

# Инверсная кристаллизация системы вихрей Абрикосова при периодическом пиннинге

М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников<sup>1)</sup>

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 июля 2002 г.

После переработки 17 июля 2002 г.

Рассмотрена система вихрей в квазидвумерной ВТСП пластине в случае периодического пиннинга. Методом Монте-Карло рассчитаны кривые намагниченности при различных значениях внешнего магнитного поля и различных температурах. Показано, что в случае периодического пиннинга возможна кристаллизация системы вихрей при повышении температуры.

PACS: 74.60.–w, 74.76.Bz, 74.80.Dm

Физика вихревого состояния демонстрирует чрезвычайное разнообразие фазовых превращений [1]. Природа различных фазовых состояний вихревой системы и переходы между ними являются предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Установлено, что при низких температурах система вихрей выстраивается в треугольную решетку. Температурные флуктуации могут приводить к разрушению вихревого кристалла в ВТСП и система переходит в фазу вихревой жидкости. Значительное влияние на фазовую диаграмму ВТСП оказывают дефекты и примеси. Зачастую с дефектами связаны новые фазовые состояния вихревой системы. Как было показано в работах [2, 3], введение даже небольшого числа дефектов приводит к возникновению новой фазы – фазы ориентационно-плавления вихревой решетки.

В последнее время наблюдаются существенные продвижения в технике искусственного создания дефектов (см., например, [4]). Современные технологии позволяют создавать центры пиннинга с заранее заданными параметрами. Искусственное создание центров пиннинга позволяет изучать влияние дефектов на фазовую диаграмму ВТСП при полном контроле параметров дефектной структуры. Особый интерес проявляется в последнее время к проблеме периодического пиннинга. Наличие решетки центров пиннинга приводит к возникновению эффектов соответствия между числом вихрей и числом дефектов, которые являются причиной формирования упорядоченных конфигураций системы вихрей, существенно отличающихся от привычной треугольной решетки [5]. В свою очередь, как показывают эксперименты, упорядоченность системы вихрей приводит

к особенностям в кривых намагниченности  $M(H)$  и зависимостях от магнитного поля критического тока и электросопротивления [4, 5].

В настоящей работе мы представляем новые результаты Монте-Карло моделирования системы вихрей в случае периодического пиннинга. Показано наличие на кривых намагниченности ряда особенностей, обусловленных влиянием периодической решетки центров пиннинга. Получены картины вихревого распределения, соответствующие различным точкам на кривой  $M(H)$ .

Нами обнаружен эффект упорядочения вихревой системы с периодическим пиннингом при повышении температуры – эффект инверсной кристаллизации. Такое необычное поведение чрезвычайно редко встречается в природе. Инверсная кристаллизация наблюдалась в некоторых магнитных материалах [6], а также в системах полимеров [7]. Недавно авторы [8] обнаружили инверсную кристаллизацию системы вихрей в случае хаотического пиннинга. Инверсная кристаллизация системы вихрей в случае периодического пиннинга предсказывается нами и имеет принципиально иную физическую природу, чем в случае хаотического пиннинга.

Мы рассматриваем трехмерный объемный образец слоистого в плоскости  $x - y$  ВТСП. Образец имеет конечную толщину в направлении  $x$  и бесконечные размеры в направлении  $y$  и  $z$ . Он помещен в магнитное поле, параллельное оси  $z$ , что исключает эффекты размагничивания. Предполагая слабое взаимодействие между слоями в ВТСП, для расчетов будем рассматривать только квази-двумерную  $x - y$  пластину толщиной  $d$ , которая будет моделировать сверхпроводящий слой, то есть по оси  $z$  мы “вырезаем” слой толщиной  $d$ , который будем в дальнейшем рассматривать. Границы образца в направлении  $x$  будут яв-

<sup>1)</sup>e-mail: kash@cityline.ru

латься источниками вихрей и на расстоянии глубины проникновения будут протекать мейсснеровские токи. Термодинамический потенциал Гиббса системы вихрей в такой пластине будет иметь следующий вид:

$$G = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U(r_{ij}) + \sum_i U_p(r_i) + \sum_i U_m(r_i) + U_{self} + U_{surf}. \quad (1)$$

В термодинамическом потенциале учитываются энергия парного взаимодействия вихрей  $U(r_{ij})$ , энергия взаимодействия вихрей с центрами пиннинга  $U_p(r_i)$ , энергия взаимодействия вихрей с мейсснеровскими токами  $U_m(r_i)$ , а также собственная энергия системы вихрей  $U_{self}$  и энергия взаимодействия системы вихрей с поверхностью сверхпроводника  $U_{surf}$  (см. модель [9]).

Для расчета был развит метод, базирующийся на алгоритме Монте-Карло для большого канонического ансамбля. Метод позволяет получить равновесное распределение вихревой плотности при заданных внешних параметрах (магнитное поле  $H$ , температура  $T$ , распределение и тип центров пиннинга) и, используя полученное распределение, вычислить намагниченность  $M$ , индукцию  $B$ . Таким образом, метод позволяет получить как интегральные характеристики сверхпроводника, так и визуальные картины распределения магнитного потока. Данный подход имеет ряд принципиальных отличий по сравнению с известными расчетами, а именно: максимально корректный учет влияния границы пластины, широкий диапазон рабочих температур  $0 < T < T_c$ , возможность учета любого распределения любых типов дефектов. Подробно методика расчета и модель изложены в работах [9, 10].

Для моделирования взяты параметры 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 [11]. Глубина центров пиннинга выбиралась достаточно большой для того, чтобы исключить процесс температурного депиннинга. Расчеты проводились для пластин размером  $5 \times 2.25$  мкм в диапазоне изменений внешнего поля  $0 \leq H \leq 0.1$  Тл. Максимальный диапазон изменения внешнего поля  $H$  ограничен только мощностью вычислительной техники и, соответственно, временем счета.

Нами рассчитаны зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля при различных температурах в случае треугольной решетки точечных центров пиннинга с концентрацией  $n_d = 5.7$  мкм<sup>-2</sup>. Как видно из рис.1, при достаточно низких темпе-

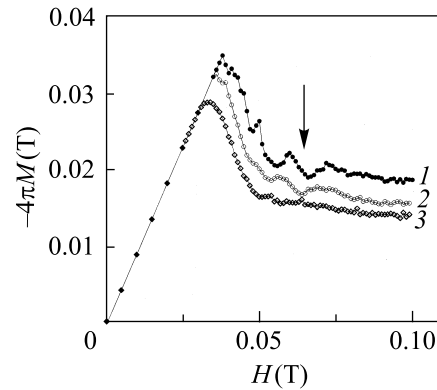


Рис.1. Кривые намагниченности в случае треугольной решетки точечных центров пиннинга с концентрацией  $n_d = 5.7$  мкм<sup>-2</sup> при различной температуре: 1 –  $T = 1$  К; 2 –  $T = 5$  К; 3 –  $T = 10$  К. Стрелка соответствует магнитному полю, при котором наблюдается инверсная кристаллизация вихревой системы

ратурах  $T = 1$  К,  $T = 5$  К на кривых наблюдается ряд ярких особенностей. Появление данных особенностей обусловлено эффектами соответствия между числом вихрей и числом дефектов. При определенных соотношениях между числом вихрей  $N_v$  и числом дефектов  $N_d$  возникают упорядоченные конфигурации системы вихрей. Так, например, ниже на рис.3б представлена треугольная вихревая решетка в случае, когда число вихрей в четыре раза превосходит число дефектов  $N_v/N_d = 4$ . Следует отметить, что вихревая решетка выстраивается не при любых целых значениях отношения  $N_v/N_d$ . Как было показано авторами [12] методом молекулярной динамики, упорядоченные конфигурации системы вихрей в случае треугольной решетки центров пиннинга возникают при следующих соотношениях между числом вихрей и числом дефектов:  $N_v/N_d = 1, 2, 3, 4, 7, 9, 12, 13, 16, 19, 21, 25, 28$ . В данной работе нами обнаружены особенности на кривых намагниченности при значениях  $N_v/N_d = 2, 3, 4$ . Особенности более высокого порядка лежат вне области нашего счета по величине магнитного поля.

При увеличении внешнего магнитного поля “жесткая” вихревая решетка препятствует проникновению в образец новых вихрей, при этом наблюдается возрастание намагниченности. При дальнейшем повышении внешнего магнитного поля становится возможен вход дополнительных вихрей, что приводит к разрушению упорядоченной вихревой структуры и убыванию намагниченности. Для последующих рассуждений важно отметить, что упорядоченные конфигурации наблюдаются не в точке

локального максимума намагниченности, а лежат в основании участка возрастания намагниченности.

При увеличении температуры поле перегрева мейсснеровского состояния уменьшается и кривые намагниченности идут ниже. Положение пиков смещается в область малых полей, а величина пиков уменьшается по мере роста температуры. При дальнейшем повышении температуры особенности исчезают. Анализ распределений вихревой плотности свидетельствует о том, что исчезновение пиков связано с плавлением вихревой решетки.

В силу того, что положение пиков изменяется при изменении температуры, возможна ситуация, когда область убывания при низкой температуре соответствует основанию пика при более высокой температуре (например, область убывания после пика 2 при  $T = 1$  К и основание пика при  $T = 5$  К на рис.1). Таким образом, при увеличении температуры существует возможность попасть из разупорядоченной конфигурации в упорядоченную. Ширина пиков на кривой намагничивания сильно зависит от глубины потенциальной ямы дефектов. Заметим, что возрастающий участок после минимумов идет почти под  $45^\circ$ , что говорит о почти “мейсснеровском” поведении, и точка срыва определяется первым вихрем, который прорвал блокаду из полей запинингованных ранее в правильную решетку вихрей. Чем больше сила пиннинга, тем больше будет величина поля срыва – некоего аналога поля перегрева мейсснеровского состояния. Поэтому, подбирая диапазон глубин дефектов, можно создать условия для эффекта.

Для того чтобы проверить это предположение, мы рассчитали конфигурации вихревой системы при фиксированном поле  $H = 0.062$  Тл и различных температурах. Были рассмотрены следующие ситуации: треугольная решетка точечных дефектов  $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ , хаотическое распределение точечных дефектов  $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ , чистый образец. Для того чтобы охарактеризовать степень упорядоченности системы, рассчитывался структурный фактор  $S_6$ :

$$S_6 = \sum_{i=1}^{N_v} \frac{1}{Z_i} \sum_{j=1}^{Z_j} e^{i6\theta_{ij}}. \quad (2)$$

Здесь  $Z_i$  – координационное число для  $i$ -го вихря,  $\theta_{ij}$  – угол между ближайшими соседями. На рис.2 представлены зависимости фактора  $S_6$  от температуры. В случае периодического расположения центров пиннинга в диапазоне  $T = 1 - 5.8$  К наблюдается увеличение фактора  $S_6$ , то есть происходит упорядочение системы вихрей при повышении темпера-

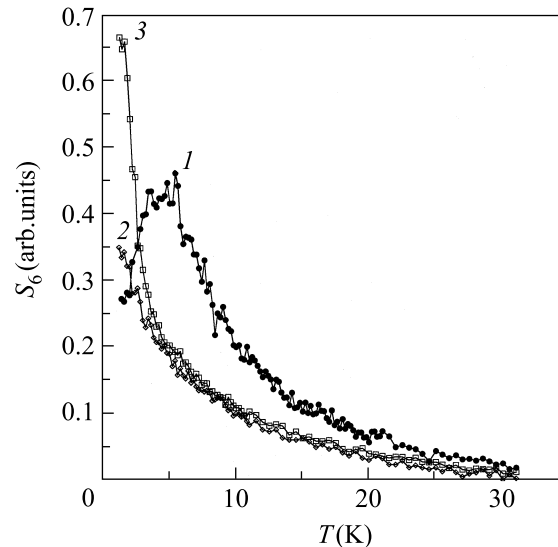


Рис.2. Зависимости структурного фактора  $S_6$  от температуры в случаях: 1 – треугольной решетки дефектов  $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ ; 2 – хаотического расположения дефектов  $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ ; 3 – чистого сверхпроводника

туры. При  $T = 1$  К (рис.3а), несмотря на низкую температуру вследствие того, что число вихрей некратно числу дефектов, вихревая система разупорядочена. По мере увеличения температуры в образец входят новые вихри, и возникает следующая измеримая устойчивая упорядоченная конфигурация (рис.3б), которая при дальнейшем увеличении температуры опять плавится (рис.3с). Таким образом, в случае периодического расположения дефектов возможна кристаллизация вихревой системы при *повышении* температуры. При этом наблюдаются особенности производной на температурной зависимости намагниченности, по которым можно фиксировать точки перекристаллизации. В случае хаотического распределения дефектов и в случае чистого образца при увеличении температуры наблюдается постепенное уменьшение структурных параметров во всем интервале температур (рис.2).

Следует отметить, что авторы [8] экспериментально наблюдали инверсную кристаллизацию системы вихрей при хаотическом пиннинге. В случае хаотического расположения дефектов упорядочение вихревой системы происходит вследствие того, что при повышении температуры уменьшается влияние пиннинга и взаимодействие вихрей приводит к выстраиванию треугольной вихревой решетки. Как было отмечено ранее, мы предполагали центры пиннинга достаточно глубокими, чтобы исключить явление температурного депиннинга. Поэтому в рассмотрен-

Рис.3. Распределения вихревой плотности при различной температуре и поле  $H = 0.062$  Тл в случае треугольной решетки дефектов  $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ : (а) –  $T = 1$  К; (б) –  $T = 5.2$  К; (с) –  $T = 30$  К

ном нами случае инверсная кристаллизация имеет принципиально другую физическую природу. Упорядочение системы при повышении температуры происходит из-за эффектов соответствия между числом вихрей и числом дефектов.

Мы представили результаты моделирования методом Монте-Карло системы вихрей в случае периодического пиннинга. Показано, что периодическое расположение дефектов приводит к возникновению особенностей различной природы на кривых намагниченности. Проанализировано поведение системы вихрей с периодическим пиннингом при изменении температуры. Показано, что в случае периодического пиннинга возможно упорядочение вихревой системы при повышении температуры, обусловленное входом новых вихрей и формированием устойчивой конфигурации.

Инверсная кристаллизация вихревой системы может быть визуально обнаружена на сверхпроводниках с периодическим расположением искусственных центров пиннинга при помощи магнитооптических методик либо с помощью техники сканирующей магнитометрии высокого разрешения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 00-02-17803), ФЦП “Интеграция” (проект # Б-0048), ГНТП “Актуальные направления в фи-

зике конденсированного состояния”, подпрограмма “Сверхпроводимость”.

1. E. H. Brandt, *Rev. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
2. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, Письма в *ЖЭТФ* **66**, 269 (1997).
3. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. Е. Грачева и др., *ЖЭТФ* **117**, 196 (2000); I. A. Rudnev, V. A. Kashurnikov, M. E. Gracheva et al., *Physica C* **332**, 383 (2000).
4. D. J. Morgan and J. B. Ketterson, *J. of Low Temp. Phys.* **122**, 37 (2001).
5. A. N. Grigorenko, G. D. Howells, S. J. Bending et al., *Phys. Rev.* **B63**, 052504 (2001).
6. Y. Yeshurun, M. B. Salamon, K. V. Rao et al., *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1366 (1980).
7. A. L. Greer, *Nature* **404**, 34 (2000).
8. N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov et al., *Nature* **411**, 451 (2001).
9. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. В. Зюбин, *ЖЭТФ* **121**, 442 (2002).
10. V. A. Kashurnikov, I. A. Rudnev, and M. V. Zubin, *Supercond. Sci. and Technol.* **14**, 695 (2001).
11. S. L. Lee, P. Zimmermann, H. Keller et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3862 (1993).
12. C. Reichhardt, C. J. Olson, and Franco Nori, *Phys. Rev.* **B57**, 7937 (1997).