

05

Критический ток в длинном джозефсоновском контакте во внешнем магнитном поле при слабом пиннинге

© М.А. Зеликман

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: marzelik@mail.ru

Поступило в Редакцию 3 ноября 2021 г.

В окончательной редакции 14 декабря 2021 г.

Принято к публикации 15 декабря 2021 г.

Проведен анализ возможных токовых распределений при пропускании тока через периодически модулированный длинный джозефсоновский контакт, находящийся во внешнем магнитном поле. Для расчета использован подход, основанный на анализе непрерывного видоизменения конфигурации, протекающего в направлении уменьшения потенциала Гиббса. Рассмотрен случай, когда параметр пиннинга меньше критического значения. Показано, что при любом значении внешнего магнитного поля существует критическое значение транспортного тока, при превышении которого ситуация перестает быть стационарной, в результате чего энергия переходит в излучение и в тепло, т. е. токи перестают быть незатухающими. Значение критического тока определяется значением магнитного поля, при котором вихри начинают заполнять всю длину контакта. С увеличением внешнего магнитного поля критическое значение тока уменьшается.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, пиннинг, джозефсоновские контакты.

DOI: 10.21883/JTF.2022.03.52136.285-21

Введение

В последние годы был проведен целый ряд теоретических и экспериментальных исследований, приблизивших нас к сверхпроводимости при комнатных температурах [1,2]. Поэтому еще большее значение приобрела проблема критических полей и токов, крайне важная при практическом использовании сверхпроводников. В низкотемпературных сверхпроводниках решение этой проблемы достигается на базе теории Гинзбурга-Ландау. Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) по большей части являются керамиками, состоящими из соприкасающихся гранул, разделенных диэлектриком. В местах контакта гранул между собой возникают джозефсоновские контакты, которые описываются нелинейными уравнениями, что затрудняет теоретический анализ. Кроме того, трудности создает ячеистость керамических ВТСП, приводящая к неоднородности образцов и к пиннингованию вихрей. Это препятствует использованию уравнений Гинзбурга-Ландау для расчета токовых состояний в ВТСП. Необходимо искать другие подходы к анализу явлений в таких средах.

В последние годы интерес физиков, изучающих сверхпроводимость, привлекли длинные джозефсоновские переходы. С одной стороны, структуры такого типа могут быть созданы искусственно [3,4]. Процессы в длинных джозефсоновских контактах привлекают внимание, например, в связи с идеей использования цепочек коротких контактов для повышения эффективности излучения [5]. Исследуются также длинные контакты, в которых диэлектрик в слое между сверхпроводниками заменен на

ферромагнетик [6]. С другой стороны, такой контакт представляет собой модель, которой свойственны все процессы, имеющие место в сверхпроводящих образцах: мейснеровское состояние, существование вихрей, их пиннинг и все связанные с этим явления. В этой модели расчеты могут быть выполнены весьма точно, что позволяет разобраться в деталях происходящих процессов. Поэтому процессы в длинных джозефсоновских контактах анализируются в значительном числе работ [7–9].

Искусственный периодически модулированный джозефсоновский контакт (рис. 1, *a*) представляет собой тонкий слой диэлектрика (плоскость xz) между двумя сверхпроводниками, пересеченный параллельными друг другу бесконечными вдоль оси z полосами диэлектрика толщины l вдоль оси y и ширины d вдоль оси x , периодически расположенными вдоль оси x на расстоянии L друг от друга. Внешнее магнитное поле, а также оси вихрей направлены вдоль оси z . На рис. 1, *b* изображена структура искусственно создаваемого периодически модулированного джозефсоновского контакта [3]. На участках между полосами величина скачка фазы между сторонами контакта медленно меняется с координатой, в то время как при переходе через полосу она меняется скачком. Обозначим усредненное по k -му участку между полосами значение скачка через φ_k (рис. 1, *a*). Пусть скачок фазы на ближайшем к границе контакта участке равен φ_1 , и по мере продвижения внутрь φ_2, φ_3 и т.д. Распределение величин φ_k описывает установившееся токовое состояние.

В работах [10–12] показано, что поведение контакта в магнитном поле определяется значением так называемого параметра пиннинга $g = 2\pi\mu_0 i_c Lld / \Phi_0$ (в [10,11]

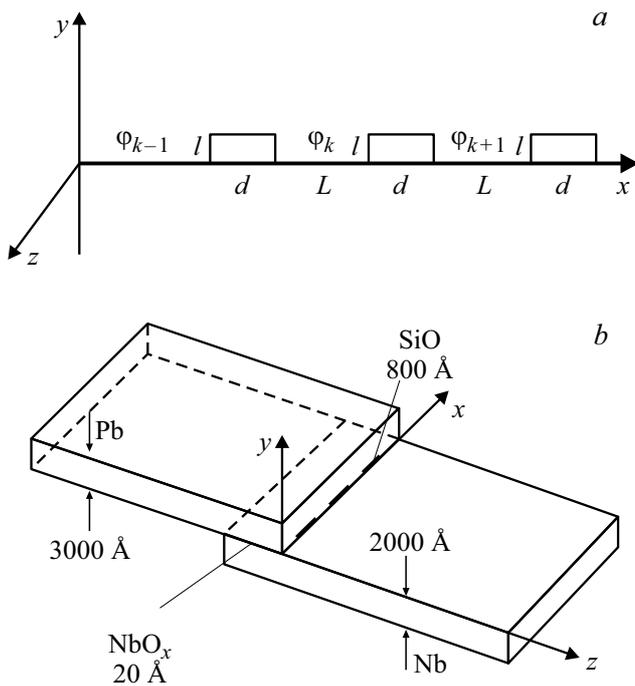


Рис. 1. *a* — модель периодически модулированного джозефсоновского контакта; *b* — структура искусственно созданного периодически модулированного джозефсоновского контакта.

использовано обозначение l). Здесь i_c — критическая плотность тока каждого точечного джозефсоновского перехода, Φ_0 — квант магнитного потока, смысл величин L, l, d ясен из рис. 1. При малых значениях g ситуация такая же, как при нулевом пиннинге, т.е. при превышении внешним полем некоторого значения H_{\max} вихри заполняют сразу весь контакт от его границы до бесконечности. Это напоминает ситуацию в сверхпроводниках II рода. При больших же значениях g вихри с ростом поля постепенно продвигаются от границы внутрь контакта, а магнитное поле в глубине контакта остается равным нулю, т.е. ситуация аналогична сверхпроводнику III рода. В [11] показано, что эти два режима разделяются критическим значением параметра пиннинга g_c , лежащим в диапазоне 0.95–1.00. В [12] на базе подхода, развитого в нелинейной физике [13], найдено точное значение $g_c = 0.9716$. При $g > g_c$ существует возможность неограниченного роста поля к границе контакта, т.е. при любом внешнем поле у границы может существовать токовая конфигурация конечной длины, обеспечивающая полную компенсацию поля внутри контакта вдали от границы.

В работе [11] рассмотрен длинный контакт во внешнем магнитном поле, когда полный ток через контакт равен нулю. В работе [12] рассчитано распределение токов в контакте при заданном полном токе в нулевом внешнем магнитном поле. В работе [14] проведен анализ общего случая, когда и ток, и внешнее магнитное поле отличны от нуля, при значениях параметра пиннинга, превышающих критическое ($g > g_c$).

Целью настоящей работы является подробное исследование общего случая при $g < g_c$, когда во внешнее магнитное поле помещен длинный джозефсоновский контакт, через который протекает незатухающий сверхпроводящий ток.

1. Постановка задачи и методика вычислений

При наличии пиннинга распределение скачков фазы и токов по контакту не является однозначным. Причиной этого является „гистерезисность“ ситуации: вид установившейся конфигурации зависит от предыстории, т.е. от того, как было получено данное состояние. Например, если сначала внести контакт в сколь угодно малое поле и только потом охладить его и перевести в сверхпроводящее состояние, то магнитные потоки будут пронизывать и внутренние ячейки контакта. Если же внести его в поле в сверхпроводящем состоянии, то при малых полях конфигурация будет мейснеровской, т.е. поле проникнет только в очень узкий приграничный слой. Существует огромное число различных вариантов. Решим задачу для случая постепенного включения поля и последующего увеличения транспортного тока. Контакт уже находится в сверхпроводящем состоянии, а внешнее поле медленно увеличивается от нулевого значения до H_e . После этого через контакт пропускают внешний ток, который медленно и монотонно увеличивается от нуля до J . Введем безразмерные параметры

$$h = H_e/H_0, \quad j = J/bH_0,$$

где $H_0 = \Phi_0/\mu_0 S$ — значение внешнего поля, при котором через ячейку площадью S проходит 1 квант магнитного потока Φ_0 , b — длина контакта вдоль оси z (рис. 1).

Пусть внешнее поле \mathbf{H}_e направлено от нас (против оси z на рис. 1), а транспортный ток — вверх (вдоль оси y). Тогда суммарное поле вне контакта с правой стороны равно $h + j/2$, а с левой $h - j/2$.

Применим метод, использованный в [11] для расчета профиля поля в контакте при нулевом полном токе. На первом этапе будем считать полный ток равным нулю и найдем профиль поля в контакте при монотонном увеличении внешнего поля H_e .

Рассмотрим контакт конечной длины, содержащий нечетное число ячеек $2N - 1$, т.е. число токовых рядов равно $2N$. Запишем потенциал Гиббса такой конфигурации высотой в 1 м [2]

$$G = E - \int B H dV = \frac{\Phi_0^2}{2\pi^2 \mu_0 S} \sum_{i=1}^{2N-1} \left[\left(\frac{1}{2} (\varphi_{i+1} - \varphi_i)^2 + g (1 - \cos \varphi_i) \right) - 2\pi h (\varphi_1 - \varphi_{N+1}) \right]. \quad (1)$$

Для определенности считаем $i = 1$ в крайнем левом ряду. При выводе (1) мы учли, что в рассматриваемой

геометрии термодинамическая напряженность магнитного поля H во всех точках одинакова и равна напряженности внешнего поля H_e , а также использовали условия квантования флюксоида

$$2\pi\Phi_m/\Phi_0 + \varphi_m - \varphi_{m+1} = 0, \quad (2)$$

где Φ_m — полный магнитный поток через m -ю ячейку. Тогда

$$\begin{aligned} \int BHdV &= H_e \sum_i \Phi_i = \frac{H_e\Phi_0}{2\pi} \sum_{i=1}^{2N-1} (\varphi_i - \varphi_{i+1}) \\ &= \frac{H_e\Phi_0}{2\pi} (\varphi_1 - \varphi_{2N}). \end{aligned}$$

Будем трактовать величину G как высоту (или потенциальную энергию) горного рельефа, заданного на многомерном множестве координат. Установившиеся при каком-либо значении внешнего поля h конфигурации соответствуют минимумам энергии (впадинам) в этом рельефе. Если h скачком увеличится на какую-то малую величину, это приведет к некоторому видоизменению рельефа, в результате чего конфигурация (набор координат), соответствовавшая минимуму прежнего рельефа, теперь окажется на склоне нового. Дальнейшее изменение формы этой конфигурации можно рассматривать как „скатывание“ по новому рельефу с уменьшением „потенциальной энергии“. Пусть этот процесс происходит как результат большого количества маленьких шагов. Логично предположить, что в каждой „точке“ скатывание происходит вдоль линии наиболее быстрого спуска, т.е. вдоль градиента функции G . Это значит, что при каждом шаге все „координаты“ φ_i получают приращения, пропорциональные соответствующей проекции градиента:

$$\Delta\varphi_i = -\frac{\partial G}{\partial\varphi_i} \delta,$$

где δ — малый постоянный множитель, задающий величину шага. Далее вычисляем все $\partial G/\partial\varphi_i$ в новой точке, т.е. при новых значениях φ_i , и производим следующий шаг. Эта процедура повторяется до тех пор, пока не приходим к новой устойчивой конфигурации, находящейся во впадине рельефа, соответствующего заданному h .

Из (2) получим выражения для „проекций градиента“ G :

$$\frac{\partial G}{\partial\varphi_i} = 2\varphi_i - \varphi_{i-1} - \varphi_{i+1} + g \sin \varphi_i, \quad (2 \leq i \leq 2N-1), \quad (3a)$$

$$\frac{\partial G}{\partial\varphi_1} = \varphi_1 - \varphi_2 + g \sin \varphi_1 - 2\pi h, \quad (3b)$$

$$\frac{\partial G}{\partial\varphi_{2N}} = \varphi_{2N} - \varphi_{2N-1} + g \sin \varphi_{2N} + 2\pi h. \quad (3c)$$

В [10,11] в качестве начальной точки для этого алгоритма выбиралась точка на границе мейснеровского режима H_S . Этот метод позволял рассчитать мейснеровскую конфигурацию только с одного края контакта, т.е. в

предположении бесконечной длины контакта. В рассматриваемой ситуации длина контакта конечна, поэтому необходимо учитывать и другой край. Распределение φ_i соответствует минимуму потенциала Гиббса, поэтому его можно рассчитывать, используя тот же метод, что и для $h > h_S$ в [11].

Этот подход предпочтителен и для контакта бесконечной длины [10], потому что, во-первых, для всех значений поля используется единый метод расчета, и, во-вторых, он дает более точный результат. В методе, использовавшемся ранее [10], задавалось значение φ_1 и находилось возможное значение φ_2 , при котором существует решение в виде монотонно убывающей с ростом m комбинации значений φ_m . Но изменение φ_2 заметно влияло на φ_m для не очень больших номеров $m < M$. При этом расчетная величина φ_m имела порядок не меньше 10^{-8} , а все φ_m при $m > M$ получались равными нулю. Но в реальности они должны отличаться от нуля. Новый подход позволяет вычислить все φ_m до значений порядка 10^{-15} , что дает возможность получить более точные результаты.

В качестве начальной точки выбираем значение поля $h = 0$, при этом все φ_i равны нулю. Дадим h какое-то небольшое приращение Δh и предоставим возможность „точке“ двигаться по „линии наиболее быстрого спуска“, как это объяснялось выше. В смысле программирования это означает задать цикл, в каждом шаге которого новые значения φ_m при $1 \leq m \leq 2N$ вычисляются по формуле $\varphi_m = \varphi_m - \frac{\partial G}{\partial\varphi_m} \delta$ с учетом (3). В конце концов, приходим к конфигурации, в которой все производные $\partial G/\partial\varphi_i$ обратятся в нуль. Это и есть искомая устойчивая равновесная конфигурация, соответствующая $h = h_S + \Delta h$. Далее, начиная от этой конфигурации, можно дать новое приращение Δh и т.д. Таким способом можно найти распределение токов и скачков фазы при любом значении внешнего магнитного поля.

Отметим, что упрощенный расчет, использующий не пошаговое изменение h от нуля до исследуемого значения h_1 , а непосредственное задание величины h_1 с самого начала и последующее применение вышеописанного алгоритма минимизации потенциала Гиббса, приводит в точности к тем же значениям φ_m . Но занимает это намного меньше времени.

На втором этапе рассмотрим изменение ситуации при постепенном увеличении транспортного тока, протекающего через контакт в направлении от нас. Начальной конфигурацией будет рассчитанное на первом этапе (при нулевом транспортном токе) распределение φ_m при $1 \leq m \leq 2N$. Зададимся малым значением тока j .

Тогда выражения для „проекций градиента“ G из (3) имеют вид

$$\frac{\partial G}{\partial\varphi_i} = 2\varphi_i - \varphi_{i-1} - \varphi_{i+1} + g \sin \varphi_i, \quad (2 \leq i \leq 2N-1), \quad (4a)$$

$$\frac{\partial G}{\partial\varphi_1} = \varphi_1 - \varphi_2 + g \sin \varphi_1 - 2\pi(h - j/2), \quad (4b)$$

$$\frac{\partial G}{\partial\varphi_{2N}} = \varphi_{2N} - \varphi_{2N-1} + g \sin \varphi_{2N} + 2\pi(h + j/2). \quad (4c)$$

Складывая уравнения (4) для всех i от 1 до $2N + 1$, получим

$$\sum_{i=1}^{2N} g \sin \varphi_i = j,$$

т.е. сумма всех токов равна j , как мы и полагали с самого начала.

Новые значения φ_m вычисляются по формуле $\varphi_m = \varphi_m - \frac{\partial G}{\partial \varphi_m} \delta$. Далее, начиная от этой конфигурации, можно задать новое значение тока, ненамного превышающее предыдущее, и т.д. Так можно исследовать распределение скачков фазы φ_i , а значит, токов и магнитных полей внутри контакта, во всем диапазоне изменения транспортного тока.

Согласно (2), нормированная магнитная индукция внутри m -й ячейки $b_m = \Phi_m / \Phi_0$ может быть вычислена по формуле

$$\varphi_m = (\varphi_{m+1} - \varphi_m) / 2\pi.$$

2. Результаты расчетов, их интерпретация и анализ

Критическое значение параметра пиннинга g_C определялось в [12] и оказалось равным 0.9716. Рассмотрим значение $g < g_C$, а именно $g = 0.90$ ($h_S = 0.318$, $h_{\max} = 0.344$).

Компьютерные расчеты полностью подтвердили возможность использования предложенного алгоритма для расчета проникновения поля в контакт. Действительно, постепенно увеличивая значение магнитного поля от нуля до h , а затем, увеличивая ток от нуля до j , удается проследить последовательное изменение конфигурации, причем при всех значениях h и j все $\partial G / \partial \varphi_i$ равны нулю, т.е. G имеет минимум. При каждом значении h существует максимальное значение тока, выше которого стационарная картина не существует.

На рис. 2 изображен график $j_C(h)$ зависимости критического тока от внешнего магнитного поля при $g = 0.9$ ($h_S = 0.318$) и длине контакта 20 ячеек.

Рассмотрим условия, при которых возникает движение вихрей.

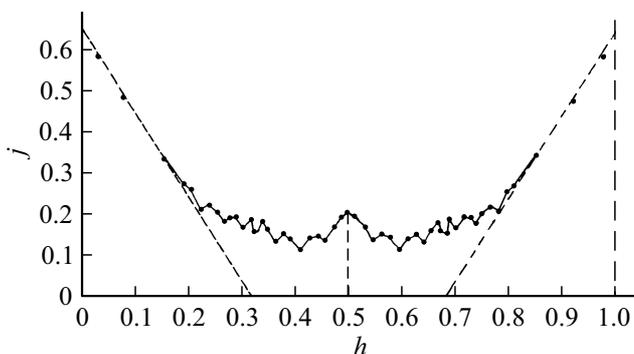


Рис. 2. Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля при $g = 0.9$ и длине контакта 20 ячеек.

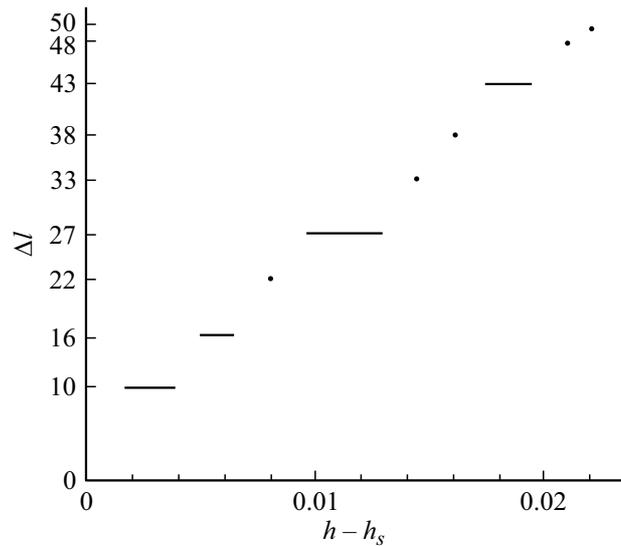


Рис. 3. Зависимость длины приграничной вихревой структуры (в количестве ячеек) от внешнего магнитного поля.

А) пока $h + j/2 < h_S$, с обоих краев контакта выстраиваются мейснеровские конфигурации. Если считать мейснеровскую глубину малой в сравнении с длиной контакта, то этот диапазон изменения тока не представляет интереса.

Б) в случае $h_S < h + j/2 < h_{\max}$ и $h_S < |h - j/2| < h_{\max}$ с обеих сторон будут структуры конечной длины. Если длина контакта больше суммы длин этих структур, то ситуация остается стационарной. Если же эти структуры пересекаются, то вопрос стационарности требует изучения.

Проведем анализ зависимости длины приграничной структуры от магнитного поля для поля h в диапазоне $h_S < h < h_{\max}$. Рассчитаем по вышеприведенной методике значения магнитного поля в ячейках $b_m = (\varphi_{m+1} - \varphi_m) / 2\pi$ при разных значениях поля h для контакта длиной 100 ячеек. На рис. 3 приведен график зависимости длины структуры в количестве ячеек от величины $h - h_S$.

Выполнение обоих условий $h_S < h + j/2 < h_{\max}$ и $h_S < |h - j/2| < h_{\max}$ возможно, если одновременно $h_S < j/2 < h_{\max}$ и $h < \min\{j/2 - h_S, h_{\max} - j/2\}$. Эти диапазоны весьма узки [11], но принципиально такая ситуация возможна. В этом случае приграничные вихревые структуры будут с обеих сторон, причем их ориентации будут противоположными, так как значения поля с разных сторон от контакта имеют разные знаки. Поэтому если длина контакта меньше суммы длин этих структур, то в области их пересечения вихри будут взаимно уничтожаться. Вихри противоположных ориентаций будут возникать у обеих сторон контакта, двигаться внутрь его, к месту „аннигиляции“, и там исчезать. При движении вихрей энергия будет переходить в тепло и излучение, поэтому ток перестанет быть незатухающим.

В) если $h + j/2 > h_{\max}$, то у правого края контакта возникает последовательность вихрей, стремящаяся занять всю длину контакта. Левая структура может представлять собой либо мейснеровскую конфигурацию, либо конечную приграничную структуру, либо цепочку вихрей, также стремящуюся захватить весь контакт. Может показаться, что для движения всей структуры достаточно, чтобы в системе существовали вихри и на них действовала сила. При сколь угодно малом токе поле у правого края больше, чем у левого, сила справа больше, чем слева, и вихри должны прийти в движение справа налево. Однако это не так. Достаточно обратить внимание на то, что при отсутствии транспортного тока вихревые структуры находятся в покое, так как силы, действующие на центральный вихрь с разных сторон, хотя и существуют, но равны друг другу. При включении тока одна из сил будет превосходить другую, но движению будет препятствовать пиннинг на ячейках контакта. Для возникновения движения сила с одной стороны должна быть больше другой на величину силы пиннинга, т.е. ток должен превышать некоторое конечное значение. Для его нахождения необходим детальный расчет. Предложенный подход позволяет его провести.

Анализ графика рис. 2 позволяет прийти к следующим выводам.

1) зависимость $j_C(h)$ является периодической по магнитному полю h с периодом 1, что позволяет продолжить ее на другие значения h . Периодичность следует из того факта, что при увеличении h на единицу система уравнений (4) может быть удовлетворена путем увеличения разности между любыми соседними значениями φ_i на 2π . Отсюда следует, что максимальные критические значения транспортного тока могут быть достигнуты при магнитном поле h , равном любому целому числу N .

2) зависимость $j_C(h)$ оказывается практически строго симметричной относительно $h = 0.5$. Казалось бы, это следует из уравнений (4). Сделав в (4) замену переменной $\varphi_m = \xi_m - 2\pi n$, получим

$$\frac{\partial G}{\partial \xi_i} = 2\xi_i - \xi_{i-1} - \xi_{i+1} + g \sin \xi_i, \quad (2 \leq i \leq 2N-1), \quad (5a)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \xi_1} = \xi_1 - \xi_2 + g \sin \xi_1 + 2\pi(1 - h + j/2), \quad (5b)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \xi_{2N}} = \xi_{2N} - \xi_{2N-1} + g \sin \xi_{2N} - 2\pi(1 - h - j/2). \quad (5c)$$

Легко видеть, что при изменении в (5) нумерации на обратную системы (4) и (5) эквивалентны при h_1 и $h_2 = 1 - h_1$, т.е. существует симметрия относительно $h = 0.5$. Однако этот вывод неверен. Системы (4) и (5) имеют множество решений, поэтому при h_1 и $h_2 = 1 - h_1$ могут установиться разные конфигурации.

Исходные (при $j = 0$) графики распределения поля $b_m(m)$ в контакте для h и $1 - h$ не являются идентичными, поскольку пиннинг не позволяет конфигурации

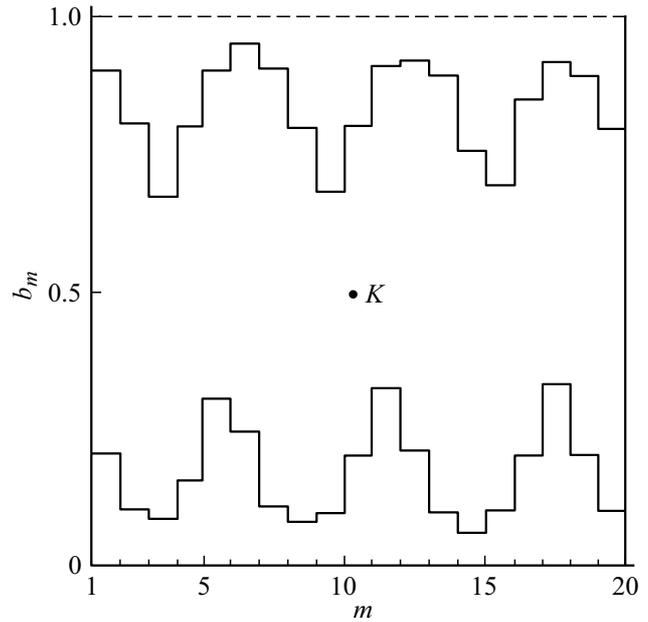


Рис. 4. Зависимости нормированной индукции магнитного поля b_m от номера ячейки m при $h = 0.204, j = j_C = 0.259$ и при $h = 0.796, j = j_C = 0.258$.

отслеживать величину внешнего поля, что приводит к гистерезису. Но при $j = j_C$ конфигурации становятся идентичными. Причина в том, что при возникшем движении вихревой картины во всех ячейках установятся те значения полей, которые минимизируют потенциал Гиббса. В качестве примера рассмотрим (рис. 4) зависимости нормированной индукции магнитного поля $b_m = (\varphi_{m-1} - \varphi_m)/2\pi$ от номера ячейки m при $h = 0.204, j = j_C = 0.259$ и при $h = 0.796, j = j_C = 0.258$. Графики обладают симметрией относительно точки K , т.е. b_m из первой зависимости совпадает с $1 - b_{20-m}$ из второй. Это совпадение подтверждает и объясняет симметрию зависимости $j_C(h)$ относительно $h = 0.5$ на рис. 2.

3) рассмотрим характер происходящих процессов в зависимости от значения внешнего поля h .

При $h < h_S = 0.318$ к началу второго этапа расчета ($j = 0$) у обоих краев контакта образуются мейснеровские конфигурации, вихрей нет. При подаче тока у правого края, около которого поле равно $h + j/2 > h_S$, возникает вихревая структура, у левого края поле равно $h - j/2 < h_S$, т.е. вихрей нет. Для того чтобы вихревая структура достигла левого края, поле должно быть равно $h_S + \Delta$, где величина Δ зависит от длины контакта и может быть определена из рис. 3. Казалось бы, условие движения вихрей имеет вид $j/2 = h_S + \Delta - h$. При длине контакта 20 ячеек из рис. 3 находим $\Delta \approx 0.008$. На рис. 2 пунктирная прямая соответствует соотношению $j = 2(0.318 + 0.008) - 2h = 0.652 - 2h$. Однако при небольших длинах контакта эта закономерность нарушается. Причина во влиянии мейснеровской кон-

фигурации слева: она может или препятствовать движению (при той же ориентации, что вихри справа) или способствовать ему (при противоположной). Отсутствие мейснеровской конфигурации слева соответствует нулевому полю у левого края контакта $h - j/2 = 0$, и из условия $h + j/2 > h_S$ получаем $h = j/2 \approx h_S/2 = 0.159$. Действительно, в этой точке график пересекается с прямой.

Левее этой точки, при $h < h_S/2$, имеем $j/2 = h_S + \Delta - h > h_S/2$, т.е. поле у левого края контакта ($h - j/2$) отрицательно, и установившаяся там мейснеровская конфигурация имеет противоположную ориентацию. В этом случае движение вихрей наступает, когда правая конфигурация доходит до левой мейснеровской структуры, а не до самого края контакта, поэтому $\Delta < 0.008$, критический ток меньше, чем найденный по формуле $j = 0.652 - 2h$, и точки на графике рис. 2 лежат ниже прямой $j = 0.652 - 2h$. Величина этого снижения мала.

При $h_S/2 < h < h_S$ у левого края образуется мейснеровская конфигурация той же ориентации, которая сопротивляется продвижению цепочки вихрей справа налево. Поэтому точки находятся выше прямой.

Такая ситуация имеет место, например, при $h = 0.240$, когда $j_C/2 = 0.110$, $h + j_C/2 = 0.350$, т.е. $h_p = 0.006$ — это сопротивление движению вихрей, создаваемое мейснеровской конфигурацией при $h - j_C/2 = 0.130$. При $h = 0.310$ имеем $j_C/2 = 0.082$, $h + j_C/2 = 0.392$, т.е. $h_p = 0.048$. Такое сопротивление создается мейснеровской конфигурацией, соответствующей $h - j_C/2 = 0.228$. Чем больше „высота“ мейснеровской конфигурации, тем больше сопротивление.

При $h > h_S$ у левого края с самого начала (при $j = 0$) образуется вихревая конфигурация. При увеличении тока j поле слева от контакта, равное $h - j/2$, уменьшается, но из-за пиннинга вихри продолжают существовать и при $h - j/2 < h_S$. Из рис. 2 видно, что при $h > h_S$ выполняется условие $h > j_C/2$. Поэтому вплоть до критического тока структуры у разных краев ориентированы одинаково, так что аннигиляции нет. Но, поскольку поле у правого края больше, чем у левого, правая структура вытесняет левую из контакта, после чего устанавливается ситуация, в которой вихри образуются у правой границы контакта, двигаются влево и исчезают на левом краю.

Логично считать, что движущая сила пропорциональна разности полей у краев j . Из графика рис. 2 видно, что в диапазоне от $h = 0.215$ до 0.785 величина j_C колеблется между значениями 0.12 и 0.20 . Можно сделать вывод, что сопротивление движению вихревой цепочки с ростом h остается примерно постоянным, а флуктуации определяются деталями пиннинга вихрей на ячейках.

Следует отметить, что в работах [15,16] аналитически и численно исследовалось влияние профиля тока на вольт-амперные характеристики и характер бегущей волны в присутствии внешнего поля. В частности, в [16]

приведен график распределения поля внутри контакта, но для другой формы неоднородности.

Заключение

Рассчитаны возможные распределения токов и магнитных полей внутри помещенного во внешнее магнитное поле длинного периодически упорядоченного джозефсоновского контакта, через который пропускается транспортный ток. Рассмотрен случай, когда параметр пиннинга меньше критического ($g < g_C$). Для расчета использован подход, основанный на анализе непрерывного видоизменения конфигурации, протекающего в направлении уменьшения потенциала Гиббса.

Показано, что при любом значении внешнего магнитного поля существует критическое значение транспортного тока, при превышении которого ситуация перестает быть стационарной, в результате чего энергия переходит в излучение и в тепло, т.е. токи перестают быть незатухающими.

Проведен детальный анализ происходящих процессов, дающий качественное объяснение полученных закономерностей.

В случае $g < g_C$ критический ток определяется значением магнитного поля H_{\max} , при котором вихри начинают заполнять всю длину контакта, и не зависит от длины контакта. При помещении контакта во внешнее магнитное поле величина критического тока уменьшается.

Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля является периодической по магнитному полю h с периодом 1, что позволяет продолжить ее на другие значения h . Поэтому максимальные критические значения транспортного тока могут быть достигнуты при магнитном поле h , равном любому целому числу N .

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.P. Drozdov, P.P. Kong, V.S. Minkov, S.P. Besedin, M.A. Kuzovnikov, S. Mozaffari, L. Balicas, F.F. Balakirev, D.E. Graf, V.B. Prakapenka, E. Greenberg, D.A. Knyazev, M. Tkacz, M.I. Eremets. *Nature*, **569**, 528 (2019). DOI: 10.1038/c41586-019-1201-8
- [2] M. Somayazulu, M. Ahart, A.K. Mishra, Z.M. Geballe, M. Baldini, Y. Meng, V.V. Struzhkin, R.J. Hemley. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 027001 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.027001
- [3] А.А. Голубов, И.Л. Серпученко, А.В. Устинов. *ЖЭТФ*, **94**(6), 297 (1988). [A.A. Golubov, I.L. Serpuchenko, A.V. Ustinov. *Sov. Phys. JETP*, **67**, 1256 (1988).]
- [4] L.S. Revin, A.L. Pankratov, D.V. Masterov, S.A. Pavlov, A.V. Chiginev, E.V. Skorokhodov. *IEEE Transactions Appl. Superconductivity*, **28** (7), 1100505 (2018). DOI: 10.1109/TASC.2018.2844354

- [5] B. Chesca, D. John, C.J. Mellor. *Supercond. Sci. Technol.*, **27**, 085015 (2014). DOI: 10.1088/0953-2048/27/8/085015
- [6] I.A. Golovchanskiy, N.N. Abramov, V.S. Stolyarov, O.V. Emelyanova, A.A. Golubov, A.V. Ustinov, V.V. Ryazanov. *Supercond. Sci. Technol.*, **30** (5), 054005 (2017). DOI: 10.1088/1361-6668/aa66a9
- [7] L.S. Revin, A.L. Pankratov, A.V. Chiginev, D.V. Masterov, A.E. Parafin, S.A. Pavlov. *Supercond. Sci. Technol.*, **31** (4), 045002 (2018). DOI: 10.1088/1361-6668/aaacc3
- [8] E.M. Rudenko, I.V. Korotash, A.O. Krakovnyy, M.O. Bilogolovskyy. *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40** (10), 1273 (2018). DOI: 10.15407/mfint.40.10.1273
- [9] M. Nashaat, A.T. Botha, Yu.M. Shukrunov. *Phys. Rev. B*, **97** (22), 224514 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.224514
- [10] M.A. Zelikman. *Supercond. Sci. Technol.*, **12** (1), 1 (1999).
- [11] М.А. Зеликман. *ЖТФ*, **79** (12), 19 (2009). [M.A. Zelikman. *Tech. Phys.*, **54** (12), 1742 (2009).] DOI: 10.1134/S1063784209120044
- [12] S.N. Dorogovtzev, A.N. Samuhin. *Europhys. Lett.*, **25** (9), 693 (1994).
- [13] Г.М. Заславский, Р.З. Сагдеев. *Введение в нелинейную физику* (Наука, М., 1988)
- [14] М.А. Зеликман. *ЖТФ*, **91** (8), 1212 (2021). [M.A. Zelikman. *Tech. Phys.*, **66** (8), 1178 (2021).] DOI: 10.1134/S1063784221080181
- [15] A.I. Pankratov. *Phys. Rev. B*, **66**, 134526 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.134526]
- [16] E.A. Matrozova, A.L. Pankratov, L.S. Revin. *J. Appl. Phys.*, **112**, 053905 (2012). DOI: 10.1063/1.47481511.