

02,05

Намагниченность и транспортные характеристики слоистых ВТСП с различным параметром анизотропии

© В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев, Д.С. Одинцов

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва, Россия

E-mail: nastymaksimova@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 20 января 2016 г.)

Методом Монте–Карло в рамках модифицированной трехмерной модели Лоренса–Дониака проведены расчеты намагниченности слоистого высокотемпературного сверхпроводника с реальными граничными условиями при различной величине параметра анизотропии. Промоделировано проникновение магнитного потока в объемный образец с границы, получены петли перемагничивания образцов внешним полем в зависимости от анизотропии ВТСП γ и типа дефектов. Обнаружено существенное различие в кривых намагниченности и транспортных свойствах сверхпроводников с различным γ . Исследовано влияние наклонных колумнарных дефектов на критический ток. Получены убывающие зависимости критического тока от угла наклона дефектов по отношению к оси c . Показано, что с увеличением γ данная зависимость ослабевает и при определенной величине анизотропии исчезает. Предложено объяснение процесса исчезновения зависимости.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 14-22-00098).

1. Введение

Высокотемпературные сверхпроводники второго рода являются материалами с ярко выраженной анизотропией. Значение параметра анизотропии γ , определяемое как $\gamma = H_{c2}^{ab}/H_{c2}^c = \lambda_{ab}/\lambda_c = \xi_c/\xi_{ab}$ (λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, ξ — длина когерентности), где индекс ab соответствует внешнему магнитному полю, направленному параллельно плоскости сверхпроводящих слоев ab , индекс c — внешнему полю, перпендикулярному сверхпроводящим слоям, может составлять величину $\sim 5-7$ для ВТСП на основе Y, и $\sim 100-200$ и даже 500 для висмутовых ВТСП [1–2]. Анизотропия обусловлена слабой связью за счет джозефсоновского взаимодействия и электромагнитным взаимодействием между одиночными плоскостными вихрями (пэнкейками) в соседних сверхпроводящих плоскостях, что оказывает большое влияние на свойства и поведение вихревой структуры в сверхпроводнике. В эксперименте отчетливо видно существенное влияние анизотропии на такие характеристики, как теплоемкость, сопротивление, верхнее и нижнее критические поля и т.д. От анизотропии также зависит вид фазовой диаграммы сверхпроводника, характеристика фазовых переходов в вихревой решетке (3D–2D-переход и т.д.) [3–6].

Одна из наиболее практически важных характеристик — величина критического тока — также определяется поведением вихревой решетки и ее взаимодействием с полем дефектов. Множество экспериментальных работ посвящено исследованию механизма пиннинга в ВТСП с протяженными колумнарными дефектами, получаемыми облучением образца высокоэнергетичными ионами. В работах [7–9] измерялась величина крити-

ческого тока во внешнем магнитном поле (направленном параллельно и перпендикулярно сверхпроводящим слоям) при разной температуре и в зависимости от флюенса облучения. Были высказаны предположения, что повышение критического тока достигается за счет изменения исходной дефектной структуры образца при облучении и появления новых центров пиннинга. Также наблюдалось влияние облучения на критические поля и температуру. Анализировалось влияние энергии облучения на критический ток [10]. В [11] была создана трехмерная конфигурация наклонных дефектов, позволившая при низкой температуре получить более высокий критический ток, чем в случае колумнарных дефектов, параллельных оси c .

Магнитные и транспортные свойства сверхпроводников с искусственными центрами пиннинга представляют интерес для теоретических и экспериментальных работ и в настоящее время (см. [12–14]). Проблеме учета анизотропии в слоистом ВТСП и расчета различных характеристик на основе рассмотрения динамики одиночного плоскостного вихря (пэнкейка) или стопки таких одиночных вихрей уделяется значительное внимание в численных и аналитических исследованиях [15–23]. Однако в теоретических работах рассматривались либо бездефектные сверхпроводники, либо сверхпроводники с уединенным дефектом определенной формы, например, точечным, либо сверхпроводники с усредненным полем дефектов, не учитывающим их локальную конфигурацию и распределение. Также многие расчеты проводились в приближении двумерной модели [24–31], что исключает анализ влияния анизотропии. Как следствие, не рассматривалось распределение магнитной индукции внутри объемного образца с учетом взаимодействия трехмерной вихревой структуры с центрами пиннинга

и не рассчитывалась такая важнейшая характеристика, как необратимая петля намагниченности. Также не анализировалась динамика проникновения вихревых нитей с границы с учетом анизотропии и локального распределения дефектов и, как следствие, не исследовалось влияние указанных параметров на критический ток.

В данной работе нами представлены расчеты критических намагниченности в рамках модели Лоренса–Дониака [33] для анизотропных образцов с различными конфигурациями колумнарных и точечных дефектов, показано влияние на намагниченность анизотропии и типа дефектов. Удастся в едином расчете Монте-Карло рассчитать стопку сверхпроводящих плоскостей, моделирующих слоистый ВТСП, с реальными граничными условиями при учете внешнего поля и тока. Модель позволяет исследовать динамику вихревой решетки с учетом переменного числа вихрей, произвольным полем дефектов и в широком диапазоне возможных параметров сверхпроводника.

Колумнарный перпендикулярный дефект вводится в расчет в виде стопки точечных дефектов, расположенных в соседних слоях точно один под другим. Для колумнарных наклонных дефектов (в этом случае точечные дефекты, формирующие весь дефект, сдвинуты один относительно другого в соседних плоскостях) исследовано влияние анизотропии и угла наклона на критический ток. Предложено объяснение исчезновения при определенной анизотропии зависимости критического тока от наклона дефектов.

2. Модель

Расчеты выполнены в рамках реалистичной трехмерной модели слоистого ВТСП с использованием алгоритма Монте–Карло. Данная модель является обобщением двумерной модели, развитой в работах [22–27], и включает наряду с взаимодействием вихрей в плоскости слоя межплоскостное взаимодействие. Вихревая нить представляется в виде стопки взаимодействующих вихрей — пэнкейков. Модель Лоренса–Дониака представляет собой обобщение теории Гинзбурга–Ландау для анизотропного случая, когда сверхпроводящие слои не скоррелированы и в выражении для свободной энергии необходимо использовать вместо второй производной разность волновых функций сверхпроводящих электронов в соседних слоях. При этом сохраняется определение параметра анизотропии γ как отношения длин когерентности в направлениях, параллельных и перпендикулярных слоям [28]. В случае $\xi_c > d$, где d — расстояние между слоями, модель Лоренса–Дониака переходит в анизотропную модель Гинзбурга–Ландау. Используемые ниже выражения для межслоевого взаимодействия пэнкейков получены в рамках общей модели Лоренса–Дониака, поэтому результаты расчетов применимы ко всем слоистым ВТСП и при любой температуре.

Потенциал Гиббса трехмерной системы взаимодействующих пэнкейков имеет вид

$$G = \sum_z \left\{ N_z \varepsilon + \sum_{i < j} U_{\text{in-plane}}(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{\text{surf}}(r_{ij}^{(im)}) + \sum_i U_{\text{inter-plane}}(r_i^{z,z+1}) \right\}, \quad (1)$$

(см. [22–24]), где ε означает собственную энергию пэнкейка, второе слагаемое отвечает за взаимодействие пэнкейков в плоскости слоя, третье — за взаимодействие пэнкейков с центрами пиннинга, четвертое — взаимодействие с мейсснеровским и транспортным токами и с зеркальным отображением у границы. В том случае, когда наблюдается корреляция между пэнкейками в разных слоях (в дальнейшем мы покажем, что в наших расчетах данное условие выполняется всегда), для описания взаимодействия пэнкейков в плоскости могут быть приближенно использованы выражения, полученные в двумерной модели. Подробное описание внутрислоевого взаимодействия вихрей опубликовано в работах [24–30]. Последнее слагаемое в (1) соответствует межплоскостному взаимодействию. Суммирование осуществляется по числу слоев. В численных исследованиях [5,6] только первые три слагаемых принимались во внимание, поэтому детальный анализ рождения вихрей у границы и их прохождения через барьер Бина–Ливингстона не мог быть осуществлен. Взаимодействие пэнкейков с дефектами описывается выражением

$$U_{pn} = -\alpha \frac{1}{1 + r_{ij}/\xi} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{2\xi}\right), \quad (1.1)$$

где α — параметр, характеризующий глубину потенциальной ямы. Обычно $\alpha \sim 0.01–0.1$ eV [24–26].

Для описания межплоскостного взаимодействия нами была использована форма потенциала электромагнитного и джозефсоновского взаимодействия, рассчитанная в работах [33,34]. Межплоскостное взаимодействие пэнкейков, составляющих единую вихревую линию, имеет вид

$$U_{\text{inter-plane}}(r_i^{z,z+1}) = U_{\text{em}}(r_i^{z,z+1}) + U_{\text{jos}}(r_i^{z,z+1}), \quad (2)$$

первое и второе слагаемое отвечают электромагнитному и джозефсоновскому взаимодействию соответственно. Электромагнитное взаимодействие связано с взаимодействием одного пэнкейка с экранирующими токами, индуцированными другими пэнкейками во всех слоях сверхпроводника. Форма потенциала электромагнитного взаимодействия получена в работе [34] и представляет собой приращение энергии стопки пэнкейков при отклоне

нении одного из пэнкейков на величину r_i от оси:

$$U_{em}(r_i^{z,z+1}) = 2d\epsilon_0 \times \left[C + \ln(r_i^{z,z+1}/2\lambda) + K_0(r_i^{z,z+1}/\lambda) \right], \quad (3)$$

где $C = 0.5772$ — постоянная Эйлера. Электромагнитным взаимодействием обычно пренебрегают при теоретическом анализе вихревой структуры в иттриевых сверхпроводниках с низким параметром анизотропии; однако при высоких γ , как показывают расчеты, пренебрежение электромагнитным взаимодействием приводит к существенным ошибкам. Джозефсоновское взаимодействие обусловлено джозефсоновскими токами, текущими между двумя сверхпроводниками, разделенными изолятором, в качестве которых выступают сверхпроводящие плоскости CuO_2 . Этот ток пропорционален разности фаз сверхпроводящих волновых функций. При относительном поперечном смещении пэнкейков, находящихся в разных плоскостях, между ними возникает взаимодействие притягивающего характера, квадратичное при небольших отклонениях $< \gamma d$ и линейное, пропорциональное длине „джозефсоновской струны“, при больших расстояниях. Второе слагаемое в (1), соответствующее джозефсоновскому взаимодействию пэнкейков в соседних слоях, принадлежащих одной вихревой нити и сдвинутых относительно друг друга на расстояние r_i , имеет вид [34]:

$$V_{jos}^{z,z+1}(r_i^{z,z+1}) = \begin{cases} \epsilon_0 d [1 + \ln(\lambda/d)] 0.25 (r_i^{z,z+1}/r_g)^2 \times \ln(9r_g/r_i^{z,z+1}), & r_i^{z,z+1} \leq 2r_g, \\ \epsilon_0 d [1 + \ln(\lambda/d)] [(r_i^{z,z+1}/r_g) - 0.5], & r_i^{z,z+1} > 2r_g, \end{cases} \quad (4)$$

$r_g = \gamma d$ — характерное расстояние джозефсоновского взаимодействия. Расчеты выполнены для типичных параметров висмутового ВТСП с $T_c = 84 \text{ K}$ в температурном интервале 1–10 K. Рассматриваемый участок образца имеет конечные размеры в направлении x, y , размер в направлении оси z определяется числом сверхпроводящих плоскостей N_L . Внешнее магнитное поле направлено по оси z для исключения эффектов размагничивания, транспортный ток течет вдоль оси y , индуцированное им поле тока также направлено перпендикулярно сверхпроводящим плоскостям (см. рис. 1). Образец имеет размеры $L_x = 5 \mu\text{m}$, $L_y = 3 \mu\text{m}$ и $N_L \sim 10$ сверхпроводящих слоев, расстояние между слоями d . Внешнее магнитное поле H_z направлено перпендикулярно слоям, транспортный ток I — вдоль оси y .

Алгоритм расчета основан на минимизации полного потенциала Гиббса (1) методом континуального Монте-Карло для объемной системы пэнкейков и включает процедуры, аналогичные алгоритму для двумерной модели [25–32]. Отличие от двумерной ситуации заключается в том, что в качестве элементарного объекта

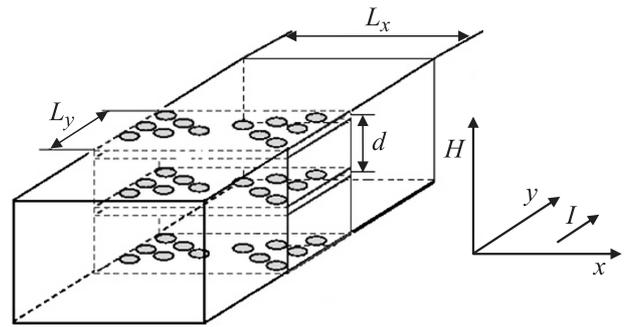


Рис. 1. Геометрия вычислений.

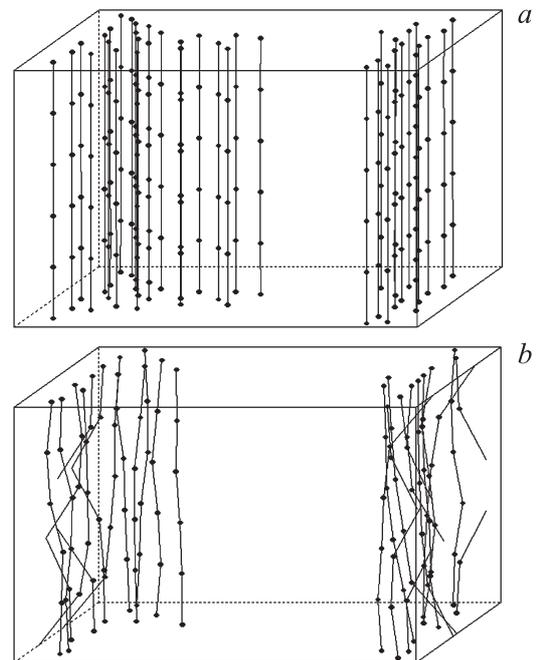


Рис. 2. Проникновение вихревых нитей в дефектный образец $\gamma \sim 10$ (a) и $\gamma \sim 100$ (b). Схематично показана система взаимодействующих пэнкейков. Черными кружками обозначены пэнкейки, линиями — межплоскостные связи между пэнкейками, составляющими единую вихревую нить.

рассматривается не отдельный двумерный пэнкейк, а вихревая нить как стопка нескольких пэнкейков, между которыми есть межслоевое взаимодействие. В процессе расчета возможно рождение вблизи границы как полной вихревой нити, так и ее отрезка с числом пэнкейков от 1 до $N_L - 1$. При этом верхний и нижний пэнкейки образуют межплоскостные связи с границей, т.е. считается, что пэнкейк, находящийся плоскостью выше (ниже), в сверхпроводник еще не проник. На рис. 2 показано проникновение вихревых нитей в образец при значениях γ , типичных для сверхпроводников на основе Y (a) и висмутовых ВТСП (b). На рис. 2, (b) четко видно частичное проникновение вихревых нитей.

В алгоритм также введена дополнительная процедура — переацепление вихревых нитей, когда в случае высокой анизотропии достаточно искривленные вихревые нити сближаются и обмениваются межслоевым взаимодействием. Именно такие процессы постоянного переацепления вихревых нитей происходят в режиме $3D-2D$ -перехода, когда плотность вихревых нитей достаточно высока, чтобы пэнкейки могли постоянно обмениваться связями, в результате чего становится невозможно определить связь пэнкейка с определенной вихревой нитью.

3. Результаты

Рассмотрим объемный образец ВТСП с массивом искусственных центров пиннинга и проанализируем процессы перемангничивания в такой системе с учетом влияния анизотропии.

Для того, чтобы убедиться в корректности описания в виде стопки плоскостей, сопоставим сначала достаточно апробированную $2D$ -модель [24–31] с предельным случаем $3D$ -модели, когда можно ограничиться двумерной ситуацией и одной сверхпроводящей плоскостью. С другой стороны, теперь появляется возможность корректного анализа условий применимости двумерной модели.

3.1. Предельный переход к двумерной модели. Согласно модели Лоренса–Дониака [33], сверхпроводник является анизотропной, но трехмерной системой, в которой наблюдается корреляция между положениями пэнкейков в соседних плоскостях. Однако в двух предельных случаях для адекватного описания поведения сверхпроводника достаточно одной сверхпроводящей плоскости и может быть применена двумерная модель. Первый предельный случай реализуется при $\gamma \sim 1$; в этом случае вихревая нить становится жесткой и взаимного перемещения пэнкейков, принадлежащих одной нити, не происходит. Все плоскости скоррелированы и дают вклад в свойства системы синхронно. Второй предельный случай наблюдается в пределе бесконечно высокой анизотропии, когда взаимодействие между слоями становится пренебрежимо малым и выполняются условия $3D-2D$ -перехода (испарение решетки пэнкейков — decoupling [29]). В этом случае плоскости становятся эффективно независимыми и дают аддитивный вклад в физические свойства всей системы. Рассчитаем намагниченность образца при различной анизотропии и сопоставим результаты с расчетами в рамках двумерной модели; в предельных случаях результаты должны совпадать.

Рассмотрим первый предельный случай. Рассчитаем петлю перемангничивания слабоанизотропного образца ($\gamma \sim 10$) с заданной концентрацией колумнарных дефектов (перпендикулярных плоскостям, см. рис. 3, где показаны различные возможные типы протяженных дефектов: колумнарные, точечные и колумнарные наклонные).

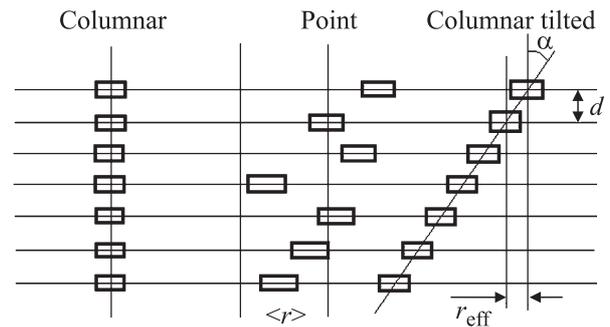


Рис. 3. Различные конфигурации протяженных дефектов (точечные дефекты, входящие в состав протяженного, показаны прямоугольниками).

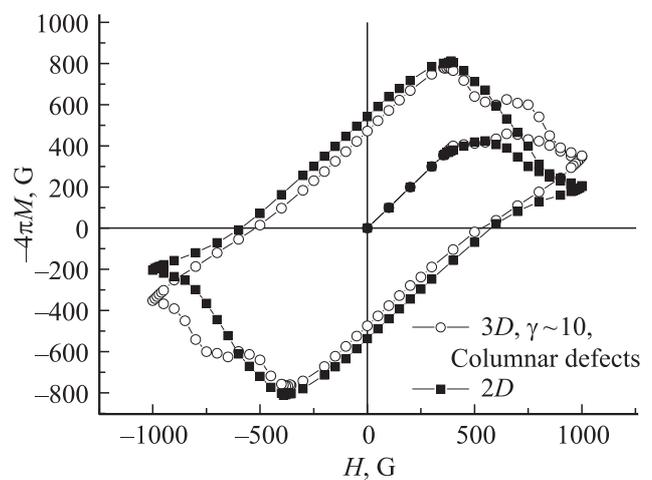


Рис. 4. Кривые намагниченности двумерного образца и трехмерного при низкой анизотропии. Концентрация дефектов одинакова и составляет $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, $T = 5 \text{ K}$. Площади кривых отличаются приблизительно на 5%, что находится в пределах погрешности.

Колумнарные дефекты взяты с целью обеспечения наибольшей корреляции между соседними слоями. На рис. 4 представлены в сравнении петли, рассчитанные в рамках двумерной и реалистичной трехмерной модели.

Видно, что данные кривые совпадают при большинстве значений внешнего магнитного поля, в частности, совпадает остаточная намагниченность образца. Хорошо известно, что остаточная намагниченность является характеристикой процессов срывов вихрей с дефектов и их выхода из образца на границе. Таким образом, можно сделать вывод, что в этом предельном случае удается достичь адекватного описания системы и с помощью двумерной модели, и трехмерная модель в этом пределе корректно описывает $3D-2D$ -переход. Расхождение кривых намагниченности при внешних полях порядка 1000 G является трехмерным эффектом и связано с тем, что вихревая нить рождается не прямой, а с тепловыми отклонениями пэнкейков от оси нити на расстояния, не превышающие r_g .

Реализация 3D–2D-плавления требует пренебрежимо малой связи между слоями. В нашем алгоритме это соответствует пренебрежению электромагнитным взаимодействием.

3.2. Влияние анизотропии и типа дефектов на намагниченность и критический ток. Рассчитаем теперь кривые намагниченности в широком интервале значений параметра анизотропии для образцов с точечными (хаотическими, не скоррелированными в разных плоскостях (рис. 3)) и колумнарными дефектами одинаковой объемной концентрации. Результаты расчета представлены на рис. 5. В случае точечных дефектов прослеживается четкая зависимость от параметра анизотропии. А именно, чем выше γ , тем выше расположена кривая намагниченности, тем более, следовательно, затруднено прохождение вихрей с границы вглубь образца и тем выше можно ожидать величину критического тока. При сильной анизотропии вихревые нити изгибаются и подстраиваются под поле дефектов, обеспечивая эффективный пиннинг, чего не происходит при $\gamma \sim 10$. В то же время для случая колумнарных дефектов не требуется изгиба вихрей и одинаково удерживаются как жесткие, так и гибкие вихревые нити (кривые намагниченности практически совпадают, см. вставку на рис. 5). В общем случае, однако, наблюдаются некоторые различия в транспортных свойствах ВТСП различной анизотропии с колумнарными дефектами, однако различия эти не столь ярко выражены, как при точечных дефектах, и могут быть в значительной мере обусловлены существованием неполных вихревых нитей на границе, что было описано авторами [24–26].

Значительная часть экспериментальных работ связана с исследованием возможности повышения критического тока путем создания дефектов, составляющих некоторый угол с осью c , перпендикулярной сверхпроводящим плоскостям. Наш алгоритм допускает возможность введения наклонных колумнарных дефектов. В геометрии наших расчетов ток протекает вдоль оси y (вдоль этой оси действуют периодические граничные условия), следовательно, вихри заходят в образец с левой и правой границы в направлении оси x . Таким образом, можно ожидать различных эффектов при наклоне дефектов параллельно оси x , y или под произвольным углом к обеим осям (рис. 3). Расчеты показывают наибольший эффект при наклоне дефектов вдоль направления входа вихрей, поэтому в дальнейшем мы будем для определенности анализировать только этот случай. Будем менять величину угла наклона и получим начальные участки кривых намагниченности при фиксированной объемной концентрации дефектов. Как видно из рис. 6, кривая располагается ниже при больших углах наклона, т.е. критический ток оказывается максимальным для дефектов, перпендикулярных слоям. По горизонтальной оси отложена величина $\text{tg } \alpha = r_{\text{eff}}/d$ (рис. 3). Величина r_{eff} , как можно показать, играет важную роль в понимании эффектов зацепления изогнутых вихревых нитей неколумнарными дефектами.

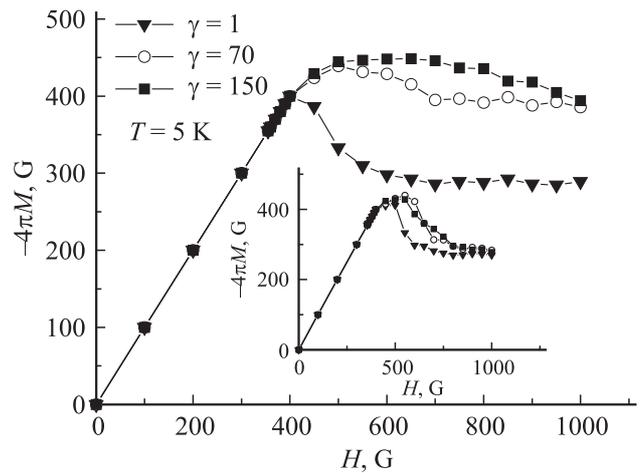


Рис. 5. Кривые намагниченности образца с точечными и колумнарными (вставка) дефектами при различной величине анизотропии.

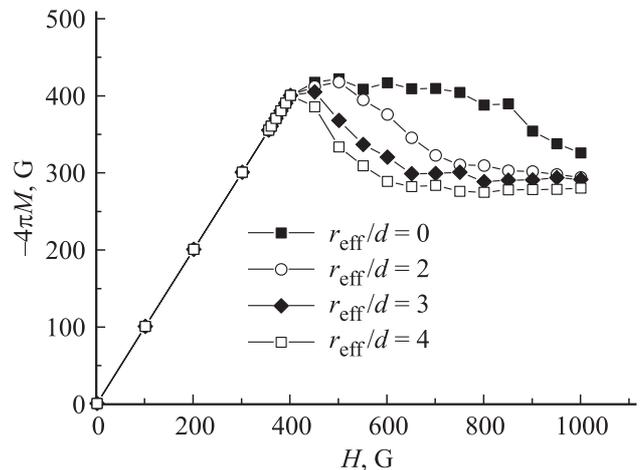


Рис. 6. Начальные участки кривых намагниченности при различных углах наклона дефектов (наклон вдоль оси x).

Получим теперь в явном виде зависимости критического тока от угла наклона дефектов и изучим поведение этих зависимостей при изменении параметра анизотропии. Величина критического тока, согласно [24], оценивалась из вольт-амперной характеристики как сила тока, при которой напряженность поля в образце достигает пороговой. Вольт-амперные характеристики рассчитывались методом, развитым в [24]; напряжение на образце определяется из величины транспортных потерь, равных энергии, выделившейся при аннигиляции пар вихрь-антивихрь в центре пластины при данной величине тока за данный промежуток времени. На рис. 7 показаны результаты расчета в широком диапазоне значений анизотропии и углов наклона.

Легко видеть, что при низких γ (~ 10) величина критического тока резко падает с ростом угла наклона, причем при $\gamma \sim 7$ и выше наблюдается начальный

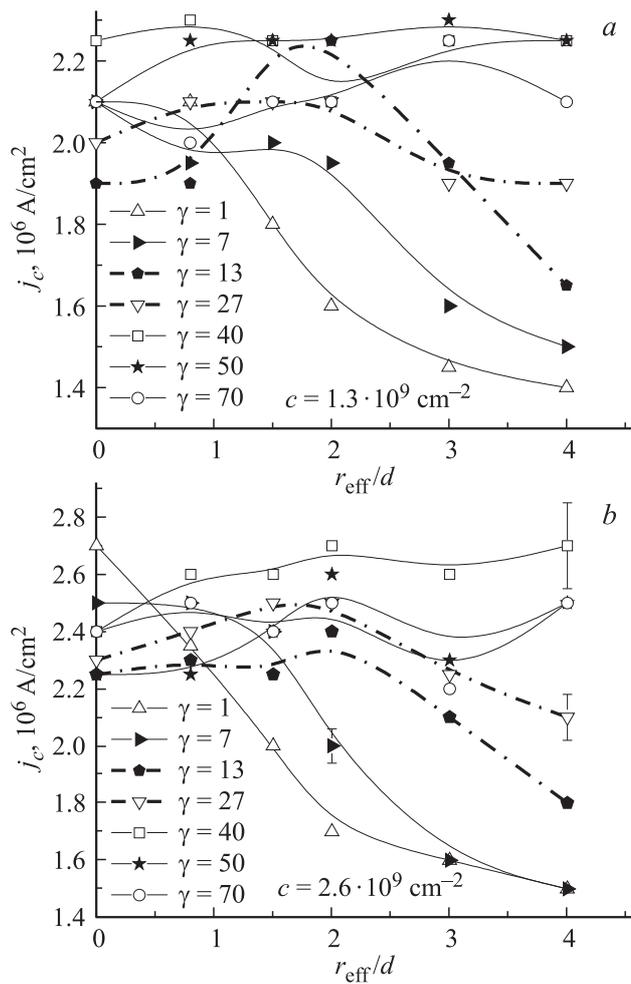


Рис. 7. Зависимости критического тока от угла наклона дефектов (при различной их концентрации c).

горизонтальный участок. С ростом γ горизонтальный участок увеличивается, и при некоторой анизотропии критический ток практически перестает зависеть от наклона дефектов.

Для нахождения этого граничного значения γ рассмотрим вихревую нить как совокупность взаимодействующих пэнкейков и найдем среднюю величину отклонений пэнкейков от оси нити, обусловленных тепловыми флуктуациями вблизи равновесного значения энергии. Для таких отклонений добавка к энергии нити, связанная с межслоевым взаимодействием (3) и (4), для бездефектного образца составляет $\sim kT$. При рассмотренных значениях температуры отклонения пэнкейков, дающие такую добавку к энергии, оказываются равными $x_{\max} \sim 0.01r_g$. При наличии дефектов появляется дополнительная добавка к энергии, обусловленная пиннингом вихря на дефекте. Тогда приращение энергии, связанное с отклонением пэнкейков от оси, становится $\sim \alpha$, характерной глубины потенциальной ямы дефекта (1.1), и оценки дают $x_{\max} \sim 0.2r_g$. Рассмотрим теперь такой колумнарный дефект, в котором составляющие его то-

чечные в каждом слое расположены не на оси дефекта, а случайным образом вблизи оси в области радиуса $\langle r \rangle$. Зафиксируем γ и будем менять $\langle r \rangle$, пока искривленный колумнарный дефект не будет восприниматься вихревой нитью как совокупность точечных (это можно определить по изменению кривой намагниченности или вольт-амперной характеристики). Можно показать, что это граничное $\langle r \rangle$ (в случае наклонных дефектов оно соответствует r_{eff}) совпадает с x_{\max} . Действительно, на рис. 8 величина критического тока остается примерно постоянной, пока радиус разброса не превышает по порядку величины x_{\max} для данной анизотропии, и достаточно резко падает при ее превышении. Таким образом, падение критического тока с ростом угла наклона дефектов при низком параметре анизотропии обусловлено тем, что наклонные дефекты работают как точечные для прямой вихревой нити. Полученные результаты не противоречат результатам работы [11], поскольку в упомянутой работе облучение образца производилось одновременно по трем направлениям, что дало в итоге конфигурацию, воспринимаемую вихревыми нитями как массив точечных дефектов. Эксперимент выполнялся с висмутовым ВТСП, а расчеты показывают, что при высокой анизотропии точечные дефекты более эффективны для пиннинга вихрей.

Ряд расчетных результатов качественно подтверждается экспериментальными данными. В работе [35], например, показано, что изменение концентрации дефектов существенно сильнее сказывается на критических параметрах в анизотропном висмутовом ВТСП, чем в слабоанизотропном иттриевом. Качественно данный факт имеет место в расчетах для случая точечных дефектов; для колумнарных дефектов также в общем случае наблюдается различие. Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования [36,37] также демонстрируют различие в магнитных и транспортных

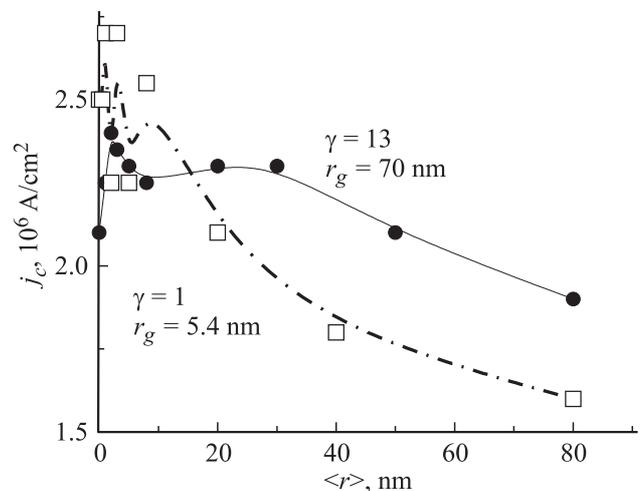


Рис. 8. Зависимость критического тока от радиуса разброса точечных дефектов, составляющих протяженный колумнарный дефект.

свойствах различных ВТСП с различными центрами пиннинга. В работе [38] исследуются транспортные свойства кристалла YBCO со столбчатыми, точечными дефектами и фрагментами столбчатых дефектов в наклонном магнитном поле. Закрепление вихрей на дефектах происходит с изгибом вихревой нити и формированием так называемой „вихревой лестницы“ (vortex staircase), что качественно согласуется с нашими предположениями о взаимодействии стопки пэнкеев с точечными и наклонными дефектами.

4. Заключение

В результате численного моделирования методом Монте–Карло рассчитаны кривые намагниченности трехмерного слоистого сверхпроводника с различным параметром анизотропии. Выявлены особенности проникновения магнитного потока с границы, обусловленные анизотропией и типом дефектов. Найдены различия в кривых намагниченности для точечных и протяженных колумнарных дефектов. Проанализировано влияние наклонных дефектов на транспортные характеристики слоистых ВТСП, показано, что в общем случае критический ток уменьшается с увеличением наклона при малых значениях анизотропии, характерных для иттриевых ВТСП, и не зависит от наклона при высокой анизотропии, характерной для ВТСП на основе Bi. Показано, что значение γ , при котором перестает наблюдаться данная зависимость, обусловлено соотношением среднего отклонения пэнкеев в стопке от оси и r_{eff} — расстоянием между точечными дефектами в соседних слоях.

В отдельных случаях результаты расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными.

Несмотря на значительное внимание, уделяемое исследованию пиннинга вихревых нитей в экспериментальных работах, механизм пиннинга остается выясненным не до конца. В эксперименте представляется трудновыполнимым разделить влияние различных факторов на параметры сверхпроводника, в частности, например, отделить ослабление пиннинга за счет понижения критической температуры при облучении от тех же эффектов, но обусловленных только характером закрепления вихревых нитей на дефектах различной концентрации. Кроме того, в эксперименте, как правило, остается неизвестной исходная дефектная структура образца. Наш алгоритм позволяет последовательно вводить в расчет различные факторы, способные повлиять на критический ток, и отдельно исследовать влияние каждого фактора в широком диапазоне характеризующих его параметров. В отличие от большинства теоретических работ, рассматривающих предельные случаи уединенного вихря или идеальной вихревой решетки в бездефектном сверхпроводнике или в усредненном поле дефектов, наша модель позволяет исследовать динамику вихревой решетки, работая с переменным числом вихрей, произвольным полем

дефектов и в широком диапазоне возможных параметров сверхпроводника.

Список литературы

- [1] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein. Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [2] M.B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto. Phys. Rev. Lett. **84**, 2945 (2000).
- [3] J.R. Clem, M.W. Coffey, Z. Hao. Phys. Rev. B **44**, 2732 (1991).
- [4] S. Ryu, S. Doniach, G. Deutscher, A. Kapitulnik. Phys. Rev. Lett. **68**, 5 (1992).
- [5] L.N. Bulaevskii, M. Ledvij, V.G. Kogan. Phys. Rev. B **46**, 11 807 (1992).
- [6] L.N. Bulaevskii, M. Ledvij, V.G. Kogan. Rev. B **46**, 8425 (1992).
- [7] H.W. Weber. Physica C **185–189**, 309 (1991).
- [8] D.V. Kulikov, Yu.V. Trushin, F.M. Sauerzopf, M. Zehetmayer, H.W. Weber. Physica C **355**, 245 (2001).
- [9] A. Kujur, K. Asokan, D. Behera. Thin Solid Films **536**, 256 (2013).
- [10] N.M. Strickland, E.F. Talantsev, N.J. Long, J.A. Xia, S.D. Searle, J. Kennedy. Physica C **469**, 2060 (2009).
- [11] V.A. Shaidiuk, A. Ruyter, D. Plessis, Ch. Simon, A. Maignan, A. Wahl, S. de Brion, L. Ammor. J. Phys. Chem. Solids **72**, 541 (2011).
- [12] A. Kujur, K. Asokan, D. Behera. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **343**, 94 (2015).
- [13] J. Trastoy, V. Rouco, C. Ulysse, R. Bernard, G. Faini, J. Lesueur, J. Briatico, J.E. Villegas. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physc.2014.06.016>
- [14] Shakil Ahmed, Nawazish A. Khan, M. Mumtaz, A.A. Khurram. Rad. Phys. Chem. **112**, 145 (2015).
- [15] L.N. Bulaevskii, M. Ledvij, V.G. Kogan. Phys. Rev. B **46**, 366 (1992).
- [16] R.G. Mints, V.G. Kogan, J.R. Clem. Phys. Rev. B **61**, 1623 (2000).
- [17] E.H. Brandt, R.G. Mints, I.B. Snapiro. Phys. Rev. Lett. **76**, 827 (1996).
- [18] L.N. Bulaevskii, V.M. Vinokur, M.P. Maley. Phys. Rev. Lett. **77**, 936 (1996).
- [19] R.G. Mints, I.B. Shapiro. Phys. Rev. B **47**, 3273 (1993).
- [20] R.G. Mints, I.B. Shapiro. Phys. Rev. B **49**, 6188 (1994).
- [21] R.G. Mints, I.B. Snapiro, E.H. Brandt. Phys. Rev. B **54**, 9458 (1996).
- [22] L.N. Bulaevskii, J.R. Clem. Phys. Rev. B **44**, 10 234 (1991).
- [23] L.N. Bulaevskii, A.E. Koshelev, V.M. Vinokur, M.P. Maley. Phys. Rev. B **61**, R3219 (2000).
- [24] Д.С. Одинцов, И.А. Руднев, В.А. Кашурников. ЖЭТФ **103**, 1, 77 (2006).
- [25] I.A. Rudnev, D.S. Odintsov, V.A. Kashurnikov. Phys. Lett. A **372**, 3934 (2008).
- [26] Д.С. Одинцов, И.А. Руднев, В.А. Кашурников. ЖЭТФ **132** 1, 287 (2007).
- [27] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев, А.П. Сотникова. ЖЭТФ **143**, 3, 546 (2013).
- [28] M. Tinkham. Introduction to superconductivity. 2ed., MGH, USA (1996). 454 p.
- [29] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев. ФТТ **56**, 5, 861 (2014).

- [30] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев. Письма в ЖЭТФ. **100**, 7, 494 (2014).
- [31] V.A. Kashurnikov, A.N. Maksimova, I.A. Rudnev, D.S. Odintsov. Phys. Procedia **65**, 97 (2015).
- [32] W.E. Lawrence, S. Doniach. In: Proceedings of LT 12. Kyoto, 1970 / Ed. E. Kanda. Keigaku, Tokyo (1971), p. 361.
- [33] Sandeep Tyagi, Yadin Y. Goldschmidt. Phys. Rev. B **70**, 024 501 (2004).
- [34] Yadin Y. Goldschmidt, Sandeep Tyagi. Phys. Rev. B **71**, 014 503 (2005).
- [35] F.M. Sauerzopf, H.P. Wiesinger, M.C. Frischher, H. Gerstenberg. Cryogenics, **33**, 1, 8 (1993).
- [36] B. Kalta, A. Pattanaik, P. Nayak, K.K. Nanda. Physica C **471**, 1664 (2011).
- [37] M.K. Ben Salem, M.A. Almessiere, A.L. Al-Otaibi, M. Ben Salem, F. Ben Azzouz. J. Alloys Comp. **657**, 286 (2016).
- [38] K. Matsumoto, T. Horide, A.K. Jha, P. Mele, Y. Yoshida, S. Awaji. IEEE Transactions Appl. Superconductivity, **25**, 3, 8 001 106 2015.