

НАМАГНИЧЕННОСТЬ ДВУМЕРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С ДЕФЕКТАМИ

В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. В. Зюбин*

*Московский государственный инженерно-физический институт
(технический университет)
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 июля 2001 г.

Разработан новый метод численного моделирования намагниченности слоистых сверхпроводников с дефектами, базирующийся на алгоритме Монте-Карло. Минимизация функционала свободной энергии двумерной системы вихрей позволила получить равновесные конфигурации вихревой плотности и рассчитать намагниченность сверхпроводника с произвольным распределением дефектов в широком диапазоне температур. Впервые получены кривые намагниченности дефектного сверхпроводника при циклическом изменении внешнего магнитного поля для различных температур. Рассчитаны профили магнитной индукции и распределение магнитного потока внутри сверхпроводника, подтверждающие применимость модели Бина. Показано, что процесс перемагничивания сопровождается появлением волны аннигиляции — движением зоны с нулевой магнитной индукцией на переднем фронте входящего магнитного потока.

PACS: 74.60.Ge, 74.60.-w, 74.60.Jg, 74.76.Bz, 74.80.Dm

1. ВВЕДЕНИЕ

Поведение намагниченности M сверхпроводников второго рода в зависимости от внешнего магнитного поля H представляет значительный интерес. Зная зависимость $M(H)$, можно определить как фундаментальные параметры сверхпроводника, например нижнее и верхнее критические поля, так и практически важные величины — значение критического тока J_c и гистерезисные потери в сверхпроводнике. Теоретическому описанию намагниченности бездефектных сверхпроводников посвящено достаточно большое число работ (см., например, обзор [1]). В малых полях намагниченность в рамках лондоновской модели хорошо описывается формулой Феттера [2]. Вблизи второго критического поля применимо выражение Абрикосова [3]. Поведение намагниченности во всем диапазоне полей от H_{c1} до H_{c2} описано в [4, 5] и, наконец, в [6] предложен вариационный метод, позволяющий самосогласованным образом найти зависимость намагниченности сверхпроводника второго рода от магнитного поля. Вместе с тем, стоит отметить, что все предложенные

методы рассматривают бездефектные сверхпроводники и не позволяют при едином подходе рассчитать замкнутую петлю намагниченности при циклическом изменении магнитного поля для сверхпроводников с дефектами.

Аналитическое решение задачи о поведении намагниченности высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с произвольным заранее заданным расположением центров пиннинга чрезвычайно сложно и требует учета многих параметров, поэтому целесообразным является использование численных методов, в том числе метода Монте-Карло. Так, например, в [7–12] методом Монте-Карло исследовались фазовые переходы и динамика двумерной вихревой решетки. Было показано, что в отсутствие дефектов наблюдается фазовый переход плавления треугольной решетки в вихревую жидкость. При наличии дефектов между фазами вихревого кристалла и вихревой жидкости появляется фаза «вращающейся решетки». Вихревая система в этой фазе представляет собой островки решетки, вращающиеся вокруг центров пиннинга.

Попытки провести численный расчет намагниченности двумерного сверхпроводящего слоя с де-

*E-mail: kash@cityline.ru

фектами при увеличении и уменьшении внешнего магнитного поля предприняты в [13] с помощью метода молекулярной динамики. Однако в этих работах не учтено влияние границы на процессы проникновения магнитного потока и все расчеты проведены при нулевой температуре.

В настоящей работе мы представляем результаты численного расчета намагниченности квазидвумерной ВТСП-пластины с произвольным распределением центров пиннинга. Нами развит метод, основанный на алгоритме Монте-Карло для большого канонического ансамбля, обладающий рядом особенностей, отражающих поведение вихревых систем в слоистых ВТСП-материалах. Данный метод позволяет получить равновесное распределение вихревой плотности при изменении внешнего магнитного поля H и вычислить зависимости намагниченности M от H при произвольном расположении центров пиннинга и различной температуре. Наш подход имеет ряд принципиальных отличий от известных расчетов, а именно: максимально корректный учет влияния границы пластины, широкий диапазон рабочих температур $0 < T < T_c$, возможность учета любого распределения любых типов дефектов.

2. МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Рассмотрим трехмерный объемный образец слоистого в плоскости xy ВТСП. Образец имеет конечную толщину в направлении x и бесконечные размеры в направлениях y и z (рис. 1). Он помещен в магнитное поле, параллельное оси z , что исключает эффекты размагничивания. Предполагая слабое взаимодействие между слоями в ВТСП, для расчетов будем рассматривать только квазидвумерную xy -пластину толщиной d , которая будет моделировать сверхпроводящий слой, т. е. по оси z мы «вырезаем» слой толщиной d , который будем в дальнейшем рассматривать.

Во внешнем магнитном поле H внутри пласти-

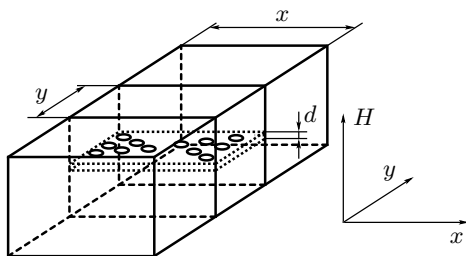


Рис. 1. Геометрия вычислений

ны рассматривается двумерная система абрикосовских вихрей в виде модельных классических частиц с дальнедействующим потенциалом.

Термодинамический потенциал Гиббса системы вихрей в такой пластине будет иметь вид

$$G = Nd\varepsilon - Nd\frac{\Phi_0 H}{4\pi} + d\frac{\Phi_0 H}{4\pi} \sum_i \left(e^{-x_i/\lambda} + e^{-(a-x_i)/\lambda} \right) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U(r_{ij}) + \sum_i U_p(r_i) + U_{surf},$$

$$U(r_{ij}) = U_0 K_0 \left(\frac{r_{ij}}{\lambda} \right),$$

где

$$\varepsilon = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \left(\ln \frac{\lambda_0}{\xi_0} + 0.52 \right)$$

— собственная энергия вихря [6] (ξ_0 — размер ко-ра вихря при $T = 0$); $Nd\Phi_0 H/4\pi$ — энергия взаимодействия с внешним полем H ;

$$U_0 = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2\lambda^2} d$$

— энергия парного взаимодействия вихрей;

$$d\frac{\Phi_0 H}{4\pi} (e^{-x_i/\lambda} + e^{-(a-x_i)/\lambda})$$

— энергия взаимодействия i -го вихря с мейсснеровскими токами, текущими вдоль поверхности пластины в направлении y ; $U_p(r_i)$ — энергия взаимодействия i -го вихря с центрами пиннинга; U_{surf} — энергия взаимодействия системы вихрей с поверхностью сверхпроводника; $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока; d — толщина сверхпроводящего слоя; λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник; N — число вихрей в системе.

Взаимодействие отдельного вихря с поверхностью сверхпроводника в пластине шириной a ($-a/2 < x < a/2$) стандартно представляется как взаимодействие вихря с его зеркальным отображением (антивихрем):

$$U_{surf}(x) = \frac{U_0}{2} \left\{ 2 \sum_{j=1}^{\infty} K_0 \left(\frac{2ja}{\lambda} \right) - \sum_{j=0}^{\infty} \left[K_0 \left(\frac{2x+ja}{\lambda} \right) + K_0 \left(\frac{2(a-x)+ja}{\lambda} \right) \right] \right\}.$$

Для исследования поведения системы с дефектами введены центры пиннинга. При этом энергия

взаимодействия с центром пиннинга выбиралась в модельном виде:

$$U_p(T, r) = -\alpha \frac{U_0(T)}{U_0(0)} \frac{1}{r/\xi + 1} \exp\left(-\frac{r}{2\xi}\right)$$

(α — безразмерный параметр, характеризующий глубину потенциальной ямы дефекта). Такой выбор размеров и глубины пиннинга соответствует случаю, когда на центре пиннинга может закрепиться только один вихрь.

Индукция магнитного поля в данной геометрии вычислялась по следующей формуле:

$$B = \frac{N\Phi}{S} + \frac{2\lambda H}{a}(1 - e^{-a/\lambda}).$$

В последнем выражении отражен вклад мейсснеровских токов. Кроме того, мы учли, что поток, который несет на себе каждый вихрь, зависит от расстояния до края пластины, т. е.

$$\Phi(x) = \Phi_0 \left(1 - \frac{2}{\pi} \int_{x/\lambda}^{\infty} K_0(y) y \operatorname{arccos}\left(\frac{x}{y\lambda}\right) dy \right).$$

Последнее выражение получено с учетом изображения вихря на границе и геометрии системы. Строго говоря, формула выведена для полубесконечного сверхпроводника. Однако, если пластина достаточно широкая ($a \gg \lambda$), влиянием второй границы можно пренебречь.

Для расчета был разработан алгоритм, существенно отличающийся от стандартного метода Монте-Карло для канонического ансамбля, примененного ранее в [7–12]. В настоящем подходе мы отказались от использования пространственной сетки и считаем фазовое пространство непрерывным. Элементарное изменение положения вихря не ограничивается шагом сетки, а выбирается случайным образом из допустимой области, например, площади пластины. Отбор конфигураций производится в соответствии с гиббсовским весом. Для увеличения эффективности счета все взаимодействия вихрей в системе табулируются в зависимости от расстояния с точностью не хуже 1 \AA , что исключает погрешности, характерные для алгоритмов, учитывающих пространственную сетку.

Для расчета намагниченности необходимо работать в большом каноническом ансамбле, т. е. допустить рождение и уничтожение вихревых нитей. Процессы рождения и уничтожения (аннигиляции) вихрей были разрешены в приграничной полоске

шириной λ вдоль оси y . Таким образом, моделируется проникновение магнитного потока в пластину. Конкуренция отталкивания со стороны мейсснеровских токов и притяжения к границе приводит к возникновению поверхностного барьера (типа Бина–Ливингстона), который учитывается в данном подходе естественным образом.

Кроме того, для плавного описания процессов перемещения в рассматриваемой системе формально введены вихри с противоположным направлением токов (антивихри). При этом для выполнения принципа детального равновесия помимо стандартного процесса уничтожения в схему добавлен процесс уничтожения пары, состоящей из вихря и антивихря (аннигиляции), в случае, если они находятся на расстоянии порядка нескольких ξ . Таким образом, при изменении знака внешнего магнитного поля H автоматически происходит замена вихрей антивихрями, т. е. моделируется процесс перемещения пластины. Особенно это важно при корректном рассмотрении процессов замораживания магнитного потока на дефектах и неоднородностях.

В итоге, в представленной схеме Монте-Карло рассматриваются четыре типа процессов: движение вихря, рождение одиночного вихря (или антивихря), уничтожение одиночного вихря (антивихря), уничтожение пары вихрь–антивихрь. Уничтожение одиночного вихря разрешается также только в приграничной полосе λ , что соответствует в реальной ситуации выходу магнитного потока только через границу сверхпроводника.

Для соблюдения принципа детального равновесия все прямые и обратные подпроцессы попарно взвешены. Так, вероятности рождения P_c и уничтожения P_a домножаются на $1/(N + 1)$ и на N для учета изменения числа вихрей N соответственно до и после процесса, так что конечные вероятности имеют вид

$$P_c = \begin{cases} R_c/W_c, & R_c < W_c, \\ 1, & R_c > W_c, \end{cases}$$

$$P_a = \begin{cases} W_a/R_a, & R_a > W_a, \\ 1, & R_a < W_a, \end{cases}$$

$$R_c = \frac{a^* L_y}{N + 1}, \quad R_a = \frac{a^* L_y}{N},$$

$$W_c = \exp(\beta^* \Delta E_1), \quad W_a = \exp(-\beta \Delta E_a),$$

$$\Delta E_1 = E_{N+1} - E_N, \quad \Delta E_2 = E_{N-1} - E_N.$$

Здесь $W_{a,c}$ — обычные гиббсовские веса, а R — отношение вероятности обращения к соответствующему

вихрю ($\sim 1/N$) и к точке пространства для рождения вихря ($1/aL_y$) и уничтожения. Такая схема детального баланса допускает произвол в выборе R — эту величину можно домножить на любой постоянный множитель (одинаковый для R_a и R_c), что не нарушит баланса, но позволит оптимизировать обновление конфигураций.

Для моделирования взяты параметры реального слоистого сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$: $d = 0.27$ нм, $\lambda_0 = 180$ нм, $\xi_0 = 2$ нм, $T_c = 84$ К [14]. Расчеты проводились для пластин размером 5×3 мкм². Размер рассматриваемой области выбран таким образом, чтобы, с одной стороны, можно было ограничиться только первыми слагаемыми во взаимодействии вихрей с поверхностью, а с другой стороны, чтобы применение периодических граничных условий не привело к существенным ошибкам в вычислении взаимодействия вихрей. Максимальный диапазон изменения внешнего поля H ограничен только мощностью вычислительной машины и, соответственно, временем счета. В представленных в работе расчетах диапазон изменений внешнего поля составил -0.12 Тл $\leq H \leq 0.12$ Тл.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Кривые намагниченности $M(H)$

Как иллюстрация расчетов на рис. 2 воспроизведена типичная петля намагниченности при $T = 5$ К

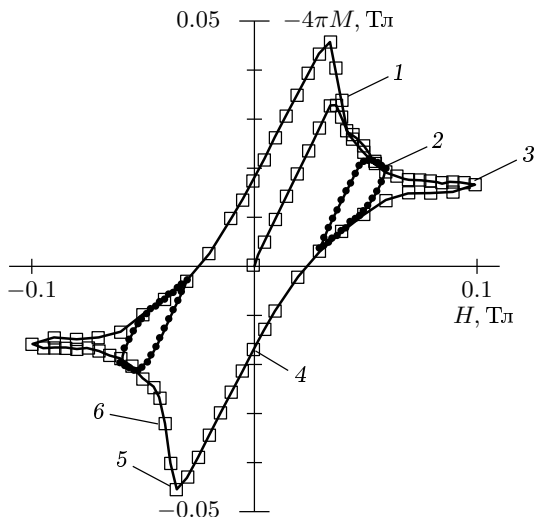


Рис. 2. Петля намагниченности для $N_d = 100$, $T = 5$ К. Темные кружки — малые петли намагниченности при изменении направления внешнего магнитного поля

и числе дефектов $N_d = 100$, полученная при увеличении и уменьшении внешнего магнитного поля. При первоначальном увеличении внешнего магнитного поля вихри не рождаются и не проникают в пластину. На графике эта область соответствует прямой линии (до точки 1). После достижения поля перегрева мейсснеровского состояния вихри начинают входить в пластину, при этом намагниченность уменьшается (участок 1–3). После $H = 0.1$ Тл внешнее поле уменьшается, однако поверхностный барьер не дает вихрям выйти из пластины. Таким образом, возникает необратимость в поведении намагниченности. При уменьшении внешнего магнитного поля до нулевого значения исчезает поверхностный барьер, некоторое число вихрей выходит из пластины (участок 3–4). Но существует остаточная намагниченность, обусловленная наличием вихрей, закрепленных на центрах пиннинга. При увеличении внешнего магнитного поля противоположного значения вихри остаются закрепленными на центрах пиннинга, а поверхностный барьер мешает войти в образец антивихрям (участок 4–5). При дальнейшем увеличении внешнего магнитного поля антивихри проникают в пластину и уничтожают вихри, закрепленные на центрах пиннинга, т. е. происходит перемангничивание пластины (участок 5–6). При обратном изменении внешнего магнитного поля картина повторяется, и кривая намагниченности замыкается. Следует отметить, что наблюдается замкнутость не только полной кривой намагниченности, но и малых петель, получающихся при изменении направления магнитного поля (см. рис. 2). Таким образом, разработанный метод позволяет корректно воспроизвести реальный процесс перемангничивания сверхпроводника в едином расчете.

Изменение температуры приводит к изменению петли намагниченности. Для примера на рис. 3 показаны две петли намагниченности $M(H)$, рассчитанные при $T = 1$ и 20 К. При увеличении температуры наблюдаются

- 1) уменьшение площади петли,
- 2) уменьшение поля, соответствующего началу вхождения вихрей в пластину (перегрев мейсснеровского состояния),
- 3) появление поля обратимости петли намагниченности.

Проследим изменение петель намагниченности при увеличении числа центров пиннинга. С этой целью рассчитывались кривые намагниченности при фиксированной температуре $T = 5$ К и различном числе центров пиннинга. Глубина дефектов выбиралась таким образом, чтобы исключить процесс

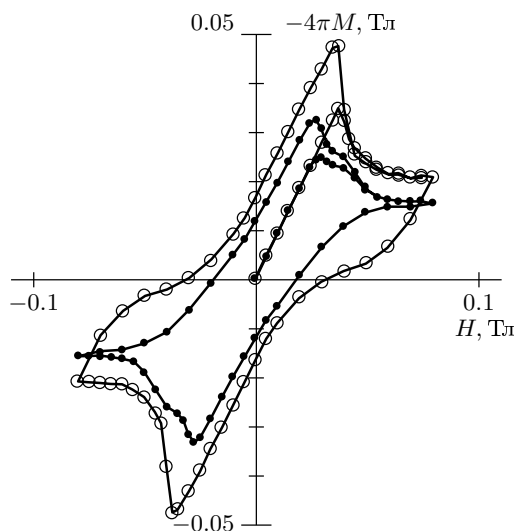


Рис. 3. Петли намагниченности при $T = 1$ К (светлые кружки) и 20 К (темные кружки). Число дефектов $N_d = 100$

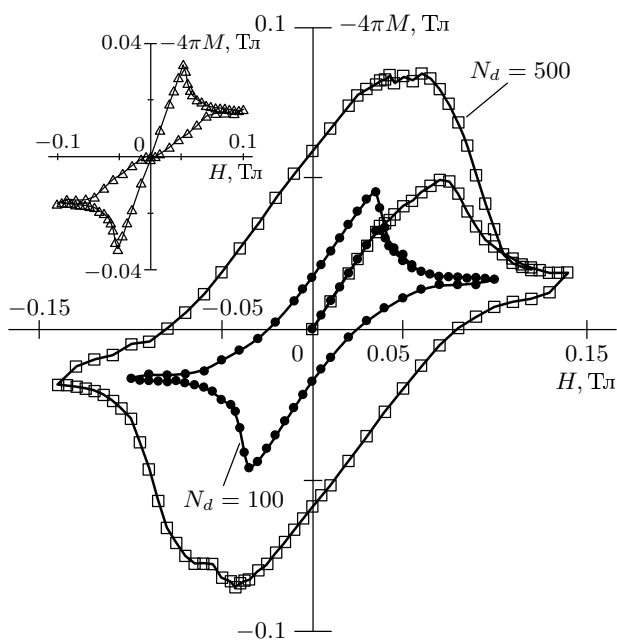


Рис. 4. Петли намагниченности при различном числе дефектов; $T = 5$ К. На вставке — петля намагниченности при $N_d = 0$

теплового депиннинга, и составляла 0.1 эВ. Центры пиннинга располагались случайным образом. При увеличении числа дефектов возрастает их влияние на поведение намагниченности, фактически происходит изменение механизма необратимости. Как видно из рис. 4, при увеличении числа центров пин-

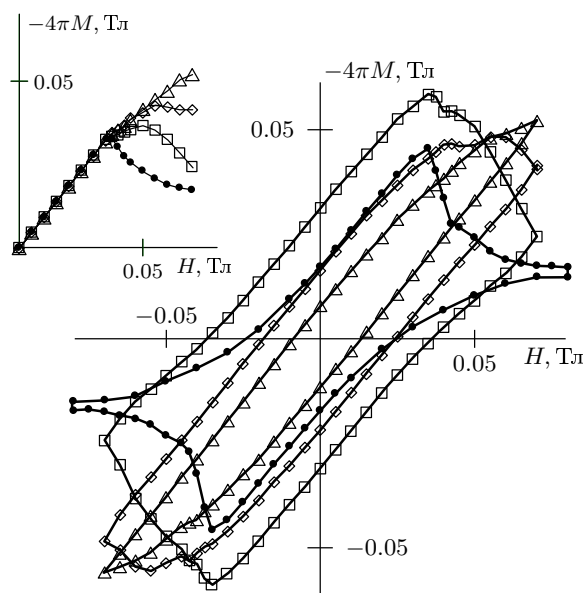


Рис. 5. Петли намагниченности при различном числе дефектов; $N_d = 100$ (●), 250 (□) — случай полного проникновения магнитного поля, 500 (◇), 1000 (△) — случаи частичного проникновения магнитного поля. На вставке — начальные участки кривых намагниченности, не показанные на основном рисунке

нинга увеличивается остаточная намагниченность и увеличивается площадь петли. При большом числе дефектов ширина петли фактически определяется остаточной намагниченностью, которая в свою очередь зависит от числа центров пиннинга. Таким образом, можно заключить, что в случае «грязного» образца необратимость намагниченности в большей степени определяется числом дефектов, а не поверхностным барьером. Необратимость петли намагниченности за счет поверхностного барьера существенна только при малых концентрациях дефектов или при полном их отсутствии (см. вставку на рис. 4).

Увеличение жесткости пиннинга, а именно, увеличение числа центров пиннинга приводит к существенному изменению формы петли намагниченности. На рис. 5 показана намагниченность для случаев $N_d = 100, 250, 500$ и 1000. При увеличении числа дефектов N_d от 100 до 250 наблюдается уширение петли намагниченности, в то время как при очень большом числе дефектов $N_d = 500$ и 1000 петля намагниченности, наоборот, сжимается. Физически такое поведение кривых $M(H)$ связано с тем, что при усилении пиннинга область, в которую проникает фронт потока, уменьшается, что приводит к уменьшению как величины намагниченности, так и

площади петли намагниченности. Сравнить петли намагниченности можно только в условиях, когда максимальное поле превышает поле проникновения для всех типов рассматриваемого пиннинга. Как обычно, под полем полного проникновения мы понимаем значение внешнего приложенного поля, при котором магнитный поток полностью заполняет сверхпроводник. Очевидно, что значение поля полного проникновения зависит от дефектности сверхпроводника. Интересно отметить, что наклон ветви кривой намагниченности, соответствующей полям, немного превышающим H_{c1} , также зависит от концентрации дефектов (см. вставку на рис. 5). Обратим внимание на то, что при $H = H_{c1}$ для малого числа дефектов $N_d = 100$ наклон кривой намагниченности меняет знак, а для сильного пиннинга, $N_d = 250$ и 500 , наклон только уменьшается по сравнению с начальной диамагнитной частью кривой. Знак наклона меняется при более высоком значении поля H^* . Для $N_d = 1000$ знак $dM(H)/dH$ в расчетном диапазоне полей вообще не меняется. Этот результат является следствием сильного отталкивающего взаимодействия приповерхностных запиннированных вихрей с новыми входящими вихрями, «пытающимися» проникнуть в образец при повышении внешнего магнитного поля.

3.2. Профили магнитного потока

Рассчитывая равновесную конфигурацию вихрей, мы можем проанализировать рамки применимости модели Бина [15]. Модель Бина постулирует, что плотность тока в жестких (т.е. с сильным пиннингом) сверхпроводниках может иметь только три значения: $-J_c$, 0 , J_c , где J_c — не зависящая от магнитной индукции плотность критического тока. Такой постулат приводит к ряду следствий. В частности, из модели Бина следует линейный спад магнитной индукции внутри жесткого сверхпроводника. Используя наш метод, мы можем прямым образом рассчитать профили магнитной индукции в сверхпроводнике.

Представим расчетные профили магнитного потока для различных случаев. На рис. 6а, б показаны профили магнитного потока для пластин с $N_d = 100$ и 500 . Видно, что в целом профили потока соответствуют концепции критического состояния в объеме сверхпроводника согласно модели Бина (линейный ход зависимости $B(x)$), за исключением мейсснеровских областей вблизи поверхности. Также линейность отсутствует в случае малых концентраций дефектов. При увеличении магнитного

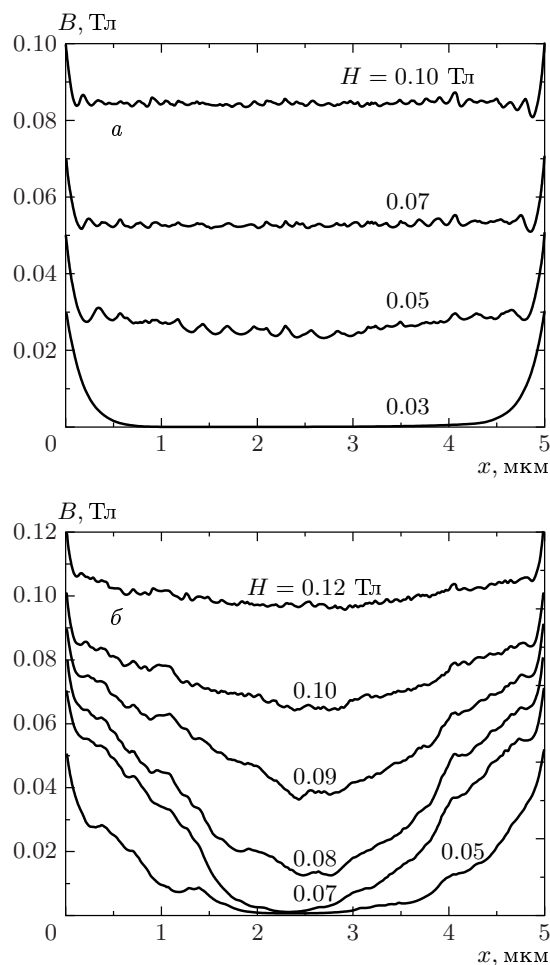


Рис. 6. Профили магнитной индукции при различном числе центров пиннинга $N_d = 100$ (а) и 500 (б)

поля меняется наклон в зависимостях $B(x)$, т.е. наблюдается уменьшение плотности критического тока. Зависимость наклона профиля магнитной индукции $dB(x)/dx$ от величины внешнего магнитного поля хорошо коррелирует с зависимостью от H ширины петли намагниченности (рис. 7), что указывает на возможность определения плотности критического тока из ширины петли намагниченности жесткого сверхпроводника. Однако заметим, что для сверхпроводника со слабым пиннингом эта процедура некорректна. Действительно, петля намагниченности, представленная на вставке к рис. 4, имеет обратимый характер и конечную ширину. Вместе с тем обратимость в данном случае обусловлена не объемным, а поверхностным пиннингом, и модель Бина неприменима.

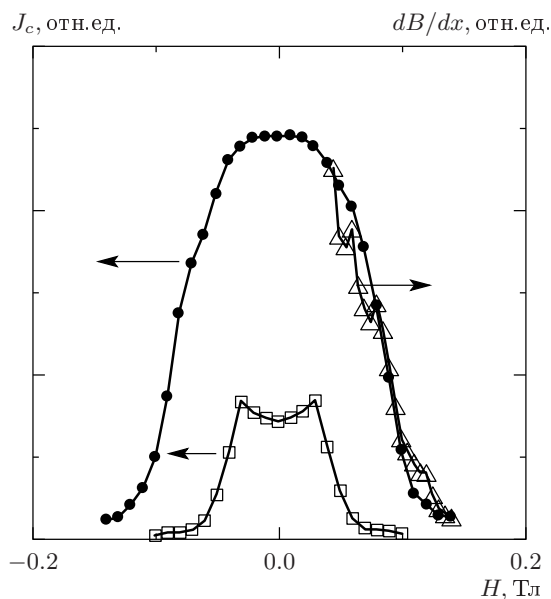


Рис. 7. Зависимости ширины петли намагниченности и наклона профилей магнитной индукции от напряженности внешнего магнитного поля. ΔM : $N_d = 500$ (\bullet), 100 (\square); dB/dx : $N_d = 500$ (\triangle)

3.3. Проникновение и распределение магнитного потока в сверхпроводниках

Базовым результатом всех проведенных расчетов является равновесная конфигурация плотности вероятности нахождения вихрей в рассматриваемой пластине при заданной температуре, внешнем приложенном поле и выбранной конфигурации дефектов. Складывая магнитные поля от каждого вихря, мы можем получить визуальную картину распределения магнитного потока в сверхпроводнике в любой точке его кривой намагниченности. Например, проследим за распределением потока в точках 1–6 кривой намагниченности, представленной на рис. 2. Распределение магнитного потока показано на рис. 8. Темный фон соответствует отсутствию магнитного потока, белые точки — магнитные поля от вихрей.

Точка 1 соответствует первому критическому полю данной системы (с учетом перегрева мейснеровского состояния). При $H < H_{c1}$ поле не проникает в сверхпроводник за исключением полосок шириной λ у краев пластины. При превышении H_{c1} наблюдается вход вихрей в пластину и постепенное продвижение фронта магнитного потока в глубь сверхпроводника. При значении поля, при котором происходит полное проникновение, магнитный поток занимает всю пластину (точка 2). Распределение магнитной

индукции соответствует модели Бина. Дальнейшее увеличение внешнего магнитного поля приводит к росту магнитной индукции в пластине. При этом вихри имеют тенденцию к образованию треугольной вихревой решетки (точка 3). Точка 4 соответствует остаточной намагниченности. После изменения знака внешнего магнитного поля в пластину начинают входить вихри противоположного знака — antivихри (точка 5). В результате аннигиляции вихрей и antivихрей на фронте входящего потока образуется четкая область с нулевой магнитной индукцией, которая движется в глубь сверхпроводника по мере увеличения амплитуды внешнего магнитного поля (точка 6). Эффект движения зоны с нулевой магнитной индукцией от края сверхпроводящей пластины к ее центру назван нами «волной аннигиляции». Волна аннигиляции возникает каждый раз при изменении знака внешнего магнитного поля.

Для того чтобы проследить динамику проникновения магнитного потока в сверхпроводники с различным дефектным состоянием, мы рассмотрели три случая: 250 дефектов с $U_{pin} = 100$ мэВ, 250 дефектов с $U_{pin} = 10$ мэВ, 10 дефектов с $U_{pin} = 100$ мэВ. Назовем эти случаи соответственно сильным, средним и слабым пиннингом.

Рассмотрим распределение магнитной индукции при увеличении магнитного поля.

Сначала при $0 < H < H_{c1}$ магнитный поток не проникает в пластины за исключением краевых полосок шириной λ . Дальнейшие картины распределения потока показаны на рис. 9а–е.

На рис. 9а внешнее магнитное поле $H = 0.0375$ Тл превысило H_{c1} . Вихри начинают входить в сверхпроводник. В случаях сильного и среднего пиннинга фронт магнитного потока постепенно движется от краев в центр пластины. Линия магнитного потока изогнута, что отражает локальную неоднородность в распределении центров пиннинга. В случае слабого пиннинга магнитный поток заполняет сверхпроводник практически сразу.

На рис. 9б магнитное поле $H = 0.05$ Тл является полем полного проникновения для среднего пиннинга. При сильном пиннинге центральная часть пластины все еще свободна от магнитного потока. Для слабого пиннинга наблюдается увеличение плотности вихрей с тенденцией образования треугольной решетки.

На рис. 9в магнитное поле $H = 0.075$ Тл. Магнитный поток достигает центра пластины также в случае сильного пиннинга.

На рис. 9г магнитное поле $H = 0$. После увели-

Рис. 8. Распределение магнитного потока при различных внешних полях. Точки 1–6 соответствуют рис. 2. Темный фон соответствует отсутствию магнитного поля, белый цвет — магнитному полю вихрей

чения магнитного поля до $H = 0.08$ Тл и последующего уменьшения его до нуля наблюдается захват магнитного потока во всех трех случаях. Важно отметить, что остаточная намагниченность для сильного и среднего пиннингов формируется как запиннингованными, так и свободными вихрями за счет коллективного взаимодействия, в то время как при слабом пиннинге остаточная намагниченность определяется только запиннингованными вихрями.

На рис. 9*d* магнитное поле $H = -0.04$ Тл. После изменения направления внешнего магнитного поля вихри с противоположным знаком начинают входить в пластины. На переднем фронте четко видны

области аннигиляции вихрей и антивихрей — волны аннигиляции (отмеченные белыми стрелками). Скорость движения волны аннигиляции тем больше, чем слабее пиннинг. В случае слабого пиннинга аннигиляция почти мгновенна. Движение волны аннигиляции исчезает, когда внешнее магнитное поле превысит поле полного проникновения (рис. 9*e*). Следующая волна аннигиляции появляется после очередного изменения знака внешнего магнитного поля. Скорость движения волны аннигиляции также зависит от температуры. При повышении температуры скорость движения фронта аннигиляции выше. На рис. 10 показаны распределения магнитного

Рис. 9. Распределения магнитного потока при различном внешнем магнитном поле для случаев сильного, среднего и слабого пиннингов. Белыми стрелками обозначены волны аннигиляции

потока для трех температур $T = 5, 50$ и 60 К.

В случае сверхпроводника с неоднородным распределением дефектов фронт аннигиляции сильно искажен и может замыкаться вокруг областей с высокой локальной концентрацией дефектов. На рис. 11 видна волна аннигиляции, опоясывающая область захваченного на дефектах магнитного поля противоположного знака.

Следует отметить, что волны аннигиляции, аналогичные рассчитанным нами, реально наблюда-

лись как в статических измерениях проникновения магнитного потока в ВТСП с помощью сканирующего датчика Холла, так и в динамических магнитооптических исследованиях [16].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы представили новый метод численного расчета кривых намагниченности и магнитного потока в двумерной сверхпроводящей пластине с лю-

Рис. 10. Распределения магнитного потока при различном внешнем магнитном поле для трех температур $T = 5, 50$ и 60 К; $N_d = 250$

различных концентраций дефектов и температур. Показано, что концентрация дефектов существенно изменяет форму петли намагниченности, и при большой концентрации справедлива модель критического состояния Бина. Рассчитаны визуальные картины проникновения и распределения магнитного потока в двумерных сверхпроводниках. Показано, что процесс перемещения сопровождается движением волны аннигиляции — зоны с нулевой магнитной индукцией.

В заключение хотелось бы отметить, что в настоящее время нет ясности в вопросе о том, как изменятся результаты расчета намагниченности, полученные в двумерной модели, при переходе к трехмерному случаю. По-видимому, несмотря на ярко выраженную анизотропию слоистых ВТСП, полностью пренебрегать взаимодействием между слоями нельзя. Взаимодействие между слоями оказывает влияние на $H-T$ -фазовую диаграмму вихревой решетки, на что указывается, например в [17, 18]. Наши предварительные данные по расчетам намагниченности в трехмерном случае с учетом электромагнитного и джозефсоновского взаимодействий между двумерными вихрями в разных слоях качественно совпадают с результатами, представленными в этой статье. Детальное рассмотрение трехмерного случая является предметом дальнейших исследований.

Рис. 11. Магнитный поток в сверхпроводнике с неоднородным распределением центров пиннинга. Белыми стрелками обозначены волны аннигиляции

бым типом дефектов, базирующийся на алгоритме Монте-Карло. Удалось максимально корректно учесть влияние границы и провести расчеты в широком диапазоне температур. В качестве иллюстрации представлены расчеты петель намагниченности для

Работа выполнена при финансовой поддержке ГНТП «Актуальные направления в физике конденсированного состояния», подпрограмма «Сверхпроводимость», ФЦП «Интеграция» (проекты А0099, А0133) и РФФИ (проект 00-02-17803).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. H. Brandt, Rep. Prog. Phys. **58**, 1465 (1995).
2. A. L. Fetter, Phys. Rev. **147**, 153 (1966).
3. Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас, *Сверхпроводимость второго рода*, Мир, Москва (1970).
4. J. R. Clem, J. Low Temp. Phys. **18**, 427 (1975).
5. Z. Hao, J. R. Clem, M. W. Elfresh et al., Phys. Rev. B **43**, 2844 (1991).
6. В. В. Погосов, А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, ЖЭТФ **118**, 676 (2000).
7. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, Письма в ЖЭТФ **66**, 269 (1997).
8. М. Е. Грачева, М. В. Катаргин, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, ФНТ **23**, 1151 (1997).
9. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, ФНТ **25**, 148 (1999).
10. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, О. А. Никитенко, И. А. Руднев, ФНТ **25**, 1027 (1999).
11. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. Е. Грачева, О. А. Никитенко, ЖЭТФ **117**, 196 (2000).
12. I. A. Rudnev, V. A. Kashurnikov, M. E. Gracheva, and O. A. Nikitenko, Physica C **332**, 383 (2000).
13. C. Reichhardt, C. J. Olson, J. Groth, S. Field, and F. Nori, Phys. Rev. B **52**, 10441 (1995).
14. S. L. Lee, P. Zimmermann, H. Keller, M. Warden, I. M. Savic, R. Schauwecker, D. Zech, R. Cubit, E. M. Forgan, P. H. Kes, T. W. Li, A. A. Menovsky, and Z. Tarnawski, Phys. Rev. Lett. **71**, 3862 (1993).
15. C. P. Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
16. A. V. Eremin, O. S. Esikov, V. A. Kashurnikov, A. E. Khodot, Y. N. Pirogov, E. A. Protasov, I. A. Rudnev, and M. V. Zubin, Supercond. Sci. Technol. **14**, 690 (2001).
17. J. Yeo and M. A. Moore, Phys. Rev. B **64**, 024514 (2001).
18. K. Kadowaki et al., Phys. Rev. B **64**, 094521 (2001).