают автоколебания тока, амплитуда и частота которого зависят от величины вводимого транспортного тока. Обсуждается роль параметрической джозефсоновской индуктивности и резистивности контакта в формировании его критического состояния и распределении тока в ветвях ДСП.

Експериментально досліджено розподіл транспортного струму в гілках двозв'язного надпровідника (ДНП) з двома притискними точковими контактами, що знаходяться в різних станах: а) коли один або обидва контакти знаходяться в критичному стані, б) коли обидва знаходяться в закритичному (резистивному) стані. У стані а) заморожуваній у ДНП транспортний струм, який введено через один з контактів, може бути збільшений або зменшений за допомогою регулювання величини і полярності струму, що пропускається через інший контакт. У стані б) у гілках ДНП виникають автоколивання струму, амплітуда та частота якого залежать від величини транспортного струму, що вводиться. Обговорюється роль параметричної індуктивності і резистивності контакту у формуванні його критичного стану і розподілі струму в гілках ДНП.

PACS: 74.25.F– Транспортные свойства;

74.81.Fa Матрица джозефсоновских контактов и проволочные сети.

Ключевые слова: двухсвязный сверхпроводник, автоколебания тока, параметрическая индуктивность контакта Джозефсона.

Введение

Наиболее широко применяемые сверхпроводящие устройства являются двухсвязными сверхпроводниками (ДСП). К ним относятся: сверхпроводящие квантовые интерферометры (СКВИДы) как детекторы сверхслабого магнитного поля инфранизкой частоты; сверхпроводящие короткозамкнутые катушки как источники магнитного поля, не потребляющие энергии; сверхпроводящие магнитные экраны в виде полых цилиндров. Двухсвязные сверхпроводники являются также составной частью более сложных, в том числе наноразмерных структур высокотемпературных керамических сверхпроводников и прижимных точечных контактов, в частности, возникающих в многожильных сверхпро-

водящих кабелях. Поэтому исследование физических свойств различных типов ДСП актуально. Простейшая структура ДСП представляет собой кольцо или полый цилиндр из сверхпроводника. Ранее в основном исследовались ДСП либо в виде сплошных колец с макроскопическими размерами (диаметр и толщина стенки значительно больше глубины проникновения магнитного поля λ и длины когерентности ξ) [1], либо в виде микроскопических колец и цилиндров с малой индуктивностью L_0 , удовлетворяющей условию $\Phi_0^2 / 2L_0 > \kappa T$ (Φ_0 — квант магнитного потока, T — температура кольца, κ — постоянная Больцмана), содержащие [2] или не содержащие (в этом случае толщина стенки меньше λ) [3] различные виды контакта Джозефсона. Темой наших исследований являются свойства ДСП

инного типа. Используя терминологию кольца, нами исследованы кольца, содержащие тот или иной тип слабой связи (не обязательно джозефсоновского типа), для которых выполняется противоположное энергетическое соотношение ($\Phi_0^2 / 2L_0 < \kappa T$) без ограничений на толщину стенки кольца. В частности, нами уже были обнаружены новые нетривиальные свойства таких ДСП, связанные с распределением тока в индуктивно несимметричных ветвях ДСП при наличии в одной из них локального участка с пониженным критическим током [4], а также в ДСП, одна из ветвей которого представляет собой прижимной точечный контакт (ТК) [5].

Целью данной работы являлось исследование распределения тока в ветвях ДСП, подобном описанному в [5], но содержащем не один, а два ТК, по одному в каждой из ветвей. При этом локально вводимый транспортный ток мог либо быть равным критическому току контактов, либо превышать его. В этом случае, как будет показано ниже, возникают явления, не реализуемые в ДСП с одним ТК.

Постановка эксперимента

Схема исследованного ДСП приведена на рис. 1. Структура была образована либо двумя ниобиевыми, либо ниобиевым и танталовым микропроводами диаметром 0,07 мм.

Один из них с токоподводами 2–3 образует катушку с несколькими витками микропроводника (с индуктивностью $L = 5 \cdot 10^{-6}$ Гн), охватывающими датчик феррозондового магнитометра (ФМ). Другой (с токоподводами 1–4) уложен на плате из диэлектрика перпендикулярно первому и для создания двух ТК прижат к нему механически в двух точках их пересечения. Таким образом, контур ДСП состоит из двух асимметричных по длине и критическому току ветвей, одна из которых имеет длину ТК и сопоставима с длиной когерентности используемых сверхпроводников, а другая, длинная ветвь

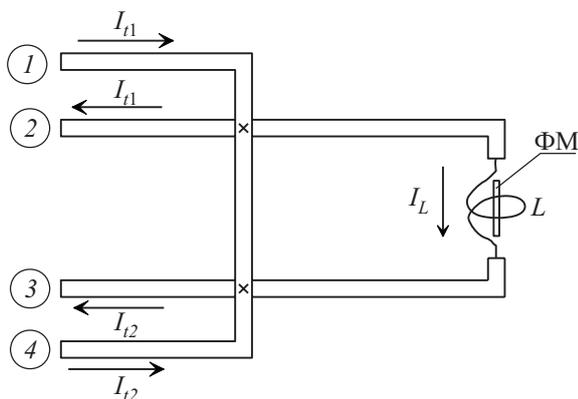


Рис. 1. Схема двухсвязного сверхпроводника с двумя прижимными точечными контактами. Их положение соответствует местам механического контакта двух микропроводов в точках их пересечения и указано значком \times , ФМ — датчик феррозондового магнитометра, 1, 2, 3, 4 — токоподводы.

с протяженностью несколько сантиметров, имеет индуктивность, приблизительно равную индуктивности L упомянутой катушки. Постоянный транспортный ток I_t вводился в ДСП либо через ТК1 с токоподводами 1–2, либо через ТК2 с токоподводами 3–4, либо одновременно через оба ТК от разных источников тока. Примененный способ ввода тока в ДСП можно назвать локальным в отличие от традиционного нелокального, использованного, в частности, нами в [4], когда расстояние между токоподводами значительно больше длины когерентности сверхпроводников. Как стало ясно из сопоставления результатов наших работ [4,5], способ ввода тока в структуру играет важную роль и влияет на распределение тока в ДСП. Магнитометр служит для бесконтактного измерения магнитного поля тока, текущего по катушке. Связь между величиной тока и магнитным полем устанавливается заранее (до прижатия микропроводников) путем пропускания известного тока, подведенного к выводам 2–3. Это позволяет определять величину тока в данной ветви ДСП. Для выяснения особенностей распределения транспортного тока в ветвях этого ДСП регистрировались зависимости тока I_L в ветви с катушкой от транспортных токов, вводимых в тот или иной ТК. В дальнейшем, чтобы отличить транспортный ток, вводимый через токоподводы 1–2, от тока, вводимого через токоподводы 3–4, эти токи обозначены как I_{t1} и I_{t2} . Всего было исследовано десять образцов ДСП. Во время измерений они располагались в жидком гелии с температурой 4,2 К. Криогенная часть измерительной установки размещалась в ферромагнитном экране для снижения влияния электромагнитных помех на результаты измерений. В частности, магнитное поле промышленной частоты (50 Гц) было ослаблено в 200 раз.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Вначале рассмотрим вариант ввода транспортного тока в ДСП через один из ТК. На рис. 2 приведены три основных типа зависимостей I_L (I_{t1}), наблюдаемые на различных образцах исследованных ДСП. Они отличаются отношением высоты гистерезисного участка по оси I_L к высоте токовых ступеней. На зависимости рис. 2,а эта высота больше высоты ступеней, на рис. 2,б эти величины равны, а на рис. 2,в высота ступени превышает высоту гистерезисного участка. Как видно из зависимостей, это различие влияет на форму их безгистерезисных участков.

Общими признаками зависимостей является наличие гистерезисного участка 1–2–3–4–5–6 с эквидистантно расположенными ступенями тока на участках 6–1–2 и 3–4–5 и нелинейных безгистерезисных участков 2–7 и 5–8, которые соответствуют переходу в резистивное состояние обоих ТК. Ширина гистерезисных участков по горизонтальной оси равна удвоенному значению критического тока ТК (I_{c1}), через который в

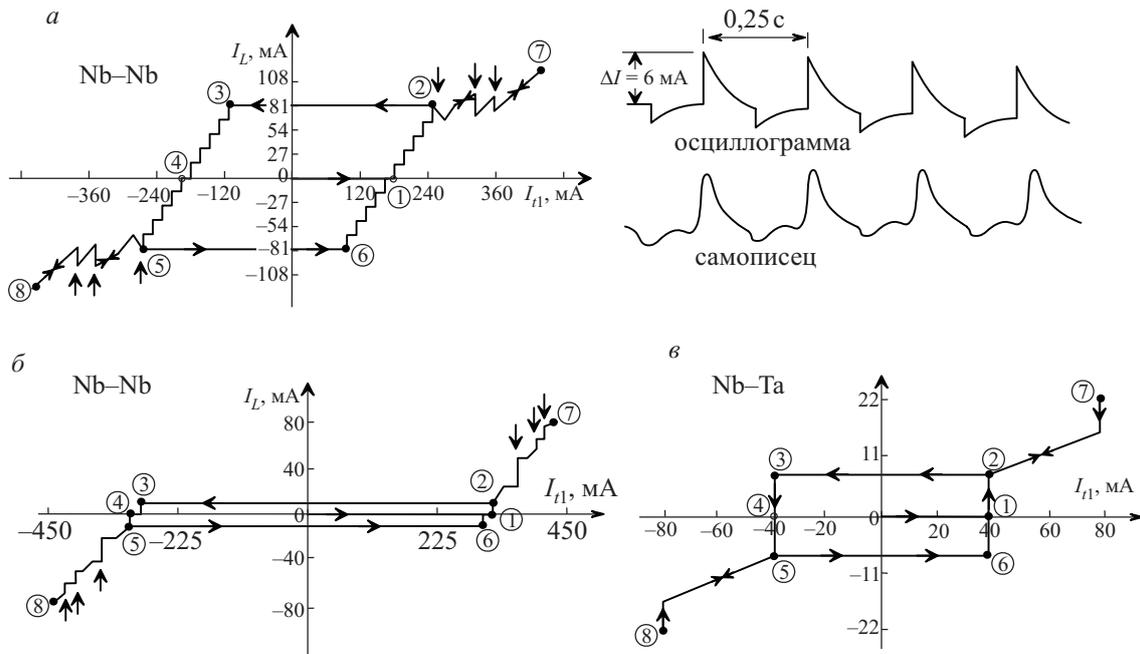


Рис. 2. Три основных типа зависимостей тока ДСП I_L в длинной ветви ДСП от транспортного тока I_{t1} , вводимого в один из ТК, при различном отношении критического тока ТК в длинной ветви к высоте токовой ступени, равному 5 (а), 1 (б), < 1 (е). На вставке рис. 2,а справа показана форма типичных автоколебаний тока в ветвях ДСП, когда оба ТК находятся в резистивном состоянии. Вертикальными стрелками на зависимостях указаны участки, в области которых существуют автоколебания тока I_L .

ДСП вводится транспортный ток I_{t1} , а высота по вертикальной оси равна удвоенному значению критического тока второго ТК (I_{c1}). При этом в определенных областях указанных безгистерезисных нелинейных участков зависимостей $I_L(I_{t1})$ при фиксированном значении тока I_{t1} наблюдаются периодические автоколебания (АК) тока I_L , отличающиеся друг от друга амплитудой ΔI и частотой. Участки, где наблюдаются АК тока, показаны на рис. 2 вертикальными стрелками. На вставке рис. 2,а приведен один из типичных примеров АК тока, зарегистрированный с помощью электронного осциллографа (сверху) и электромеханического самописца с постоянной времени 0,15 с. На указанном фрагменте записи частота АК составляет 4 Гц. Как правило, АК с большей частотой имеют меньшую амплитуду. Нами наблюдались АК с частотами от 2 до 80 Гц в зависимости от положения области с АК на резистивном участке зависимости $I_L(I_{t1})$. Вне указанных участков зависимости $I_L(I_{t1})$ АК тока отсутствовали.

Отличительными признаками зависимостей $I_L(I_{t1})$ являются величина и период ступеней тока, а также форма нелинейностей, наблюдаемых на участках 2–7 и 5–8.

Переходя к обсуждению зависимостей, приведенных на рис. 2, выделим для этого три их особенности: критическое состояние ТК1, соответствующее $I_{t1} = I_{c1}$, при котором возникает ток I_L в длинной ветви контура ДСП; эквидистантные токовые ступени при $I_{c1} < I_{t1} <$

$< I_{c1} + I_{c2}$; автоколебания тока I_L в резистивном состоянии обоих ТК.

Первые две особенности были выявлены нами ранее [5], они являются частью более сложных зависимостей, представленных на рис. 2. Здесь останавливаемся на них с целью более глубокого выяснения физических процессов, вызывающих их возникновение, и следствий, вытекающих из их существования.

Возможны два физических механизма, вызывающих критическое состояние ТК1 и приводящих к появлению тока в длинной ветви. Рассмотрим первый из них. При $I_{t1} = I_{c1}$ шунтирование контакта сверхпроводящей индуктивностью L по постоянному току не должно вызывать появления его резистивности, но не исключает возможности возрастания его джозефсоновской параметрической индуктивности L_J по мере приближения тока I_{t1} к значению I_{c1} . Для туннельного контакта с критическим током I_{c1} она описывается формулой [6]:

$$L_J = \Phi_0 / (2\pi I_{c1} \cos \varphi), \quad (1)$$

где Φ_0 — квант магнитного потока, φ — разность фаз волновых функций куперовских пар на контакте, являющаяся функцией транспортного тока через контакт. Предполагая, что ТК близок по своим джозефсоновским свойствам к туннельному контакту, можно в первом приближении применить формулу (1) к исследуемому ТК. Видно, что теоретически величина L_J может достигать даже бесконечности (при $\varphi = \pi/2$) и тем более может быть существенно больше, чем $L = 5 \cdot 10^{-6}$ Гн,

вызывая перераспределение транспортного тока I_{t1} между ветвями и появление тока в более протяженной ветви ДСП. Этот механизм практически бездиссипативного критического состояния ТК отличается от традиционного, применимого для автономного, не включенного в контур ДСП контакта, когда его критический ток определяется появлением резистивности, определяемой из его вольт-амперной характеристики. Несмотря на то, что само понятие бездиссипативного критического состояния сверхпроводящего джозефсоновского контакта известно достаточно давно из теоретических работ по распределению тока в квантовых интерферометрах [7], наш результат содержит элемент новизны. Он заключается в следующем. Ранее с помощью другой методики [8] удавалось экспериментально продемонстрировать лишь небольшой (на проценты) рост величины L_J туннельного контакта Джозефсона при приближении величины тока через него к критическому значению. Из наших измерений, в случае правильности предположения о бездиссипативном механизме формирования критического состояния ТК, следует, что в момент появления первой ступени тока I_L параметрическая индуктивность L_J достигает значений, превышающих $5 \cdot 10^{-6}$ Гн. При этом оценка классической индуктивности контакта [9], произведенная исходя из его предполагаемых геометрических размеров дает величину $10^{-11} - 10^{-12}$ Гн. Таким образом, регистрируется возрастание индуктивности более чем в 10^6 раз.

Рассмотрим второй механизм формирования критического состояния ТК, включенного в контур ДСП. Он предполагает возможность достижения резистивности ТК1 при $I_{t1} = I_{c1}$, несмотря на его шунтирование сверхпроводящей индуктивностью L длинной ветви ДСП. При насыщенности окружающего нас пространства электромагнитными полями разной интенсивности и с разными частотами практически невозможно избежать индуцированных этими полями случайных переменных токов в цепи транспортного тока и в самом контуре ДСП, несмотря на известные меры, принимаемые для их минимизации (фильтрация, экранирование, автокомпенсация). Это может привести к тому, что даже при значении постоянного транспортного тока I_{t1} , близком к I_{c1} , но все-таки меньшем, чем I_{c1} , он может суммироваться с совпадающими по направлению полуволнами переменных токов. В результате суммарный ток может превысить критический ток I_{c1} , а индуцированная в индуктивности L электродвижущая сила скомпенсировать возникающее на ТК электрическое напряжение. Это будет свидетельствовать о возникновении резистивности ТК, которая может привести к повышению его температуры, снижению I_{c1} и, как следствие, к началу поступления постоянного транспортного тока в длинную ветвь ДСП. При реализации данного механизма влияние индуктивности L_J на формирование критического состояния ТК в ДСП может

быть либо ослаблено, либо вообще сведено к нулю в зависимости от уровня паразитного электромагнитного поля, действующего на ДСП и его цепи.

Сопоставление рассмотренных механизмов формирования критического состояния ТК в составе ДСП и полученные экспериментальные результаты не позволяют в настоящее время сделать однозначный выбор в пользу одного из них. Оно свидетельствует о настоятельной потребности разработки строгой теории явлений в данных ДСП, несмотря на сложность протекающих в них процессов, и о необходимости дальнейшего совершенствования техники эксперимента в данной области.

Наличие на рис. 2,а,б эквидистантно расположенных ступеней тока может свидетельствовать, как предполагалось в [5], о том, что ТК, через который вводится транспортный ток, имеет микроструктуру сверхпроводящего интерферометра. Впервые структура прижимного контакта-интерферометра была описана в [10]. Она представляет собой несколько случайно образованных при сжатии двух сверхпроводников параллельно включенных микроконтактов, имеющих различные критические токи. Отличительным свойством интерферометра с такой структурой, как показывает наш опыт, может быть нарушение строгой периодичности возникающего на нем в резистивном состоянии напряжения при изменении внешнего магнитного поля, типичной для интерферометров с двумя контактами. В подтверждение этого нами был поставлен специальный эксперимент на одном из ТК, временно изолированном от контура ДСП, характеризующегося зависимостью $I_L(I_{t1})$, приведенной на рис. 2,а. В этом эксперименте через ТК пропусклся постоянный транспортный ток, превышающий критическое значение, а магнитное поле H создавалось в плоскости пересечения ниобиевых микропроводов с помощью специальной катушки с током. На рис. 3 показана полученная магнитополевая зависимость напряжения V на этом ТК от магнитного поля H , подтверждающая сложную микроструктуру данного ТК в виде интерферометра с несколькими параллельно включенными микроконтактами. Если ввести понятие усредненного периода этой зависимости по полю и принять его равным $\Delta H = 0,2$ Э, то можно оценить размер площади квантования S_0 некоторого эквивалентного двухконтактного интерферометра, используя известное соотношение:

$$S_0 = \Phi_0 / (\mu_0 \kappa \Delta H), \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, а κ — концентрация внешнего магнитного поля в области интерферометра, находящегося между двумя относительно большими по диаметру сверхпроводящими микропроводниками. После подстановки численных значений получаем (при $\kappa = 10$) $S_0 = 10^{-11}$ м² (т.е. 10 квадратных микрон). Таким образом, определен порядок размеров миниатюрного кван-

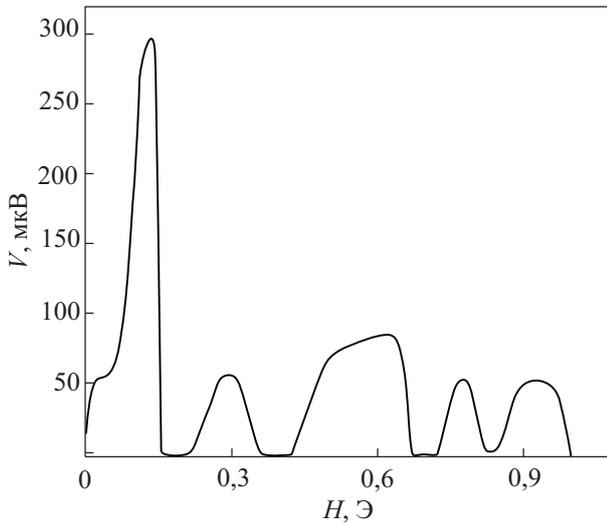


Рис. 3. Непериодическая зависимость напряжения на ТК от внешнего магнитного поля, вектор которого \mathbf{H} лежит в плоскости пересечения микропроводников, образующих точечный контакт.

тового интерферометра, возникающего при контакте ниобиевых микропроводников. Эта оценка может быть положена в основу разработки более простого для анализа, но технологически более сложного ДСП с двухконтактным интерферометром, имеющим указанную площадь квантования. Результаты исследования такого ДСП могут ускорить построение строгой теории наблюдаемых в данных ДСП явлений.

С другой стороны, экспериментальное доказательство существования ТК в виде интерферометра со сложной структурой микроконтактов приводит к следующему вопросу. Почему эта структура не вызывает нарушения периодичности и формы токовых ступеней на зависимости $I_L(I_{t1})$ по мере увеличения тока I_{t1} , а значит, и магнитного поля тока, действующего на интерферометр, вплоть до достижения резистивности обоих контактов ДСП? Наоборот, периодичность ступеней говорит о том, что при вводе такого транспортного тока через один многосвязный ТК реакция ДСП на него выглядит так, как будто контакт представляет собой двухконтактный интерферометр, модель которого была нами предложена в [5]. Этот парадокс можно объяснить, если допустить, что периодичность ступеней тока достигается вследствие наличия некоторого порогового механизма, обеспечивающего скачкообразное появление тока I_L в длинной ветви ДСП. При этом не требуется строгая периодичность отклика входного устройства на входной сигнал (в нашем случае отклика автономного интерферометра на меняющееся магнитное поле). Можно предполагать, что такой механизм реализуется в данном ДСП с прижимным ТК. Он может выглядеть следующим образом. При определенном значении тока $I_{t1} = I_{c1}$ параметрическая индуктивность микроконтактов интерферометра ТК достигает

критического значения (или возникает резистивность ТК, если работает второй механизм формирования критического состояния). Квант тока I_L поступает скачком в сверхпроводящую длинную ветвь ДСП, одновременно вызывая за счет обратной связи по магнитному полю тока, текущего через ТК, снижение параметрической индуктивности интерферометра (или исчезновение его резистивности в случае действия второго механизма), и замораживается в контуре ДСП. Дальнейший рост тока I_{t1} через интерферометр ТК и создаваемого им магнитного поля вызывает в нем рост циркулирующего тока до того его значения, пока не будет вновь достигнуто критическое состояние интерферометра и соответствующее ему возросшее значение параметрической индуктивности ТК (или пока не возникнет резистивность интерферометра). После этого произойдет новый скачок тока I_L . При этом величина кванта тока I_{t1} и соответствующего ему кванта магнитного поля этого тока, задающего периодичность процесса и модуляцию критического тока интерферометра, определяется всей совокупностью параметров этого многосвязного интерферометра. При дальнейшем увеличении тока I_{t1} процесс повторится. Строгое количественное доказательство предлагаемой модели процесса квантования тока в ДСП с ТК требует разработки и исследования подобного ДСП с двухконтактным интерферометром, имеющим заранее заданные параметры, что планируется. Из изложенной модели процессов в ДСП также следует, что отличия трех видов зависимостей $I_L(I_{t1})$, показанных на рис. 2, в области их гистерезисных участков можно объяснить различными соотношениями между критическими токами контактов (ТК1 и ТК2) и глубиной квантовой модуляции критического тока сформированных ими интерферометров.

Наконец, рассмотрим распределение тока в ДСП после достижения резистивного состояния обоих ТК. Появление некоторой узловой точки 2 на зависимостях $I_L(I_{t1})$ (см. рис. 2), где меняется их наклон и исчезает типичный для них гистерезис, объясняется достижением током I_{t1} (и соответственно, током I_L) значения критического тока I_{c2} второго ТК (ТК2), через который не вводится транспортный ток. С этого значения I_{t1} его распределение по ветвям ДСП начинает определяться по иному закону, чем ранее. Оно начинает зависеть от резистивностей ветвей с ТК. Подробное изучение закономерности этого распределения еще предстоит сделать, в частности после создания ДСП с двухконтактными интерферометрами. Вместе с тем уже на данном этапе изучения поведения тока в ДСП с резистивными ТК можно констатировать существование АК тока в его ветвях при фиксированных значениях тока I_{t1} . Прежде чем обсуждать механизм возникновения этих АК, следует отметить, что исследования различных типов автоколебаний тока и напряжения в структурах со сверхпроводниками, питаемыми постоянным током,

имеют более чем полувековую историю [11–24]. Эти типы можно разделить на две группы. К первой из них относятся АК с определенной частотой и амплитудой [11–22], а ко второй — хаотические и, как правило, низкочастотные АК, амплитуда и частота которых меняются неупорядоченным образом во времени [23,24]. Автоколебания тока в наших экспериментах относятся к первой группе. Остановимся на известных структурах, где наблюдались АК этой группы. Такие структуры можно назвать структурами L – R – S типа, замкнутая электрическая цепь которых содержит известную индуктивность L , нормальное и заранее заданное сопротивление R , а также сверхпроводящий элемент S , представляющий точечный [13,18] или туннельный [14,19] контакт Джозефсона либо пленочный мостик [16,17,20]. Указанная цепь обычно питается либо от источника постоянного тока, либо от источника постоянного напряжения. Главным условием возникновения АК в указанных структурах является гистерезисная вольт-амперная характеристика (ВАХ) S -элемента. В частности, при увеличении тока выше критического значения на нем возникает скачок напряжения и резкое возрастание его сопротивления до некоторого значения R^* , а при уменьшении тока наблюдается гистерезисный ход напряжения и переход в сверхпроводящее состояние при меньшем критическом токе. В контуре L – R – S структуры, ток в который подается от источника напряжения с внутренним сопротивлением $R_0 \ll R^*$, при достижении критического тока возникают АК тока в контуре с частотой, близкой к $f = (R + R^*)/L$. Отличием структуры нашего ДСП от ранее известных является то, что его замкнутая цепь, состоящая из индуктивности L и двух ТК, не содержит нормального сопротивления R . Вместо него присутствуют две зависящие от тока и магнитного поля тока резистивности R_1^* и R_2^* точечных контактов, являющихся, как было показано выше, квантовыми интерферометрами в резистивном состоянии. Схема такой цепи, где ТК1 и ТК2 для упрощения представлены двухконтактными интерферометрами с площадями квантования S_{01} и S_{02} , показана на рис. 4. Кроме транспортного тока на интерферометры действует также и его магнитное поле (H_1^* и H_2^*). Источник тока, используемый в наших экспериментах, задает напряжение на интерферометрах, когда выполняется соотношение $I_{t1} > I_{c1} + I_{c2}$. Предполагая весьма вероятное различие в их резистивности (например, $R_1^* \ll R_2^*$), интерферометр с меньшей резистивностью становится источником напряжения для остальной части контура ДСП, состоящей из индуктивности и второго интерферометра с большей резистивностью. Согласно описанной выше структуре L – R – S типа и условию возникновения в ней АК тока, нашу структуру в резистивном состоянии можно считать одной из ее разновидностей. В ней питание током последовательно включенных L и R_2^* произво-

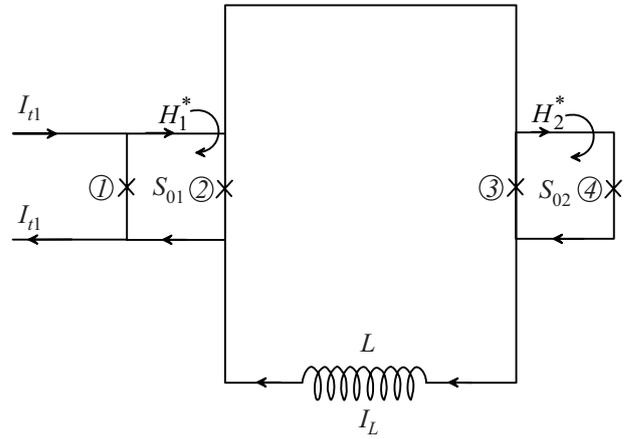


Рис. 4. Схематическое изображение параллельного включения двух ТК в виде двухконтактных квантовых интерферометров с площадями квантования S_{01} и S_{02} и контактами 1, 2, 3, 4, резистивное состояние которых меняется под действием тока I_{t1} и его магнитного поля H_1^* и H_2^* .

дится от источника напряжения с внутренним сопротивлением R_1^* . Отличие состоит лишь в том, что сопротивление S -элемента зависит не только от пропускаемого через него тока, но и от магнитного поля этого тока (H_1^* и H_2^*). Предположим, что этот ток вначале не вызывает его автоколебаний, и будем его увеличивать. При этом меняется создаваемое им магнитное поле, действующее на интерферометры. При некотором токе может возникнуть достаточно резкое увеличение магнитосопротивления второго интерферометра, подобное тому, которое существует при некоторых значениях поля H на зависимости, показанной на рис. 3. Это вызовет уменьшение тока в ветви с последовательно включенными L и R_2^* . В свою очередь, уменьшение тока приведет к уменьшению магнитного поля в области второго интерферометра и соответствующее возвратное уменьшение его сопротивления. Далее процесс будет повторяться с частотой, близкой к $f_2 = R_2^*/L$, при постоянном транспортном токе I_{t1} . Таков возможный механизм возникновения АК тока с вполне определенной частотой в контуре ДСП с двумя резистивными ТК. Для оценки значения частоты АК, ожидаемой согласно предложенной модели, необходимо знать величину R_2^* при значении I_{t1} вблизи критического тока ДСП. Для ее определения воспользуемся ВАХ одного из ТК, приведенной в [5], близкого по своим свойствам к рассматриваемым в данной работе. Вблизи критического тока дифференциальное сопротивление этого контакта составляет $R_2^* \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Ом, что соответствует частоте колебаний тока $f_2 = 10$ Гц. По порядку величины это соответствует экспериментальным данным. Отсутствие АК тока при некоторых промежуточных значениях тока I_{t1} можно также связать со сложной зависимостью напряжения на интерферометрах от магнитного поля этого тока. В частности, на участках зависимости

напряжения на интерферометре от магнитного поля, показанной на рис. 3, где напряжение и, значит, сопротивление контакта слабо зависят от магнитного поля, АК тока должны отсутствовать либо быть трудно обнаружимыми. В целом можно сделать вывод, что предложенная модель возникновения АК качественно соответствует реальным процессам, происходящим в резистивном ДСП с двумя прижимными контактами.

Кроме описанных выше экспериментов с вводом транспортного тока (I_{t1}) через один из ТК, исследовалось влияние на зависимость $I_L(I_{t1})$ одновременного ввода тока в ДСП от двух источников тока, подключенных к ТК1 и ТК2. Если выбрать величину и направление транспортных токов через них таким образом, что $I_{c1} < I_{t1} < I_{c2}$ и $I_{c2} < I_{t2} < I_{c1}$, то возникает возможность ступенчатого увеличения тока I_L до требуемого значения с помощью тока I_{t1} в отсутствие тока I_{t2} . После этого при фиксированном значении тока I_{t1} можно увеличить ток I_{t2} до значения выше I_{c2} и получить уменьшение ранее достигнутого тока I_L с периодичностью ступеней, характерных для контакта — интерферометра ТК2. Иллюстрация описанного регулирования тока I_L представлена на рис. 5 в виде совмещенных для удобства сопоставления процессов регулирования зависимостей I_L/I_{c1} (I_{t1}/I_{c1}) и I_L/I_{c2} (I_{t2}/I_{c2}). При этом ступени на зависимостях I_L/I_{c1} и I_L/I_{c2} отличаются ввиду случайного по своей природе процесса формирования структур интерферометров контактами ТК1 и ТК2. Соответственно, выключение обоих транспортных токов приводит к замораживанию установленного до выключения тока I_L в контуре ДСП. Таким образом, найден еще один (кроме изложенного

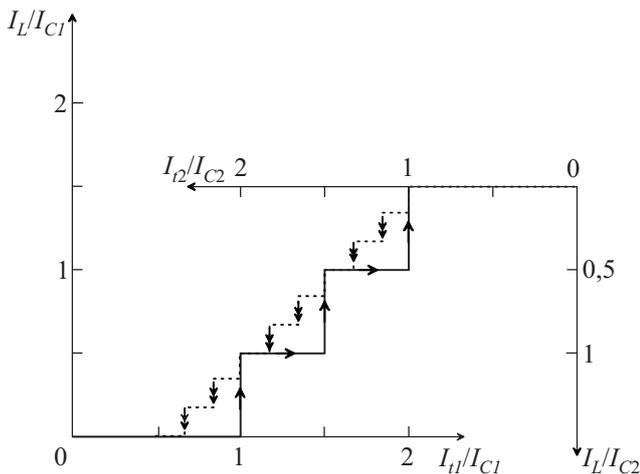


Рис. 5. Две сопряженные зависимости относительной величины тока в контуре ДСП от относительной величины транспортного тока через первый и второй точечные контакты с различными по величине ступенями тока, демонстрирующие возможность его увеличения с помощью тока I_{t1} (сплошная линия со стрелками) и последующего его уменьшения с помощью тока I_{t2} (штриховая линия со стрелками).

в [5]) способ увеличения или уменьшения тока I_L с последующим его замораживанием с помощью плавного регулирования соотношения между токами I_{t1} и I_{t2} .

Заключение

Микроструктура современных высокотемпературных керамических и гранулированных сверхпроводников, а также многожильных сверхпроводящих кабелей представляет собой многосвязную среду. Впервые обнаруженные автоколебания тока в двухсвязном сверхпроводнике с двумя резистивными точечными контактами, как одной из элементарных ячеек такой среды, могут быть причиной генерации шумового магнитного поля и флуктуаций сопротивления этих сверхпроводников, когда они находятся в резистивном состоянии. Кроме того, представляет интерес проверка особенностей реализации предложенного механизма возникновения автоколебаний в двухсвязных сверхпроводниках с другими типами слабых связей, не имеющих такой сложной и неповторяющейся субструктуры, как в прижимном ТК, в частности в пленочных ДСП с мостиковыми контактами.

Относительно решения вопроса о механизме токового критического состояния ТК, шунтированного сверхпроводящей индуктивностью, предпочтительным представляется недиссипативный механизм, связанный с возрастанием параметрической джозефсоновской индуктивности контакта по мере приближения величины тока через него к критическому значению. Строгое доказательство этого положения возможно при условии выполнения работ в двух направлениях: путем углубленной экспериментальной проверки воздействия окружающих переменных электромагнитных полей на ДСП и путем построения количественной теории, объясняющей ступенчатую зависимость тока в контуре ДСП от транспортного тока через него.

В прикладном плане новый способ увеличения и уменьшения тока в сверхпроводящем контуре ДСП с помощью транспортного тока, одновременно задаваемого через два контакта, представляется более удобным по сравнению со способом регулирования, предложенным в [5] для сверхпроводящих магнитов. Кроме того, этот способ может быть использован при создании многотерминальных сверхпроводящих запоминающих устройств на основе ДСП, содержащих как два ввода управляющего транспортного тока в виде ТК, так и большее их число.

1. А. Роуз-Инс, Е. Родерик, *Введение в физику сверхпроводимости*, Мир, Москва (1972).
2. *Слабая сверхпроводимость, Квантовые интерферометры и их применение*, Б.Б. Шварц и С. Фонер (ред.), Мир, Москва (1980).
3. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, Москва (1980).

4. С.И. Бондаренко, В.П. Коверя, А.В. Кревсун, Н.М. Левченко, А.А. Шабло, *ФНТ* **36**, 202 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 159 (2010)].
5. В.П. Коверя, С.И. Бондаренко, А.В. Кревсун, Н.М. Левченко, И.С. Бондаренко, *ФНТ* **36**, 759 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 605 (2010)].
6. К.К. Лихарев, Б.Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами*, Изд.-во Московского университета, Москва (1978).
7. Won-Tien Tsang and T. Van Duzer, *J. Appl. Phys.* **46**, 4573 (1975).
8. A.H. Silver, R.C. Jaklevic, and J. Lambe, *Phys. Rev.* **141**, 362 (1966).
9. П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин, *Расчет индуктивностей*, Энергоатомиздат, Ленинград (1986).
10. A.H. Silver and J.E. Zimmerman, *Phys. Rev.* **157**, 317 (1967).
11. G.V. Rosenberger, *IBM J. Res. Development* **3**, 189 (1959).
12. С.Я. Беркович, *Радиотехника и электроника* **4**, 736 (1965).
13. J.E. Zimmerman and A.H. Silver, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 14 (1967).
14. F.L. Vernon, Jr. and R.J. Pedersen, *J. Appl. Phys.* **19**, 2661 (1968).
15. И.И. Еру, С.А. Песковацкий, А.В. Поладич, *ФТТ* **15**, 2228 (1973).
16. H. Frohlich, H. Koch, W. Vodel, D. Wachter, and O. Frauberger, *Physica* **64**, 197 (1973).
17. W.J. Skocpol, M.R. Beasley, and M. Tinkham, *J. Appl. Phys.* **45**, 4054 (1974).
18. Y. Taur and P.L. Richards, *J. Appl. Phys.* **48**, 1793 (1975).
19. N. Calander, T. Cleason, and S. Rudner, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 504 (1981).
20. M. Muck, H. Rogalla, and C. Heiden, *Appl. Phys.* **A46**, 97 (1988).
21. K. Enpuku, T. Kisu, and K. Yoshida, *IEEE Transactions on Magnetics* **27**, 3058 (1991).
22. В.А. Рахубовский, *Вопросы атомной науки и техники*, №6, 105 (2009).
23. А.В. Хоткевич, И.К. Янсон, *ФНТ* **7**, 69 (1981) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **7**, 35 (1981)].
24. В.П. Коверда, В.Н. Скоков, В.П. Скрипов, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 739 (1996).

Current states of a double connected superconductor with two point contacts

V.P. Koverya, A.V. Krevsun, S.I. Bondarenko, and N.M. Levchenko

Distribution of a transport current in the branches of a double connected superconductor (DCS) with pressing point contacts is studied experimentally for two different conditions, namely, (a) when one or both of the contacts are in the critical state and (b) when both the contacts are in the resistive state. In case (a) the DCS frozen transport current supplied through one of the contacts can be increased or reduced by regulating the value and polarity of the current passed through the other contact. In case (b) there appear self-oscillations the amplitude of which depend on the supplied transport current. The role parametrical inductance and resistivity of contacts in formation of its critical state and distribution of a current in branches of the DCS is discussed.

PACS: 74.25.F- Transport properties;
74.81.Fa Josephson junction arrays and wire networks.

Keywords: double connected superconductor, current self-oscillation, parametrical inductance of Josephson contact.