

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДВУМЕРНОЙ ВИХРЕВОЙ СИСТЕМЕ С ДЕФЕКТАМИ: МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. Е. Грачева, О. А. Никитенко*

*Московский государственный инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 июня 1999 г.

Методом Монте-Карло исследованы фазовые состояния и фазовые переходы в системе двумерной вихревой решетки с дефектами. Показано наличие фазы «вращающейся решетки», промежуточной между фазами вихревого кристалла и вихревой жидкости. Определена зависимость температуры перехода из фазы вращающейся решетки в вихревую жидкость от величины потенциала дефектов. Рассчитаны вольт-амперные характеристики системы при различных температурах для точечных, квадратных и линейных дефектов. Показано существенное влияние фазового состояния системы на ее транспортные свойства.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время значительное внимание уделяется исследованиям динамики и фазовым превращениям в вихревой решетке высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1]. Исследования проводятся как экспериментально, так и теоретически, при этом сложность возникающих задач часто приводит к необходимости использования численного моделирования (см. обзор [2]). В настоящее время можно с уверенностью утверждать, что решетка Абрикосова [3] — не единственное состояние, в котором может находиться вихревая система в ВТСП. Действительно, при увеличении температуры происходит плавление вихревой решетки и наблюдается фазовый переход вихревая решетка—вихревая жидкость. Убедительное доказательство существования фазового перехода было, например, продемонстрировано в работе [4], в которой численным моделированием анализировались ближние корреляции в вихревой решетке и была рассчитана температура плавления вихревой решетки. Температуру плавления можно найти из критерия Линдемманна, т. е. из сравнения величины среднеквадратичного отклонения вихрей с периодом вихревой решетки [5, 6]. Удобный критерий фазового перехода был также использован в [5], где температуру плавления опреде-

ляли по особенности на зависимости теплоемкости вихревой системы от температуры, $C(T)$.

Особый интерес представляют исследования фазовых превращений в поле дефектов. Так, исследовались фазовые переходы из треугольной решетки вихрей в вихревое стекло при наличии периодической системы центров пиннинга [7, 8], учитывалась температурная зависимость силы пиннинга [9], различными критериями оценивалась температура перехода в вихревое стекло [10–12]. Одним из новых и важных полученных результатов было то, что в присутствии дефектов меняется картина фазовых превращений. Так, в предыдущих работах авторов [13–15] обсуждался вопрос о том, как происходит плавление вихревой структуры при наличии центров пиннинга. Было показано, что существуют три стадии плавления. Вначале при низкой температуре вдали от центров пиннинга треугольная решетка начинает разрушаться. При полном отсутствии строгого дальнего порядка вокруг дефектов образуются «островки» решетки. При этом островки начинают «проворачиваться» вокруг закрепленных центров пиннинга, образуя фазу «вращающейся решетки». И на третьей стадии происходит полный расплав решетки (фаза вихревой жидкости) [11].

Для практического использования сверхпроводящих материалов важны вопросы динамического взаимодействия вихревой решетки с центрами пиннин-

*E-mail: rudnev@supercon.mephi.ru

га в присутствии транспортного тока и получающиеся вольт-амперные характеристики (ВАХ). Первые расчеты ВАХ методом Монте-Карло лишь совсем недавно появились в работах [16–18]. Так рассчитывались ВАХ при наличии большого количества дефектов с различными потенциальными энергиями (относительно числа вихрей) [16], однако не исследовались дефекты с различными энергиями активации и зависимости вольт-амперных характеристик от температуры.

Следует особо отметить полученные при обработке ВАХ ВТСП данные о различных фазовых режимах протекания тока [9] (см. также [19–22]). Так, наблюдались режимы закрепленного вихревого стекла, режим пластического течения вихревой жидкости и режим движущегося вихревого стекла. Эти фазовые состояния абрикосовской решетки и переходы между ними близки к рассмотренным авторами настоящей работы фазовым переходам между состояниями вращающейся решетки и вихревой жидкости, только в токовом состоянии. В [23] представлены результаты расчета ВАХ и критического тока двумерных ВТСП в различных фазовых состояниях вихревой структуры.

В настоящей работе мы приводим последовательную картину фазовых переходов и динамики вихревой структуры в двумерной системе, имитирующей слой высокотемпературного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$. Рассмотрена ситуация с малой концентрацией точечных дефектов, играющих роль центров пиннинга. Будут продемонстрированы равновесные конфигурации вихревой системы, соответствующие различным фазовым состояниям, рассчитаны температуры фазовых переходов, их зависимость от концентрации и величины потенциала дефектов. Также приводятся результаты расчета ВАХ модельных слоистых сверхпроводников и сопоставление их с экспериментальными ВАХ. Будет показана модификация ВАХ при изменении температуры, увеличении числа дефектов, зависимость ВАХ от глубины дефектов, влияние на ВАХ формы дефектов.

Все результаты были получены путем численного моделирования вихревой системы методом Монте-Карло, подробное описание которого в применении к расчетам вихревых структур приводится в разд. 2 и 3.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для исследования поведения решетки абрикосовских вихрей в ВТСП в большинстве случаев используется метод Монте-Карло (МК).

Путем выбора ансамбля, например такого как канонический, МК-метод позволяет вычислять наблюдаемые физические величины при фиксированных числе частиц, объеме и температуре. Главное преимущество МК-метода состоит в том, что не требуется никаких приближений, взаимодействия учитываются точно. При этом система описывается наиболее удобным для задачи модельным гамильтонианом [2]. В данной работе использовался стандартный МК-метод в сочетании с алгоритмом Метрополиса для канонического ансамбля [24].

Рассматривается двумерная система абрикосовских вихрей в виде модельных классических частиц с дальнедействующим потенциалом, расположенных на периодической прямоугольной сетке. Дискретность пространственной сетки выбирается так, чтобы ее период был много меньше периода треугольной решетки. В данной модели учитывается вклад в энергию от взаимодействия вихрей друг с другом и с дефектами. При расчетах всегда выбирается наикратчайшее расстояние между вихрями с учетом периодичности. В рамках всего сказанного модельный гамильтониан имеет следующий вид:

$$H = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N H(r_i, r_j) n_i n_j + \sum_{i=1}^N U_p(r_i) n_i, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} H(r_i, r_j) &= \frac{\Phi_0^2 d}{2\pi\lambda^2(T)\mu_0} K_0 \left(\frac{|r_i - r_j|}{\lambda(T)} \right) = \\ &= U_0(T) K_0 \left(\frac{|r_i - r_j|}{\lambda(T)} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

$U_p(r_i)$ — энергия взаимодействия вихря с дефектом на узле i , n_i — числа заполнения вихрей (0 или 1) на i -ом узле пространственной сетки; $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока; K_0 — функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента; d — толщина сверхпроводящего слоя; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн·м, $\lambda(T) = \lambda(0)/\sqrt{1 - (T/T_c)^{3.3}}$ — глубина проникновения магнитного поля.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Для конкретного расчета были выбраны параметры, близкие к характеристикам слоистого ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$: $d = 2.7 \text{ \AA}$, $\lambda(T=0) = 1800 \text{ \AA}$, $T_c = 84 \text{ К}$. Величина внешнего поля выбирается в районе $B \approx 0.1 \text{ Тл}$, что соответствует реальному масштабу индукции поля, при котором в висмутовых ВТСП наблюдают плавление вихревой решетки. Применимость двумерной модели в данном случае обусловлена тем, что объемные вихри в

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ в широких диапазонах полей (в том числе при $B = 0.1$ Тл) и температур распадаются на плоскостные двумерные «вихревые блины» со слабой связью между плоскостями ($3D-2D$ -переход). Поэтому в данном случае можно говорить о квазидвумерности вихревой структуры и рассматривать приближенную двумерную модель.

Расчеты проводились на плоской пространственной сетке размером 200×200 с периодическими граничными условиями. Основные данные получены для числа вихрей $N_v = 150$ и числа дефектов $N_d = 5-200$ (двумерная концентрация дефектов $\sim 10^{10}-4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Дефекты размещались на сетке случайным образом. Реальная концентрация вихрей, соответствующая данному полю B , воспроизводилась изменением цены деления пространственной ячейки, так чтобы период a_v треугольной решетки вихрей удовлетворял соотношению $a_v = \sqrt{2\Phi_0/B\sqrt{3}}$, т. е. при изменении внешнего магнитного поля изменялась именно концентрация вихрей, что и отображено в модели — при изменении магнитного поля изменяется площадь рассматриваемой области при постоянном параметре моделирования — числе вихрей. Таким образом, не было необходимости включать прямое взаимодействие с внешним полем в модель (1), так как число вихрей фиксировано.

Отметим, что рассмотрение двумерных вихрей как точечных квазичастиц оправдано, так как характерное расстояние между вихрями — период решетки a_v при поле $B = 0.1$ Тл приблизительно равен $a_v \approx 2000 \text{ \AA}$, что на два порядка превышает характерный размер кора вихря $\zeta \approx 20 \text{ \AA}$. При этом линейный размер системы составляет примерно 20000 \AA .

Дефекты моделировались в виде точечных ям с одинаковыми потенциалами, и энергия взаимодействия вихря с центром пиннинга задавалась следующим образом:

$$U_p(r, T) = -\frac{U_0(T)}{8} \delta_{r,ri}. \quad (3)$$

Следует подчеркнуть, что температурная зависимость глубины потенциальной ямы (3) выбиралась такой же, как у потенциала взаимодействия вихрей между собой. Это не всегда справедливо для реальной ситуации, но зависимость (3), как правило, используют в расчетных работах (см., например, [9, 18]).

Реальная картина такова, что при исследуемых магнитных полях концентрация вихревых линий много больше, чем концентрация дефектов. Кроме того, в расчетах мы используем концентрации де-

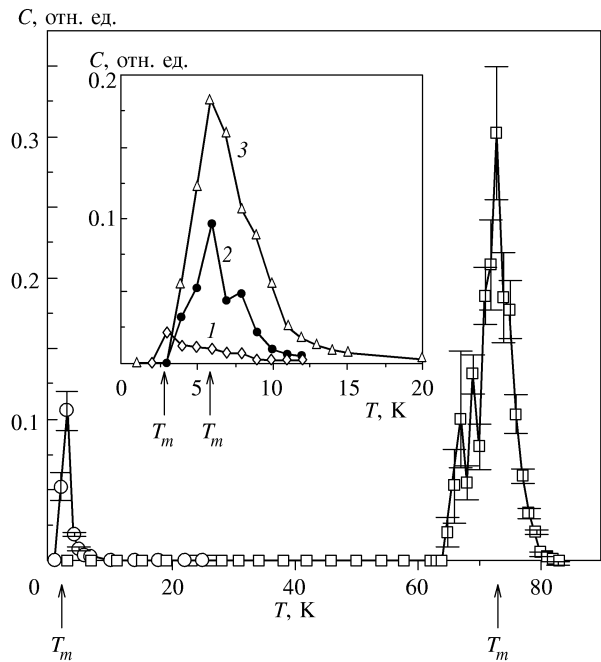


Рис. 1. Температурная зависимость теплоемкости в поле дефектов: $\circ - U_p = 1 \text{ мэВ}$; $\square - U_p = 100 \text{ мэВ}$. На вставке — влияние концентрации вихрей N_v на температуру плавления: 1 — $N_v = 50$; 2 — $N_v = 100$; 3 — $N_v = 150$, $U_p = 70 \text{ мэВ}$

фектов, которые близки к реалистичным значениям [1].

По результатам численных расчетов воспроизводилась теплоемкость как функция температуры, выражение для которой через флуктуацию внутренней энергии имеет вид ($k_B = 1$)

$$C(T) = \frac{|\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2|}{T^2}. \quad (4)$$

На рис. 1 показаны примеры расчета $C(T)$ и определения температуры плавления T_m для двух значений потенциала дефектов: $U_p = 1 \text{ мэВ}$ и $U_p = 100 \text{ мэВ}$. Расчеты проводились для потенциалов дефектов в диапазоне от 1 до 100 мэВ при числе вихрей $N_v = 150$.

Для того чтобы убедиться, что число вихрей макроскопически большое для данной задачи, проводился расчет теплоемкости при одном и том же потенциале дефектов, но при разном числе вихрей (например, $N_v = 50, 100, 150$). Результаты представлены на вставке к рис. 1. Видно, что уже при $N_v = 100$ и $N_v = 150$ температуры T_m совпадают в пределах погрешности, и при увеличении числа вихрей от 50 до 100 пик в теплоемкости смещается в сторону больших температур, а также увеличивается его высота. При числе вихрей $N_v = 150$ смещение

температуры пика уже не происходит. Из этого можно сделать вывод о том, что число вихревых точек $N_v = 150$ макроскопически велико для нашей задачи. Так же проводились тестовые расчеты теплоемкости для разного числа МК-шагов.

Стандартная МК-процедура заключалась в следующем. Первоначально вихри произвольным образом распределены на сетке фазового пространства, имитирующего плоскость ВТСП. Очевидно, что первоначальное произвольное расположение вихрей не отвечает минимуму энергии, поэтому систему заставляют эволюционировать для перебора наиболее энергетически выгодных конфигураций согласно так называемому алгоритму Метрополиса, реализующему гиббсовское распределение. Типичное полное число МК-шагов для расчета бралось равным 60000. Число шагов, необходимое для термализации системы (когда система попадает на устойчивые конфигурации с минимальной энергией), составляет 30000, так что за выбранное число МК-шагов рассматриваемая система успевала прийти к равновесию. Минимальное изменение мгновенной конфигурации системы заключается в элементарном перемещении одного вихря. Под МК-шагом мы понимаем, как обычно, однократное перемещение всех вихрей в системе, т. е. за МК-шаг каждый вихрь был сдвинут в среднем один раз. Оценки показали, что этого числа МК-шагов достаточно для расчета теплоемкости с минимальными статистическими погрешностями.

Для исследования динамических процессов в систему вводился транспортный ток. В этом случае в гамильтониан, описывающий поведение всей системы, добавлялось слагаемое, обусловленное действием силы Лоренца на каждый вихрь. При элементарном движении вихря вдоль оси x слагаемое вида $\delta U = \Phi_0 J \Delta x$ вычиталось из общей энергии, если направление движения вихря совпадало с действующей на него силой Лоренца, или добавлялось, если вихрь двигался против силы Лоренца. Транспортный ток направлялся вдоль оси y . При токе, отличном от нуля, вихревыми линиями позволялось перемещаться на любое расстояние в пределах размеров системы случайным образом. Возникающее на границах системы напряжение вычислялось из соотношения $V = B v_{dr}$, где B — внешнее поле, а $v_{dr} = X_s / \tau$ — дрейфовая скорость вихря, т. е. смещение X_s центра масс вихревой линии за единичное время τ . Условно за единицу времени выбирается один элементарный МК-шаг, т. е. имеется неопределенность шкалы времени, которая отражается в произвольности выбора масштаба шкалы напряжения. Эту неопределенность можно в дальнейшем убрать нормировкой на реальную ВАХ.

Правильный учет граничных условий требовал,

чтобы в результате единичного случайного смещения под действием тока вихревая линия не достигала края системы. Это условие фактически определяло максимально возможный для расчета ток и всегда проверялось. Так, в [22] приведено типичное распределение смещений вихревой нити относительно центра масс (фактически распределение дрейфовых скоростей) при $T = 70$ К и $J/J_p = 5$ ($J_p = 5 \cdot 10^{10}$ А/м²). Распределение имеет эллипсоидальную форму, вытянутую перпендикулярно направлению тока и не достигает границ системы.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Фазовые переходы в вихревой системе

Рассмотрим равновесные конфигурации вихревой системы при различных температурах.

На рис. 2а ($T = 1$ К) воспроизведена практически идеальная треугольная решетка. Заметим, что при увеличении поля до 1 Тл при $T = 2$ К нами наблюдался переход из треугольной в квадратную решетку [15]. Как видно, не все дефекты заняты вихрями, что свидетельствует о жесткости решетки [1] при таких температурах. Дефекты были бы заняты вихрями при идеальном соответствии расположения дефектов центрам треугольной решетки. При температуре 3 К уже все дефекты заняты вихрями, которые жестко удерживают решетку вокруг себя. Из-за нерегулярности расположения дефектов последние как бы растаскивают куски решетки, ломая ее пока еще вдали от себя. Границы между возникшими когерентными областями расплавлены, и решетка уже теряет жесткость. Заметим, что похожее «ориентационное плавление» наблюдалось в [24] в модельной плоской задаче. При дальнейшем увеличении температуры (до 5 К, рис. 2б) видно, что удерживаемые около дефектов «островки» треугольной решетки, обладающие подвижностью относительно дефекта как оси вращения, как бы проворачиваются, размазывая вихревую плотность в концентрические круги с максимумами на координационных сферах. Около самих дефектов на расстоянии одной координационной сферы, соответствующей периоду идеальной треугольной решетки, образуется обедненная вихрями область, так как неподвижный запиннигованный вихрь не дает остальным вихрям подойти ближе.

В этом новом фазовом состоянии (оценка температуры перехода дает $T_{m1} = 3$ К), которое называем вращающейся решеткой (rotating lattice) по аналогии с плывущей решеткой (floating lattice) [7], еще

Рис. 2. Вид вихревой системы для случая слабого пиннинга при $T = 1$ К (а), $T = 5$ К (б), $T = 35$ К (в). Полные линейные размеры системы по вертикали и горизонтали составляют 2 мкм

имеет место дальний порядок в пределах когерентных областей, много больших среднего расстояния между вихрями и жестко сцепленных с центрами пиннинга. При дальнейшем повышении температуры (вплоть до $T = T_{m_2} = 7.5$ К) вихри начинают срывать с дефектов, когерентные области разрушаться, и, например при $T = 35$ К (уже вдали от точки перехода), наблюдается полностью расплавленная вихревая жидкость (рис. 2в).

Таким образом, процесс плавления решетки в присутствии центров пиннинга проходит через три фазы: треугольная решетка—вращающаяся решетка—вихревая жидкость (vortex liquid).

Мы также исследовали процесс плавления в присутствии дефектов с энергией притяжения вихрей в 30 раз большей (т. е. U_p ($T = 2$ К) = 0.115 эВ). Основные отличия этой ситуации от рассмотренного выше плавления в более слабом пиннинге заключаются в следующем.

а) Точка перехода от треугольной решетки к вращающейся сместилась в сторону более низких температур, $T_{m_1} = 2$ К). Так, при $T = 2$ К уже начинается смещение решетки, в то время как при слабом пиннинге при той же температуре мы видим неподвижную треугольную решетку. Центры пиннинга с сильным притяжением при минимальной термической активности вихрей сразу же ломают регулярную решетку, разрывая ее на дрейфующие за ними части.

б) Сильный пиннинг приводит к расширению температурного диапазона фазы вращающейся решетки. При этом почти идеальные закрученные области при промежуточных температурах просматриваются вплоть до $T = 70$ –80 К.

Для количественного исследования точек фазовых переходов при плавлении вихревой решетки

обычно рассчитывают либо структурный фактор $S(q)$ для оценки степени дальнего упорядочения, либо гексагональный параметр S_6 [5] для анализа ближних корреляций (эквивалентный критерию Линдемманна для среднеквадратичных отклонений).

Как уже отмечалось, альтернативный путь заключается в расчете теплоемкости системы $C(T)$ с учетом того, что согласно флуктуационно-диссипативной теореме эта величина связана с флуктуацией полной энергии $\langle E \rangle$ соотношением (4). На рис. 1 мы воспроизводим зависимость $C(T)$ также для случая слабого пиннинга. Прослеживается особенность при $T_{m_1} = 3$ К, соответствующая точке перехода в состояние вращающейся решетки. Более того, наблюдается достаточно резкий «фронт», что доказывает термодинамический характер этого перехода. Зависимость $C(T)$ четко делится на три стадии: при температуре $T = 3$ К начинается рост теплоемкости, соответствующий T_{m_1} (рис. 2а); затем, после этого слабо выраженного максимума, наблюдается резкий скачок при $T = 5$ К и, наконец, переходит окончательный переход в состояние вихревой жидкости, соответствующее резкому пику при $T = T_{m_2} = 7.5$ К. Расчет теплоемкости при сильном пиннинге дает два отчетливых пика на зависимости $C(T)$, соответствующих температурам $T_{m_1} = 2.5$ К и $T_{m_2} = 73$ К, что полностью соответствует указанным ранее различиям режимов слабого и сильного пиннинга.

4.2. Зависимость температуры плавления от величины потенциала дефектов

Итак, мы уже рассмотрели два предельных случая сильного и слабого пиннинга. Для анализа зависимости температуры фазового перехода от вели-

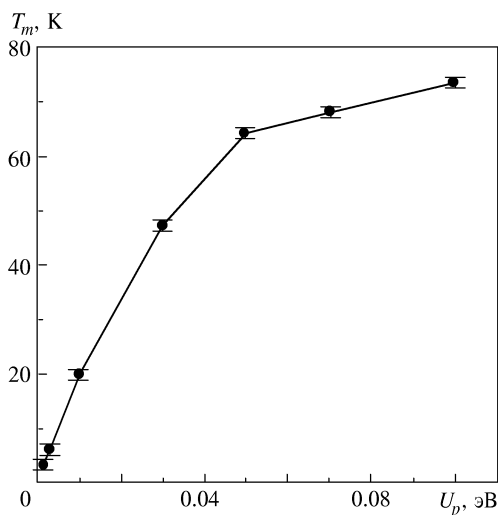


Рис. 3. Зависимость температуры плавления от величины потенциала дефектов

чины дефектов нами была рассчитана температурная зависимость теплоемкости системы для различных значений потенциала дефектов. По особенностям на зависимости $C(T)$ можно точно определить температуру перехода, при которой вихревая решетка, разделенная на островки, закрепленные на дефектах, переходит в фазу вихревой жидкости. Это и есть температура T_m (или T_{m2} по уже применявшейся терминологии).

Определив T_m , мы получили зависимость температуры перехода от потенциала дефектов (рис. 3). Видно, что при увеличении потенциала дефектов происходит монотонный рост температуры плавления. Полученные результаты могут быть интерпретированы с помощью простой физической картины процессов, которые происходят с вихревой решеткой в ВТСП в присутствии дефектов. Пусть имеется вихревая решетка при некотором потенциале дефектов. В ней конкурируют три взаимодействия: взаимодействие вихрей друг с другом, которое определяет жесткость решетки; тепловые флуктуации и взаимодействие вихрей с дефектами. При низкой температуре решетка сохраняет свою структуру. Вихрь, закрепившийся в потенциальной яме дефектов, с большой вероятностью локализуется на ней. При увеличении температуры решетка начинает терять свою жесткость сначала вдали от дефектов. Вихрь, закрепленный на дефектах, удерживает вблизи себя островок когерентной области решетки вихрей (фаза вращающейся решетки [13]). Вдали от него решетка начинает разрушаться. При дальнейшем увеличении температуры возрастают тепловые флуктуации и размер «удерживаемой» области уменьша-

ется. По этой причине возрастает вероятность того, что вихрь (вместе с удерживаемой когерентной областью) покинет потенциальную яму. И, наконец, при еще больших температурах островки разрушаются, вихри отрываются от дефектов, и наступает полный расплав вихревой системы. Понятно, что в области больших значений потенциалов дефектов дефект будет при более высокой температуре удерживать около себя вихри, что и объясняет повышение T_m при увеличении глубины потенциальной ямы дефектов в сложной картине фазы вращающейся решетки. Отдельный вопрос — почему наблюдается более медленный рост T_m вблизи критической области (рис. 3). Мы полагаем, что это объясняется просто температурной зависимостью глубины потенциальной ямы дефектов, заложенной в выражении (3). Более того, расчеты показывают, что перенормировка глубины потенциальной ямы с учетом температуры «выпрямляет» зависимость $T_m(U_p)$.

Следует особо отметить, что эксперименты неоднократно показывали существование некоторой промежуточной фазы, исследуемой в нашей модели, с динамикой, отличной от треугольной решетки и вихревой жидкости. Например, в экспериментальной работе [25] на кристаллах $TmBa_2Cu_3O_{6.9}$ было получено скейлинговое поведение нормированной скорости релаксации экранирующих токов:

$$\frac{S}{T} = f_s \frac{H}{H_{max}},$$

где

$$S = \frac{d \lg M_{irr}}{d \lg v}, \quad v = \frac{dH}{dt},$$

M_{irr} — ширина гистерезиса, v — скорость развертки магнитного поля. На зависимости S/T от H/H_{max} четко выделялись три области с различной динамикой магнитного потока. Первая область, по мнению авторов работы [25], согласовывалась качественно с эластичной теорией коллективного крипа для случая малых вихревых связей, вторая связывалась авторами с возникновением пластических деформаций в вихревой решетке, а третья соответствовала возникновению вихревой жидкости.

Экспериментальное доказательство наличия промежуточной фазы на фазовой диаграмме висмутовых ВТСП приведено в [26], где сказано, что твердая фаза под линией плавления «очевидно, подразделена на две фазы». В первой фазе (I) вихри неподвижны, во второй (II) начинают двигаться, и при последующем повышении температуры происходит переход в вихревую жидкость. Фазу I авторы определили как «слаборазупорядоченное брегговское стекло», а фазу II — как «сильноразупорядоченное джозефсоновское стекло». Влияние точечно-

го пиннинга на систему вихрей и образование обратной линии на фазовой диаграмме качественно было исследовано в [27]. Автор этой работы показал, что в двумерном случае точечный пиннинг оказывает влияние на вихревую жидкость в определенной области под линией плавления. В нашем случае эта область отвечает фазе вращающейся решетки (ориентационного плавления) — фазе II.

В работах по экспериментальному наблюдению теплоемкости вихревой системы также были четко видны пики на зависимостях теплоемкости монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ от температуры, соответствующие переходу в вихревую жидкость [28, 29]. Вопрос о роде перехода остается открытым. Однако, зная, что в эксперименте в сочетании с пиком в теплоемкости наблюдается скачок в намагниченности системы, можно только предположить, что это — термодинамический переход первого рода [28, 29].

4.3. Вольт-амперные характеристики вихревой системы

Вольт-амперные характеристики для систем, содержащих от 1 до 100 дефектов, рассчитывались при температурах 10, 20, 30 К и т. д. (до 83 К). Вблизи критической температуры характеристики рассчитывались с интервалом в 1 К вплоть до критической области. Типичные ВАХ представлены на рис. 4 для $T = 20$ К и различной концентрации дефектов.

Эти данные были сопоставлены с экспериментальными ВАХ (при малых токах) для пленок $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, облученных высокоэнергетичными ионами [30]. Именно из сопоставления экспериментальных и теоретических ВАХ удается определить реальную шкалу напряженности электрического поля (т. е. величину E_p). Так, в нашем случае мы имеем $E_p = 5 \cdot 10^{-2}$ В/м, что действительно соответствует реально наблюдаемым значениям. Более того, зная магнитное поле, можно оценить время τ релаксации вихрей. В наших расчетах оно равно $\tau \simeq 10^{-12}$ с, что также вполне соответствует физическим оценкам [1].

И еще одно совпадение. По нашим оценкам характерные величины критических токов, полученных в результате расчета, отличаются от реальных токов в ВТСП примерно в пять раз. Но именно этот численный множитель отражает примерную долю сверхпроводящих слоев (толщиной 2.7 Å) в общем объеме элементарной ячейки соединения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$!

Проанализируем расчетные данные. Так, заметно, что при возрастании концентрации дефектов ВАХ выпрямляется, все более демонстрируя про-

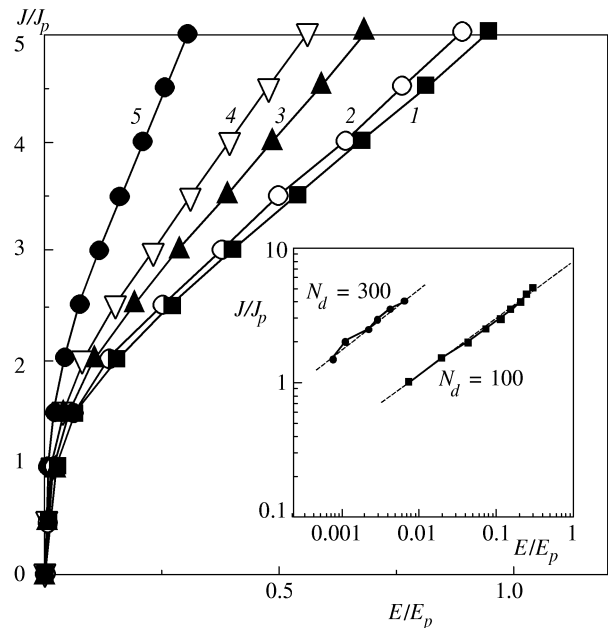


Рис. 4. Типичные ВАХ для $T = 20$ К при различном числе дефектов N_d : 1 — 1; 2 — 10; 3 — 40; 4 — 60; 5 — 100. На вставке — ВАХ при $N_d = 100$ и $N_d = 300$ в двойном логарифмическом масштабе

стое омическое поведение системы. Это имеет место также и при приближении температуры к критической (см. далее рис. 5). Анализ начальной части ВАХ (при малых токах) приводит к следующему результату: ВАХ в двойном логарифмическом масштабе по току и напряжению (см. вставку на рис. 4) строго линейна, что подтверждает наличие в этом режиме крипа магнитного потока.

На рис. 5 приведены ВАХ системы при фиксированной концентрации дефектов, но при различных температурах.

Наши расчетные данные по движению вихревой системы в поле дефектов в присутствии тока демонстрируют различное поведение ВАХ в зависимости от фазового состояния системы. Так, на рис. 5 мы видим две группы зависимостей, условно разделенных температурной границей $T_{m2} \simeq 70$ К. Визуальный анализ плотности распределения вихрей (аналогично рис. 2) показывает, что при $T < T_{m2}$ реализуется вращающаяся решетка, а при $T > T_{m2}$ — вихревое стекло. В фазе вращающейся решетки ВАХ слабо меняются при увеличении температуры, что объясняется все еще сильным взаимодействием с центрами пиннинга. Напротив, при $T > T_{m2}$ мы видим сильное влияние температуры (практически эквидистантное увеличение напряжения при возрастании температуры всего лишь на два градуса) вплоть до критической области. Таким образом, наблюдае-

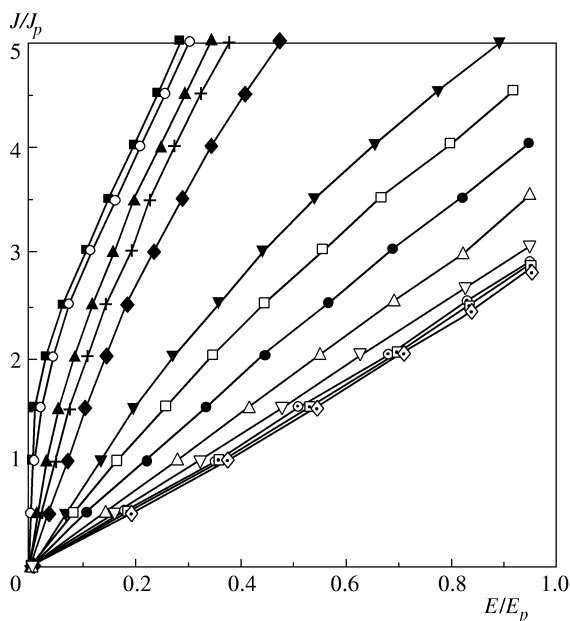


Рис. 5. ВАХ при $N_d = 100$ и различных температурах (в градусах Кельвина): $T = 10$ (■), 20 (○), 40 (▲), 50 (+), 60 (◆), 70 (▼), 72 (□), 74 (●), 76 (△), 78 (∇), 80 (⊙), 82 (□), 83 (◇)

мые различия температурного поведения ВАХ реального ВТСП можно объяснить разными фазовыми состояниями вихревой системы, описанными в п. 4.1.

Нами были рассчитаны ВАХ соединений не только с точечными дефектами, имеющими одинаковые потенциалы, но также и с дефектами, имеющими разные потенциалы. Потенциал выбирался в интервале от 20 до 50 мэВ. Для таких дефектов качественный вид ВАХ не изменялся. В этом случае были получены еще две важных зависимости: критического тока от температуры и дифференциального сопротивления $\rho = \partial E / \partial J$ от температуры. При этом критический ток J_c выбирался так же, как он выбирается в эксперименте — по заданному порогу напряжения (в нашем случае $E/E_p = 0.1$). Зависимость $J_c(T)$ представлена на рис. 6. Виден излом зависимости, который соответствует переходу из фазы вращающейся решетки в фазу вихревой жидкости. Зависимость $\rho(T)$, показанную на рис. 7, полезно проанализировать исходя из результатов известных работ [31, 32], в которых рассматривался пиннинг вихревой жидкости в ВТСП. Было аналитически показано, что в вихревой жидкости в ВТСП существуют две температурные области с разными зависимостями сопротивления от температуры. При высоких температурах сопротивление равно некоторому ρ_{flow} , которое характерно для режима течения потока (flux flow). С понижением температу-

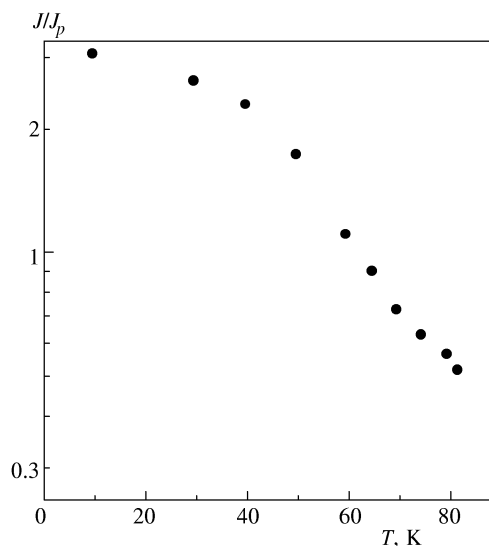


Рис. 6. Зависимость критического тока от температуры — случай точечных дефектов, $N_d = 100$

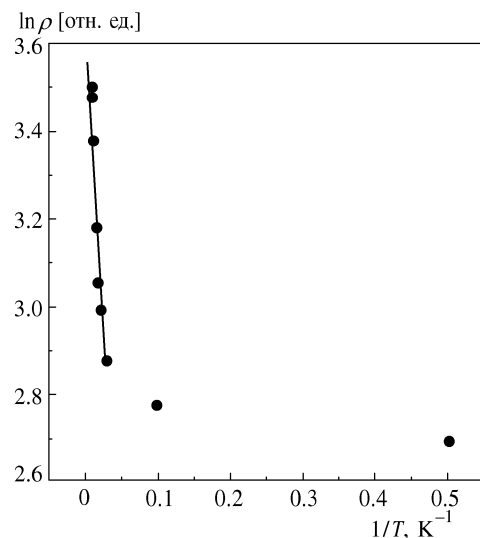


Рис. 7. Зависимость сопротивления от температуры

ры происходит переход в частично запиннигованный режим термоактивированного течения потока с линейным сопротивлением, много меньшим ρ_{flow} и экспоненциально убывающим с температурой. Оказалось, что сопротивление, рассчитанное нами из ВАХ, подчиняется экспоненциальному закону при температуре выше температуры плавления вихревой решетки, что продемонстрировано на рис. 7, причем наклон прямой на этом рисунке пропорционален энергии активации вихревой системы. Поэтому можно говорить о том, что построенные зависимости качественно согласуются с теорией термоактивированного течения магнитного потока [31, 32].

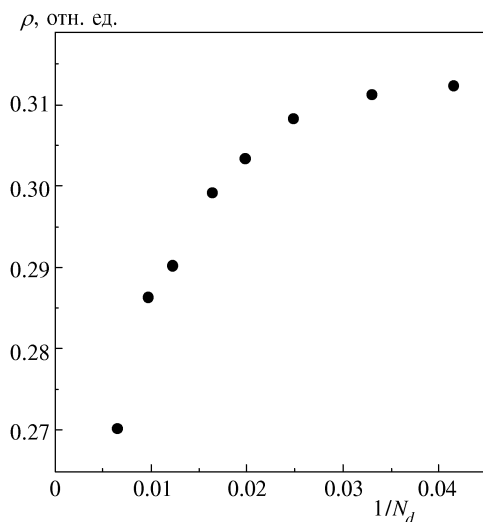


Рис. 8. Зависимость сопротивления от числа дефектов

В работах [31, 32] также рассматривалось влияние на ρ степени беспорядка γ и было сделано утверждение, что в области термоактивированного течения потока сопротивление убывает с ростом γ по закону $\rho \propto \gamma^{-1}$. Мы попытались построить эту зависимость, принимая за степень беспорядка концентрацию дефектов N_d . На рис. 8 показана зависимость $\rho(N_d^{-1})$. Видно, что качественно сопротивление с ростом концентрации дефектов падает, но нелинейно. Последнее, по-видимому, отражает тот факт, что степень беспорядка не связана линейным соотношением с концентрацией дефектов.

В заключение этого раздела рассмотрим влияние формы и размеров дефектов на ВАХ и критический ток нашей вихревой системы, моделируя различные технологические и природные дефекты в реальных проводниках. Любые дефекты, отличные от точечных, можно представить в виде набора определенного числа точечных дефектов. Возникает вопрос: как влияют на ВАХ точечные дефекты, произвольно распределенные по системе и собранные в скопления в виде, например, квадратов или линий?

Для этого введем в систему 90 точечных дефектов тремя разными способами:

- 1) девяносто случайным образом распределенных точечных дефектов с одинаковыми потенциалами (которые могут имитировать вакансии и междоузлия);
- 2) десять квадратных дефектов, состоящих из девяти точечных (что соответствует порам или кластерам);
- 3) десять линейных дефектов, состоящих из де-

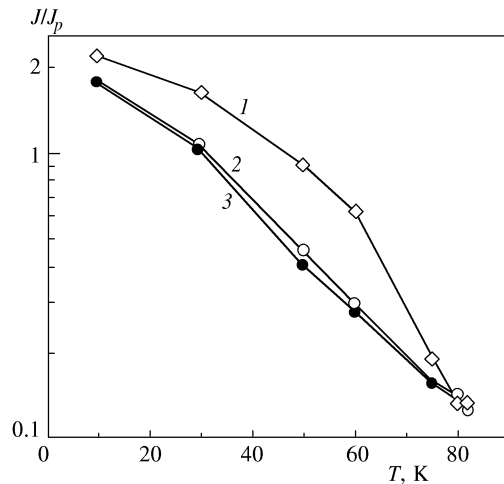


Рис. 9. Зависимости критического тока от температуры для различных дефектов 1 — 90 точечных; 2 — 10 линейных; 3 — 10 квадратных

вяти точечных (дислокации или границы двойников).

Таким образом, мы имеем одинаковую плотность точечных дефектов, 90, но с числом макродефектов во втором и третьем случае 10. Также для сравнения одинакового числа макродефектов и точечных дефектов добавим в рассмотрение четвертый случай — 10 точечных дефектов.

Для каждой ситуации были построены ВАХ при разных температурах, откуда были получены четыре зависимости критического тока от температуры, показанные на рис. 9.

Проследим, как меняется эффективность дефектов при изменении температуры. При низкой температуре различия в квадратных и линейных дефектах практически нет, а точечные дефекты дают критический ток больше приблизительно на 20%. В диапазоне температур 20–60 К эффективность точечных дефектов резко увеличивается, что выражается в превышении критического тока системы с точечными дефектами почти в два раза для квадратных и линейных дефектов. Одновременно появляется различие в эффективности линейных и квадратных дефектов. Наконец, в районе критической температуры эффективность всех дефектов падает, и различие в типе дефектов полностью пропадает.

Полученный результат можно понять исходя из рассмотренных ранее фазовых состояний вихревой системы. Действительно, при низких температурах вихревая система близка к состоянию вихревого кристалла, коллективный пиннинг эффективен, и поэтому число и тип дефектов не играют существенной роли. Напротив, при высоких температурах ви-

хревая система расплавлена, пиннинг носит индивидуальный характер, и тип дефектов снова не является определяющим. И только в промежуточной области, соответствующей фазе вращающейся решетки, различия в типах дефектов проявляются самым заметным образом. Точечные дефекты, произвольно распределенные по системе, образуют центры островков вращающейся решетки, в целом удерживая максимально возможное число вихрей. Это приводит к стабилизации всей решетки. В случаях квадратных и линейных дефектов общее число удерживаемых вихрей меньше, так как возможные центры вращения локализованы в макродефекты. Отметим, что именно такая картина наблюдается нами при расчете визуального распределения вихрей при различных температурах для различных дефектов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обобщим основные результаты работы. Мы исследовали фазовый переход треугольная решетка—вихревая жидкость в двумерной вихревой системе, моделирующей сверхпроводящие слои в ВТСП. В присутствии пиннинга система проходит через промежуточную фазу вращающейся решетки, существование которой можно объяснить конкуренцией двух процессов на фоне возрастающей термической подвижности вихрей: большая жесткость треугольной решетки конкурирует с достаточно сильным взаимодействием с центрами пиннинга, стремящимся зафиксировать вихрь с его окружением, что приводит к расколу решетки на островки вокруг дефектов. Именно в слоистых ВТСП, обладающих меньшей жесткостью решетки из-за слабой связи сверхпроводящих слоев между собой, сила пиннинга конкурирует с упругими свойствами вихревой структуры, расширяя область фазы вращающейся решетки до диапазона $T \simeq T_c$. В традиционных сверхпроводниках большая жесткость объемной абрикосовской решетки ослабляется только вблизи T_c [33], так что температурный диапазон упомянутого фазового состояния гораздо уже. То что температура перехода в фазу вращения мала (2–3 К), означает, что реальные и, следовательно, дефектные ВТСП в смешанном состоянии практически сразу находятся в этом состоянии. Это приводит к существенному уширению ВАХ даже в слабых магнитных полях. Возможно, этим объясняется иногда наблюдаемое в тонких пленках традиционных сверхпроводников отсутствие абрикосовской решетки, тестируемое по уширению ВАХ [33].

Потенциал дефектов сильно влияет на температуру перехода между фазами вращающейся решетки и вихревой жидкости. При увеличении глуби-

ны потенциальной ямы дефекта растет температура этого перехода и расширяется температурный диапазон, где реализуется промежуточная фаза вращающейся решетки.

Проведенные расчеты ВАХ и зависимостей критического тока от температуры для различных типов дефектов показали определяющее влияние фазового состояния вихревой системы на ее транспортные свойства. Именно в фазе вращающейся решетки наблюдаются различия в эффективности точечных, квадратных и линейных дефектов, которые пропадают при расплаве вихревой решетки.

На основании расчета сопротивления от температуры показано также наличие режима термически активированного течения потока.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственной научно-технической программы «Актуальные направления в физике конденсированного состояния» (подпрограмма «Сверхпроводимость», проекты № 96026, № 99011) и Федеральной целевой программы «Интеграция» (проекты № А-0133, № А-0099).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. М. Е. Грачева, М. В. Катаргин, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, *ФНТ* **23**, 1151 (1997).
3. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* **32**, 1442 (1957).
4. J. W. Schneider, S. Schafroth, and P. F. Meier, *Phys. Rev. B* **52**, 3790 (1995).
5. S. Ruy, S. Doniach, G. Deutscher, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 710 (1992).
6. K. Yates, D. J. Newman, and P. A. J. de Groot, *Physica C* **241**, 111 (1995).
7. C. Reichardt, J. Groth, C. J. Olson et al., *Phys. Rev. B* **54**, 16108 (1996).
8. D. Ertas and D. R. Nelson, *Physica C* **272**, 79 (1996).
9. S. Ryu, M. Hellerqvist, S. Doniach, A. Kapitulnik, and D. Stroud, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5114 (1996).
10. R. E. Hetzel, A. Sudbo, and D. A. Huse, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 518 (1992).
11. K. Yates, D. J. Newman, and P. A. J. de Groot, *Rhys. Rev. B* **52**, R13149 (1995).
12. R. Sasik and D. Stroud, *Phys. Rev. B* **52**, 3696 (1995).

13. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, Письма в ЖЭТФ **66**, 269 (1997).
14. M. E. Gracheva, V. A. Kashurnikov, and I. A. Rudnev, Phys. Low-Dim. Struct. **8/9**, 125 (1997).
15. M. E. Gracheva, V. A. Kashurnikov, and I. A. Rudnev, Phys. Low-Dim. Struct. **9/10**, 193 (1998).
16. E. Bonabeau and P. Lederer, Phys. Rev. Lett. **77**, 5122 (1996).
17. R. Sugano, T. Onogi, and Y. Murayama, Physica C **263**, 17 (1996).
18. K. Moon, R. T. Scalettar, and G. T. Zimanyi, Phys. Rev. Lett. **77**, 2778 (1996).
19. A. N. Lykov, C. Attanasio, L. Maritato, and S. L. Prischepa, Supercond. Sci. Technol. **10**, 119 (1997).
20. B. Khaykovich, M. Konczykowski, E. Zeldov, R. A. Doyle, D. Majer, P. H. Kes, and T. W. Li, Phys. Rev. B **56**, R517 (1997).
21. C. Goupil, A. Ruyter, V. Hardy, and Ch. Simon, Physica C **278**, 23 (1997).
22. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, ФНТ **25**, 148 (1999).
23. К. Биндер, Д. В. Хеерман, *Моделирование методом Монте-Карло в статистической физике*, Наука, Москва (1995).
24. Ю. Е. Лозовик, Е. А. Ракоч, Письма в ЖЭТФ **65**, 268 (1997).
25. G. K. Perkins, L. F. Cohen, A. A. Zhukov, and A. D. Caplin, Phys. Rev. B **55**, 8110 (1997).
26. D. T. Fuchs, E. Zeldov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Rappaport, and H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **80**, 4971 (1998).
27. D. R. Nelson, Physica C **263**, 12 (1996).
28. A. Schilling, R. A. Fisher, N. E. Phillips, U. Welp, W. K. Kwok, and G. W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **78**, 4833 (1997).
29. M. Roulin, A. Junod, A. Erb, and E. Walker, Phys. Rev. Lett. **80**, 1722 (1998).
30. В. Ф. Елесин, И. А. Есин, И. А. Руднев, Б. Л. Кривц, Е. П. Лимитовский, СФХТ **6**, 807 (1993).
31. V. M. Vinokur, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, Phys. Rev. Lett. **65**, 259 (1990).
32. В. М. Винокур, В. Б. Гешкенбейн, А. И. Ларкин, М. В. Фейгельман, ЖЭТФ **100**, 1104 (1991).
33. A. V. Nikulov, D. Yu. Remisov, and V. A. Oboznov, Phys. Rev. Lett. **75**, 2586 (1995).