



УДК 538.945

*М.А. Зеликман, К.А. Поцелуев***ПИННИНГ И ВОЗМОЖНЫЕ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ  
ЛИНЕЙНЫМИ ВИХРЯМИ В ТРЕХМЕРНОЙ УПОРЯДОЧЕННОЙ  
ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СРЕДЕ***М.А. Zelikman, К.А. Potseluev*St. Petersburg Polytechnical State University,  
29 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia.**PINNING AND POSSIBLE DISTANCES BETWEEN LINEAR VORTEX  
IN 3D ORDERED JOSEPHSON MEDIUM**

Получена система разностных уравнений и предложен метод расчета конфигурации двух линейных вихрей, взаимодействующих в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде. Рассчитаны токовые конфигурации, а также критические значения параметра пиннинга, при которых вихри уже не могут находиться на заданном расстоянии друг от друга. Исследовано влияние параметра  $b$ , учитывающего неоднородность магнитного поля, на эти критические значения.

ГРАНУЛИРОВАННЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ. ТРЕХМЕРНАЯ УПОРЯДОЧЕННАЯ ДЖОЗЕФСОНОВСКАЯ СРЕДА. ЛИНЕЙНЫЕ ВИХРИ. УСЛОВИЯ КВАНТОВАНИЯ ФЛЮКСОИДА.

A system of difference equations and a method of calculating the configuration of two linear vortices interacting in a three-dimensional ordered Josephson medium are proposed. Current configurations are calculated as well as the critical values of the pinning parameter at which vortex can no longer be located at a predetermined distance from each other. The influence of the parameter  $b$ , which takes into account the inhomogeneity of the magnetic field is investigated.

GRANULATED SUPERCONDUCTORS. 3D ORDERED JOSEPHSON MEDIUM. LINEAR VORTEX. CONDITIONS OF FLUXOID QUANTIZATION.

Исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), проведенные в последние годы, показали, что очень важную роль в происходящих процессах играют возникающие в образце вихревые структуры. В частности, пиннингом и взаимодействием вихрей друг с другом определяются процессы, происходящие при помещении образца ВТСП во внешнее магнитное поле. Движение вихрей ведет к нежозефовскому выделению энергии в образце, что приводит к нарушению сверхпроводимости. Решение принципиальной для физики и техники проблемы повышения величин критических токов и полей требует понимания деталей поведения вихрей, их строения, взаимодействия, механизмов и величины возможного пиннинга.

Для обычных сверхпроводников теория вихрей, базирующаяся на уравнениях Гинзбурга – Ландау, построена еще до создания теории БКШ [1, 2]. Однако эта теория применима только в непрерывной среде, поэтому в случае гранулированных ВТСП приходится искать другой математический подход. Это связано, в первую очередь, с ячеистой структурой таких ВТСП, когда между соприкасающимися сверхпроводящими гранулами находятся диэлектрические области. Дополнительные трудности вносит тот факт, что в местах соприкосновения гранул друг с другом образуются джозефсоновские контакты [3], являющиеся нелинейными элементами, что сильно усложняет анализ таких сред. Кроме того, при возникновении абрикосовского вихря

в обычном сверхпроводнике его центральная область переходит из сверхпроводящего состояния в нормальное. В ячеистой среде, которую представляют собой гранулированные сверхпроводники, такой переход не требуется, так как уже существуют диэлектрические области, в которых может расположиться остов вихря. Поэтому все токовые состояния – как экранирующие, так и вихревые, – отличаются по своей структуре от существующих в обычных сверхпроводниках. Уравнения Гинзбурга – Ландау неприменимы в этой ситуации, и нужно искать другую основу для математического описания гранулированных сверхпроводников.

Джозефсоновские среды – как упорядоченные, так и неупорядоченные, уже давно привлекают внимание физиков [4 – 9], поэтому изучение свойств таких сред лежит в русле современного исследования ВТСП. В работе [9] предложена модель гранулированного ВТСП, представляющая собой кубическую решетку, состоящую из сверхпроводящих проводов, каждая связь которой содержит один джозефсоновский контакт. Аналогичные модели джозефсоновской среды для одномерного и двумерного случаев предлагались и в других исследованиях [4, 5]. В частности, в статье [4] рассматривалась система узлов, соединенных связями, содержащими джозефсоновские контакты; авторами целой серии работ (см., например, [5]) изучался длинный джозефсоновский контакт. Модель трехмерной упорядоченной джозефсоновской среды [9 – 12] позволяет на качественном уровне ответить на многие вопросы, возникающие при изучении физических свойств такой сложной системы. С помощью данной модели, например, удалось получить характерные значения критических магнитных полей, при которых нарушается мейсснеровское состояние [10], рассмотреть возможные конфигурации возникающих вихрей [11], рассчитать их энергию. Математическое описание упомянутой модели содержит два безразмерных параметра: параметр пиннинга  $I$  и структурный фактор  $b$ . Поскольку эта модель оказалась столь полезной, есть смысл исследовать этот же круг вопросов полно-

стью, не считая, как ранее (см., например, работу [12]), параметр  $b$  равным нулю. Параметр  $V$ , аналогичный параметру пиннинга  $I$ , рассматривался также С.Л. Гинзбургом как в статье [4], так и в более ранних его работах. Важная роль этого параметра  $V$  в описании джозефсоновской среды отмечается также и в других публикациях [5, 8].

В работе [4] также указывается на недостаточное внимание к вопросу о влиянии структурных свойств сложных сетей на происходящие в них процессы, несмотря на его очевидную актуальность. В настоящей работе рассмотрение будет проводиться на модели, предложенной в статье [9]. Исследование этой модели при ненулевых значениях параметра  $b$  соответствует учету влияния структурных свойств джозефсоновской среды на происходящие в ней процессы.

При превышении некоторого критического значения магнитного поля в рассматриваемую нами модельную упорядоченную джозефсоновскую среду будут проникать вихри. Возникшие в среде вихри будут между собой взаимодействовать: притягиваться или отталкиваться в зависимости от направления соответствующих им токов. Наличие пиннинга препятствует движению вихрей. В работе [12] были рассчитаны критические значения  $I_c$  параметра пиннинга  $I$ , при котором вихри уже не могут находиться на выбранном расстоянии друг от друга, так как сила отталкивания (или притяжения) не может быть скомпенсирована силой пиннинга. В системе уравнений, обсуждаемой в статье [12], параметр  $b$  присутствует только как множитель в произведении  $Ib$ . При решении этой системы значения указанных параметров предполагались такими, что соблюдалось неравенство  $Ib \ll 1$ ; это позволяло считать  $b = 0$  и сильно упрощало решаемые уравнения.

Целью настоящей работы является нахождение критических значений  $I_c$  параметра пиннинга для произвольных значений  $b$  и изучение влияния параметра  $b$  на  $I_c$ . Рассмотрение проводится для двух случаев: первый – это когда вихри сонаправлены, то есть токи в вихрях закручены в одну сторону, например, против часовой стрелки; второй – когда вихри противоположны по



направлениям, например, токи одного вихря направлены по часовой стрелке, а другого — против нее. Первый случай соответствует отталкиванию вихрей, а второй — их притяжению.

### Сонаправленные вихри

Рассмотрение будем проводить на модели [9], представляющей собой кубическую решетку с периодом  $a$ , состоящую из сверхпроводящих проводов радиусом  $\delta$ ; каждая связь этой решетки содержит один джозефсоновский контакт, причем все контакты имеют малые размеры и обладают одной и той же величиной критического тока  $J_c$ . Токовое распределение имеет плоскую структуру, т. е. во всех параллельных плоскостях, перпендикулярных оси вихря и расположенных на расстоянии  $a$  друг от друга, токи распределены идентично. Такая модель, являясь в достаточной степени простой, позволяет сделать определенные выводы о структуре вихрей, их пиннинге и динамике. Среду, содержащую много джозефсоновских контактов, называют джозефсоновской. Исследуемая модель тогда представляет собой трехмерную упорядоченную джозефсоновскую среду.

Проанализируем сначала ситуацию, когда центры вихрей находятся на расстоя-

нии, равном одной ячейке ( $d = 1$ ). Пусть оси обоих линейных вихрей проходят по середине бесконечной в обоих направлениях плоской пластины толщиной  $(2N - 1)$  ячеек и находятся на расстоянии  $d = 1$  друг от друга (рис. 1). Тогда в плоскости, разделяющей центральные ячейки вихрей, будут находиться ребра, на которых скачки фазы будут равны нулю, так как на этих ребрах токи вихрей протекают в противоположных направлениях, и в силу симметричности расположения вихрей, величины этих токов одинаковы (см. рис. 1). Сечение этой картины плоскостью, перпендикулярной осям вихрей, будет представлять собой бесконечную полосу шириной  $(2N - 1)$  ячеек, в среднем ряду которой находятся центры двух рассматриваемых вихрей. На рис. 1 изображен один квадрант такой конфигурации для полосы шириной 13 ячеек ( $N = 7$ ). Центр второго вихря расположен внизу, симметрично нижней токовой линии. Расстояние между центрами вихрей равно одной ячейке. В центре каждой ячейки указан ее «контурный» скачок фазы. Все контурные токи направлены против часовой стрелки. Незатушеванными кружками обозначены те ребра, на которых скачок фазы равен нулю. Штрихами отмечены контурные скачки фаз, соответствующие второму вихрю. Ячейки, через которые проходят оси вихрей, отмечены жирными точками.

В каждой из ячеек выполняется условие квантования флюксоида [12]:

$$2\pi \frac{\Phi_m}{\Phi_0} + \sum_k \varphi_k^{(m)} = 2\pi K_m, \quad (1)$$

где  $\sum_k \varphi_k^{(m)}$  — сумма скачков фазы на джозефсоновских элементах  $m$ -й ячейки;  $\Phi_m$  — полный магнитный поток через  $m$ -ю ячейку;  $\Phi_0$  — квант магнитного потока;  $K_m$  — целое число, равное единице для центральной ячейки вихря (отмечена жирной точкой) и нулю для всех остальных.

Величины джозефсоновских токов  $J_k = J_c \sin \varphi_k$  убывают по мере удаления от центра вихря. Мы будем рассматривать лишь такие конфигурации, в которых  $\varphi_k \ll 1$ , т. е.  $\sin \varphi_k \approx \varphi_k$ , для всех  $\varphi_k$ , кроме самых больших по величине скачков фазы  $\varphi_1 - \varphi_6$

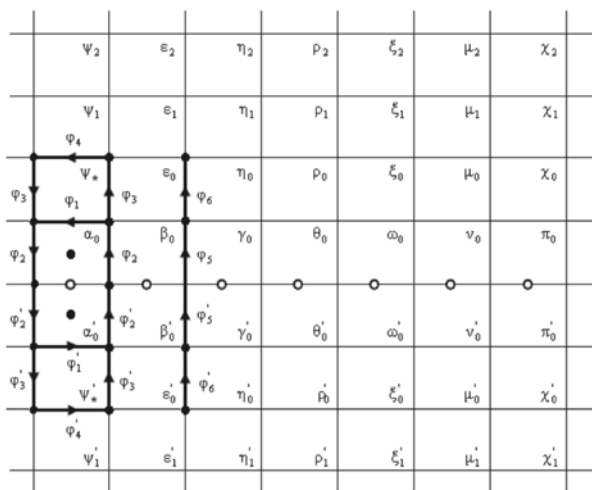


Рис. 1. Распределение скачков фазы для двух вихрей в бесконечной полосе шириной в 13 ячеек в плоскости, перпендикулярной осям вихрей

в ближайших к центру ячейках (см. рис. 1). Справедливость этого предположения будет подтверждена расчетом. Участки, на которых скачки фаз не считаются малыми, выделены на рис. 1 толстыми линиями.

Чтобы избежать выписывания условий баланса токов в узлах, удобно воспользоваться методом контурных токов ячеек. Пусть в каждой ячейке протекает контурный ток против часовой стрелки, равный произведению  $J_c$  на соответствующий «контурный» скачок фазы. На рис. 1 указаны обозначения контурных скачков фазы в каждой ячейке (например, ряд от  $\alpha_0$  до  $\pi_0$ ). Тогда значения скачков фазы  $\varphi_k$  на контактах (кроме  $\varphi_1 - \varphi_0$ ) определяются как разности соответствующих «контурных» значений.

Магнитный поток через  $m$ -ю ячейку можно записать в следующем виде [12]:

$$\Phi_m = \frac{\mu_0 S}{a} \left( i_m + b \sum_k J_k^{(m)} \right), \quad (2)$$

где

$$b = [2\pi(1 - 2\alpha)]^{-1} \ln(E / D);$$

$$E = 1 - \exp[2\pi(1 - \alpha)];$$

$$D = 1 - \exp[-2\pi\alpha], \quad \alpha = \delta/a.$$

Здесь  $b$  – коэффициент неоднородности поля ввиду дискретности токового распределения вдоль оси вихря;  $\sum_k J_k^{(m)}$  – алгебраическая сумма токов контактов  $m$ -й ячейки,  $S$  – площадь ячейки;  $i_m$  – контурный ток  $m$ -й ячейки.

В отличие от [12], мы будем рассматривать такие значения параметра пиннинга  $I$  и структурного фактора  $b$ , при которых нельзя пренебречь суммой в правой части (2). Подставляя (2) в (1), получим следующую систему уравнений (для  $k \geq 1$ ):

$$\begin{aligned} (4 + g)\psi_k - \psi_{k+1} - \psi_{k-1} - 2\varepsilon_k &= 0; \\ (4 + g)\varepsilon_k - \varepsilon_{k+1} - \varepsilon_{k-1} - \psi_k - \eta_k &= 0; \\ (4 + g)\eta_k - \eta_{k+1} - \eta_{k-1} - \varepsilon_k - \rho_k &= 0; \\ \dots\dots\dots; \\ (4 + g)\chi_k - \chi_{k+1} - \chi_{k-1} - \mu_k &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $g = I / (Ib + 1)$ , а  $I$  – параметр пиннинга, определяемый выражением

$$I = 2\pi\mu_0 J_c a / \Phi_0.$$

В системе (3) присутствует неизвестное слагаемое  $\psi_0$  (в первом уравнении, при  $k = 1$ ), смысл которого будет ясен далее. В отличие от уравнений для ряда  $\psi_k$  при  $k > 1$ , уравнение для ячейки с  $\psi_1$  выглядит иначе:

$$(4 + g)\psi_1 - \psi_2 - \frac{Ib\psi_* + \psi_1 + \varphi_4}{Ib + 1} - 2\varepsilon_1 = 0. \quad (4)$$

Это уравнение отличается от других, так как скачок фазы на ребре между  $\psi_*$  и  $\psi_1$  мы не считаем малым и его нельзя заменить на разность контурных токов  $\psi_*$  и  $\psi_1$ . Чтобы это уравнение имело вид, аналогичный виду уравнений (3), введем новое неизвестное  $\psi_0$ :

$$\psi_0 = \frac{\psi_1 + Ib\psi_* + \varphi_4}{(Ib + 1)}. \quad (5)$$

Тогда уравнение (4) примет вид, совпадающий с видом уравнения (3) при  $k = 1$ :

$$(4 + g)\psi_1 - \psi_2 - \psi_0 - 2\varepsilon_1 = 0.$$

Отметим, что все скачки фаз  $\psi_k$  при  $k \geq 1$  и  $\psi_*$  – контурные, а  $\psi_0$  – нет. Следует обратить внимание, что на рис. 1 в ячейке под  $\psi_1$  контурный скачок фазы обозначен как  $\psi_*$ , а не  $\psi_0$ . Введение  $\psi_0$  позволило унифицировать уравнения системы (3).

Решение системы линейных разностных уравнений (3) при  $k \geq 0$  можно искать в виде [12]:

$$\begin{aligned} \psi_k &= A\lambda^k; \quad \varepsilon_k = B\lambda^k; \quad \eta_k = C\lambda^k; \\ \rho_k &= D\lambda^k; \quad \xi_k = E\lambda^k; \quad \mu_k = F\lambda^k; \\ \chi_k &= G\lambda^k. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя соотношения (6) в систему (3), преобразуем ее к следующему виду:

$$\begin{pmatrix} t & -2\lambda & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\lambda & t & -\lambda & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\lambda & t & -\lambda \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\lambda & t \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A \\ B \\ \dots \\ F \\ G \end{pmatrix} = (0), \quad (7)$$



где  $\varphi_i = \varphi_i^0 + \delta_i$ , и будем считать новыми переменными  $\delta_i$ . Полученная система будет полностью линейной относительно всех 21 неизвестных. Применимость такого метода подтверждается результатами расчетов. С каждой последующей итерацией значения  $\delta_i$  становятся меньше и в конце концов стремятся к нулю, что оправдывает использованное разложение синуса  $\sin \varphi_i$ . При апробации метода оказалось, что для первой итерации в качестве начальных условий большими достаточно взять только значения  $\varphi_1^0$  и  $\varphi_2^0$  (например,  $\varphi_1^0 = \varphi_2^0 = 0,7$ ), остальные  $\varphi_i^0$  можно взять равными нулю. Если же все  $\varphi_i^0$  взять равными нулю, то система уравнений может не иметь решения. Решая полученную линейную систему, найдем все  $\delta_i$  и вычислим новые  $\varphi_i^0$  по формуле

$$\varphi_i^0 = \varphi_i^0 + \delta_i.$$

После этого проведем расчет системы с новыми  $\varphi_i^0$ . В результате мы приходим к ситуации, когда  $\delta_i \ll 1$ . Результаты, полученные при полной линейризации уравнений, полностью совпали с полученными методом, который описан в статье [12].

Подобный расчет был также проделан для случаев, когда  $d = 2$  и  $d = 3$ . Количество решаемых уравнений в этих случаях увеличивалось в связи с появлением новых рядов ячеек ниже ряда с контурными токами от  $\alpha_0$  до  $\pi_0$ .

Для значений параметра пиннинга  $I$ , больших некоторой критической величины  $I_c$ , система имеет два решения, соответствующие двум возможным позициям центра вихря: конфигурации А и В в работе [11]. При уменьшении параметра  $I$  решения сближаются и при  $I = I_c$  совпадают. При  $I < I_c$  система (13) решений не имеет, что означает невозможность расположения вихрей на выбранном расстоянии  $d$  друг от друга. Для  $b = 0$  и для расстояний  $d = 1, 2$  и  $3$  значения  $I_c$  полностью совпали с результатами [12], полученными другим методом.

Выяснилось (см. рис. 2), что при увеличении параметра  $b$  значение  $I_c$  монотонно уменьшается. Такое поведение может на первый взгляд показаться необычным, поскольку  $b$  входит в уравнения (3) и (15)

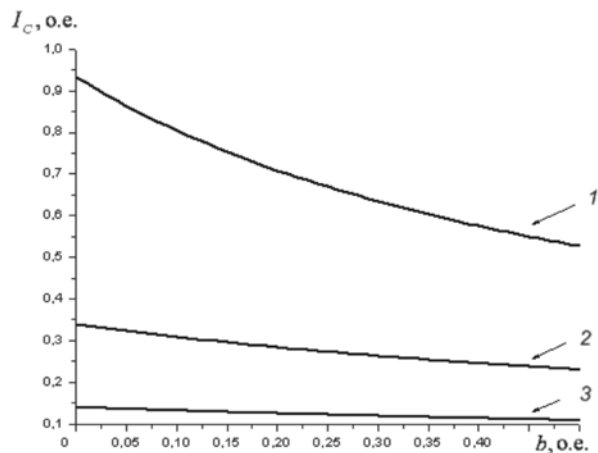


Рис. 2. Зависимости критического значения  $I_c$  от структурного фактора  $b$  при различных значениях расстояния  $d$ : 1 (1), 2 (2) и 3 (3).  
Случай сонаправленных вихрей

только как множитель  $Ib$ . При  $Ib \ll 1$  параметр  $b$ , казалось бы, не должен влиять на  $I_c$ , однако из рис. 2 видно, что это влияние заметно. Чтобы понять причину такого феномена, найдем математическое выражение, описывающее кривые на рис. 2. Для этого ограничимся двумя первыми членами в разложении

$$I_c(b) = I_c(0) - k_c I_c(b) \cdot b + \dots, \quad (16)$$

где  $k_c$  – коэффициент разложения, зависящий от расстояния между вихрями. Отсюда

$$I_c(b) = I_c(0) / (1 + k_c b). \quad (17)$$

Значения  $k_c$  для разных расстояний  $d$  могут быть легко рассчитаны из формулы (17) при известных значениях  $I_c$  для разных  $b$ . Выражение (17) очень точно описывает графики на рис. 2 для всех значений  $d$ : с увеличением расстояния  $d$  влияние  $b$  на величину  $I_c$  становится слабее. Погрешности описания не превышают долей процента во всем диапазоне изменения  $b$  (от 0 до 0,45).

Как легко убедиться, наше предположение о малости скачков фаз на всех связях, кроме выделенных на рис. 1 жирными линиями (т. е. кроме  $\varphi_1 - \varphi_6$ ), подтвердилось (рис. 3).

Результаты расчета для  $d = 3$ , представленные на рис. 3, соответствуют значениям  $b = 0,454$ ,  $I_c = 0,11045$ . Стрелочками обо-

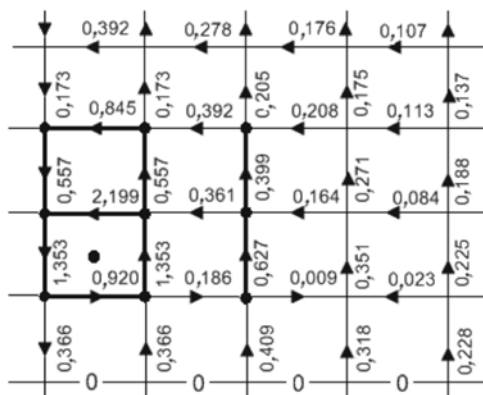


Рис. 3. Рассчитанное распределение скачков фазы по контактам модели при  $b = 0,454$ ,  $I_c = 0,11045$ ,  $d = 3$ . Случай сонаправленных вихрей

значены направления протекания токов. Картина распределения скачков фаз продолжается симметрично вниз относительно нижних ребер, на которых скачки фаз равны нулю.

**Вихри противоположны по направлениям**

Аналогичный расчет был проведен для вихрей, противоположных по направлениям для  $d = 1, 2$  и  $3$ . Конфигурация вихрей уже не будет иметь ребер с нулевыми скачками фаз между вихрями, как это было в случае параллельных вихрей. Все формулы с (1) по (12), полученные в предыдущем разделе, остаются справедливыми и в данном случае. Изменению подвергнется лишь система (13). Теперь в ней появятся скачки фазы, соответствующие нижней токовой линии, а также поменяются коэффициенты перед некоторыми неизвестными из ряда ячеек с  $\alpha_0$  до  $\pi_0$  ввиду иного направления протекания токов. Рассчитанные значения  $I_c$  в рассматриваемом случае больше (рис. 4). Монотонное уменьшение значений  $I_c$  с ростом  $b$  сохраняется.

Таким образом, предложен новый метод решения нелинейной системы уравнений квантования флюксоида в ячейках трехмерной упорядоченной джозефсоновской среды, позволяющий найти токовую конфигурацию двух взаимодействующих линейных вихрей, а также минимально возможное

расстояние между ними при данном значении параметра пиннинга.

Этот метод позволяет весьма точно рассчитывать токовую конфигурацию, сечение которой плоскостью, перпендикулярной ее оси, представляет собой бесконечную полосу шириной 13 ячеек. В среднем ряду указанной полосы находятся центры вихрей. Рассмотрены два случая: в первом — токи в обоих вихрях протекают по часовой стрелке; во втором — токи в одном вихре протекают по часовой, в другом — против часовой стрелки.

Выведены и решены системы уравнений, описывающие эти случаи. Базой для составления системы уравнений послужило условие квантования флюксоида в каждой ячейке. Для решения полученной нелинейной системы уравнений в конечных приращениях используется специальный итеративный метод, на каждом шаге которого система представляется в виде, когда все неизвестные входят в систему линейно. В более ранних работах возможность полной линеаризации системы уравнений не рассматривалась.

Показано, что математический подход, основанный на условиях квантования флюксоида в ячейках, позволяет рассчитывать критические значения параметра пиннинга  $I_c$ , при которых исходные два вихря

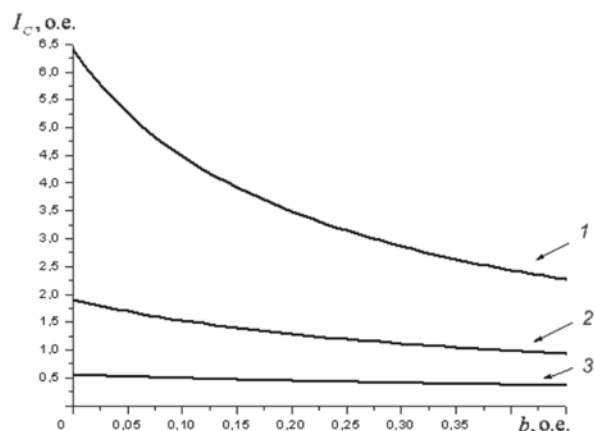


Рис. 4. Зависимости критического значения  $I_c$  от структурного фактора  $b$  при различных значениях расстояния  $d$ : 1 (1), 2 (2) и 3 (3). Случай противоположно направленных вихрей

еще могут удерживаться на заданном расстоянии  $d$  друг от друга во всем диапазоне значений структурного фактора  $b$ .

Исследовано влияние структурного фактора  $b$ , связанного с неоднородностью поля вследствие дискретности токового распре-

деления вдоль оси вихря, на значения  $I_c$ . В обеих конфигурациях с увеличением структурного фактора  $b$  значение  $I_c$  монотонно убывает. Предложена математическая формула, объясняющая влияние  $b$  на  $I_c$ , которая хорошо согласуется с численным расчетом.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абрикосов, А.А.** О магнитных свойствах сверхпроводников второй группы [Текст] / А.А. Абрикосов // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 32. – С. 1442 – 1452.
2. **Goodman, В.В.** Type II or London superconductors [Text] / В.В. Goodman // Rev. Mod. Phys. – 1964. – Vol. 36. – № 1. – P. 12–19.
3. **Кулик, И.О.** Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. [Текст]/ И.О. Кулик, И.К. Янсон.–М.: Наука, 1970. –272 с.
4. **Гинзбург, С.Л.** Влияние структуры сложной сети на свойства динамических процессов на ней [Текст] / С.Л. Гинзбург, А.В. Накин, Н.Е. Савицкая // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 90. – № 12. – С. 873–878.
5. **Брыксин, В.В.** Проникновение магнитного потока в контакт в критическом состоянии [Текст] / В.В. Брыксин, А.В. Гольцев, С.Н. Дороговцев, А.Н. Самухин //ФТТ. – 1992. – Т. 34. – № 7. – С. 2306–2309.
6. **Сонин, Э.Б.** Теория джозефсоновской среды в ВТСП: вихри и критические магнитные поля [Текст] / Э.Б. Сонин // Письма в ЖЭТФ. – 1988. – Т. 47. – № 8. – С. 415–418.
7. **Кузьмичев, Н.Д.** Критическое состояние среды Джозефсона [Текст] / Н.Д. Кузьми-
8. **Геращенко, О.В.** Лавины магнитного потока в джозефсоновской среде [Текст] / О.В. Геращенко // Письма в ЖЭТФ. – 2007. –Т. 86. – № 7. – С. 539–543.
9. **Zelikman, М.А.** Vortex states and screening currents in a 3D Josephson medium [Text] / М.А. Zelikman //Superconductor Science & Technology. – 1997. – Vol. 10. – № 7. – P. 469–474.
10. **Зеликман, М.А.** Влияние структурного фактора на меисснеровское состояние в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде [Текст] / М.А. Зеликман, К.А. Поцелуев // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2011. – Т. 1. – № 116. – С. 18–25.
11. **Зеликман, М.А.** Влияние структурного фактора на конфигурацию линейных вихрей в трехмерной упорядоченной джозефсоновской среде [Текст] / М.А. Зеликман, К.А. Поцелуев // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2012. – № 1(141). – С. 17–27.
12. **Зеликман, М.А.** Пиннинг линейных вихрей и возможные расстояния между ними [Текст] / М.А. Зеликман // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76. – № 9. – С. 65–73.

---

**ЗЕЛИКМАН Марк Аронович** – доктор физико-математических наук, профессор кафедры экспериментальной физики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.  
195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
marzelik@mail.ru

**ПОЦЕЛУЕВ Кирилл Андреевич** – аспирант кафедры экспериментальной физики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.  
195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
ros-kira@mail.ru