

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПЛАВЛЕНИЯ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ В ВТСП ПРИ НАЛИЧИИ ЦЕНТРОВ ПИННИНГА

М.Е.Грачева, В.А.Кашурников¹⁾, И.А.Руднев

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

Поступила в редакцию 4 июля 1997 г.

После переработки 18 июля 1997 г.

Изучался фазовый переход "треугольная решетка – вихревая жидкость" в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках в присутствии центров пиннинга. Методом Монте-Карло была рассчитана двумерная система вихрей, моделирующая сверхпроводящие слои в шубниковской фазе ВТСП. Обнаружено, что в присутствии дефектов плавление вихревой решетки происходит в две стадии: сначала при низкой температуре ($\approx 3\text{К}$) идеальная треугольная решетка переходит в островки, сцепленные с центрами пиннинга и вращающиеся вокруг них; затем, при более высокой температуре ($\approx 8\text{К}$ для $T_c = 84\text{К}$), границы "островков" размываются и система переходит в вихревую жидкость. При увеличении силы пиннинга температуры обоих фазовых переходов смещаются: температура точки "треугольная решетка – вращающаяся решетка" незначительно уменьшается (до $\approx 2\text{К}$), а температура фазового перехода "вращающаяся решетка – вихревая жидкость" существенно возрастает ($\approx 70\text{К}$).

PACS: 02.50.+s, 74.60.Ge

В последнее время значительное внимание уделяется исследованиям динамики фазовых превращений в вихревой решетке ВТСП [1]. Особенно важны для практического использования сверхпроводящих материалов вопросы взаимодействия вихревых структур как с естественными, так и с искусственными центрами пиннинга [2–8].

В данной работе мы рассмотрим двумерную вихревую решетку, моделирующую сверхпроводящий слой ВТСП в предположении слабой связи вихревых нитей в направлении, перпендикулярном плоскости $a - b$ и при наличии центров пиннинга с концентрацией, много меньшей концентрации вихревых нитей. Будет показано, что плавление вихревой решетки происходит в две стадии: сначала из идеальной треугольной решетки образуются "островки", закрученные вокруг центров пиннинга и слабо связанные между собой; затем при дальнейшем повышении температуры "островки" треугольной решетки также плавятся и происходит переход в жидкую вихревую фазу.

Заметим, что похожие на рассчитанные нами картины вихревой плотности с "обтеканием" центров пиннинга получались в работе [2], где исследовалось проникновение вихрей через границу сверхпроводника. Также вопросы "ориентационного" плавления изучались недавно в работе [9].

Рассмотрим систему плоских абрикосовских вихрей, расположенных на периодической квадратной решетке. Дискретность пространственной сетки выбиралась такой, чтобы ее период был много меньше периода идеальной треугольной вихревой решетки.

¹⁾ e-mail: kash@supercon.mephi.ru

В пренебрежении взаимодействием вихрей с внешним полем имеем следующий эффективный гамильтониан [8]:

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

где

$$H(\tau_i, \tau_j) = U_0(T) K_0 \left(\frac{|\tau_i - \tau_j|}{\lambda(T)} \right), \quad U_0(T) = \frac{\Phi_0^2 d}{2\pi \lambda^2(T) \mu_0}.$$

Здесь $U_p(\tau_i, T)$ – энергия взаимодействия вихря с точечным дефектом на узле i , n_i – числа заполнения вихрей (0 или 1) на i -ом узле пространственной сетки с полным числом узлов N ; $\Phi_0 = hc/2e$ – квант потока; K_0 – функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента; d – толщина сверхпроводящего слоя; $\lambda(T) = \lambda(0)/\sqrt{1 - (T/T_c)^{3.3}}$ – глубина проникновения; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/М.

Для конкретного расчета выбираем параметры, близкие к характеристикам высокотемпературного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$: $d = 2.7\text{\AA}$; $\lambda(T = 0) = 1800\text{\AA}$; $T_c = 84\text{ K}$ [10].

Положим внешнее поле $B = 0.1\text{ Тл}$, что соответствует реальному масштабу индукции поля, при котором в висмутовых ВТСП наблюдают плавление вихревой решетки [10–11].

Основные расчеты проводились на квадратной пространственной сетке 200×200 с периодическими граничными условиями стандартным методом Монте-Карло посредством алгоритма Метрополиса.

Число вихревых нитей, пронизывающих плоскость 200×200 , $N_v = 150$. Реальная концентрация вихрей, соответствующая данному полю B , воспроизводилась изменением цены деления пространственной ячейки так, чтобы период треугольной решетки вихрей a_v удовлетворял следующему соотношению:

$$a_v^2 = 2\Phi_0/\sqrt{3}B. \quad (2)$$

Энергия взаимодействия с центром пиннинга в точке τ_i выбиралась в виде

$$U_p(\tau, T) = -[U_0(T)/8]\delta_{\tau, \tau_i}, \quad (3)$$

что соответствует $U_p(\tau = \tau_i, T = 2\text{ K}) = -3.5\text{ мэВ}$.

Выбранные значения глубины потенциальной ямы для центра пиннинга близки к реально наблюдаемым в ВТСП [1,8]. Также моделировался более сильный пиннинг ($U_p(\tau, T)$ по модулю в 30 раз больше).

На рис. 1 и 2 представлено распределение плотности вихрей, полученное путем суммирования мгновенных состояний вихревой решетки (мгновенной плотности вихрей) через каждые 100 шагов Монте-Карло (МК). Обычно проводилось 10^4 МК-шагов для термализации системы и 10^4 МК-шагов для расчета (то есть в статистику заносились данные по $10^4/100$ состояний системы).

В решетку вводилось несколько (обычно пять) случайно распределенных центров пиннинга, что вполне соответствует реальной концентрации дефектов при полях $B = 0.1\text{ Тл}$ относительно концентрации вихрей.

На рис. 1а ($T = 1\text{ K}$) воспроизведена практически идеальная треугольная решетка. Как видно, не все дефекты заняты вихрями, что свидетельствует о

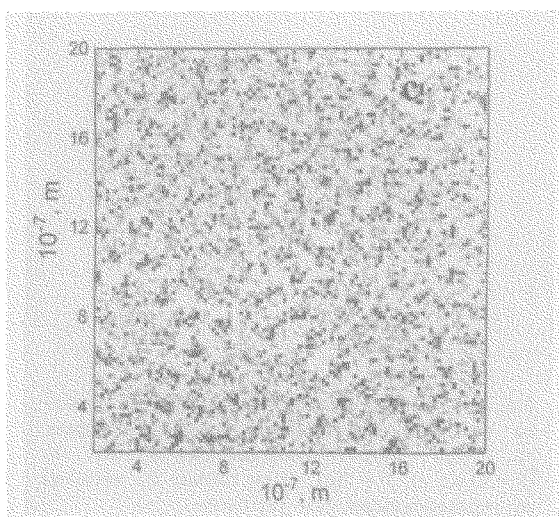
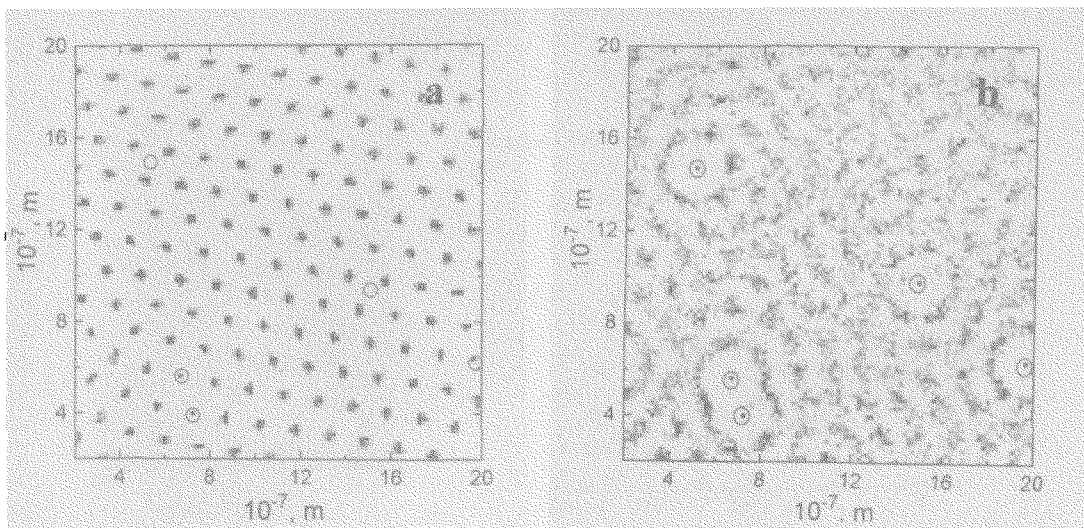


Рис.1. Динамика плавления вихревой решетки при слабом пиннинге, кружки – дефекты ($U_p(T = 2\text{K}) = -3.52\text{мэВ}$): а) $T = 1\text{K}$; б) $T = 5\text{K}$; в) $T = 35\text{K}$

жесткости решетки [1] при таких температурах. Дефекты были бы заняты вихрями при идеальном соответствии расположения дефектов центрам треугольной решетки. При температуре 3K уже все дефекты заняты вихрями, которые жестко удерживают решетку вокруг себя. Из-за нерегулярности расположения дефектов последние как бы растаскивают куски решетки, ломая ее вдаль (пока еще) от себя. Границы между возникшими когерентными областями расплавлены, и решетка уже теряет жесткость.

При дальнейшем увеличении температуры (до 5K – рис.1б) видно, что удерживаемые около дефектов "островки" треугольной решетки, обладающие подвижностью относительно дефекта как оси вращения, как бы проворачиваются, размывая 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 запиннингованный вихрь не дает остальным подойти ближе. В этом новом

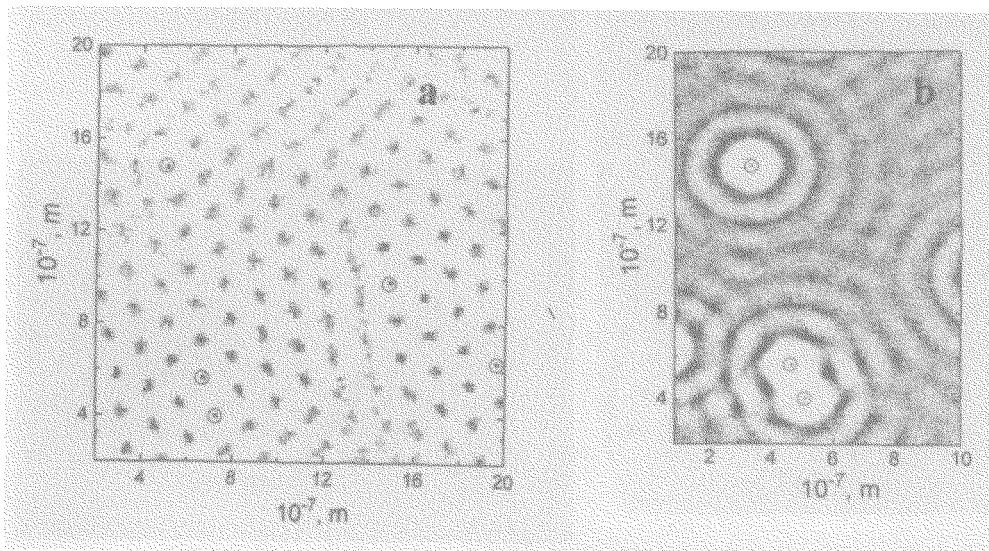


Рис.2. Динамика плавления вихревой решетки при сильном пиннинге, кружки – дефекты ($U_p(T = 2\text{K}) = -0.115\text{эВ}$): а) $T = 2\text{K}$; б) $T = 15\text{K}$; в) $T = 70\text{K}$. Для случая б) масштаб по горизонтальной оси увеличен

фазовом состоянии (оценка температуры перехода дает $T_m^1 \approx 3\text{K}$), которое назовем "вращающаяся решетка" ("rotating lattice") по аналогии с "плывущей решеткой" ("floating lattice") [2], еще 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 $T = T_m^2 \approx 7.5\text{K}$) вихри начинают срывать с дефектов, когерентные области разрушаются, и, например, при $T = 35\text{K}$ (уже вдали от точки перехода) наблюдается полностью расплавленная вихревая жидкость (рис.1c).

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

Мы также исследовали процесс плавления в присутствии дефектов с энергией притяжения вихрей, в 30 раз большей (то есть $U_p(T = 2\text{K}) = -0.115\text{эВ}$)

– см. рис.2. Основные отличия этой ситуации от рассмотренного выше плавления в более слабом пиннинге (рис.1) заключаются в следующем:

а) точка перехода из треугольной решетки к вращающейся решетке сместилась в сторону более низких температур ($T_m^1 \simeq 2$ К). Так, при $T = 2$ К (рис.2а) 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 сразу же ломают регулярную решетку, разрывая ее на дрейфующие за ними части.

б) сильный пиннинг приводит к расширению температурного диапазона "вращающейся" фазы. При этом почти идеальные закрученные области при промежуточных температурах (рис.2б) просматриваются вплоть до $T = 70 - 80$ К (рис.2с).

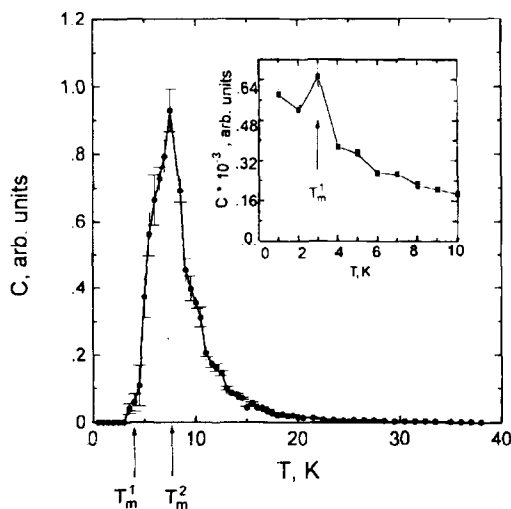


Рис.3. Теплоемкость как функция температуры для слабого пиннинга. На вставке показана область фазового перехода "треугольная решетка – вращающаяся решетка" для случая сильного пиннинга

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 [10–11] для анализа ближних корреляций (эквивалентный критерию Линдемманна для среднеквадратичных отклонений). Альтернативный путь – рассчитать теплоемкость системы $C(T)$, учитывая, что согласно флуктуационно-диссипативной теореме эта величина связана с флуктуацией полной энергии $\langle E \rangle$:

$$C(T) = [\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2] / T^2. \quad (4)$$

На рис.3 мы воспроизводим зависимость $C(T)$ для случая слабого пиннинга. Прослеживается особенность при $T_m^1 = 3$ К, соответствующая точке перехода в состояние "вращающаяся решетка". Более того, наблюдается достаточно резкий "фронт", что доказывает термодинамический (II рода) характер этого перехода. Зависимость $C(T)$ четко делится на три стадии: при температуре $T = 3$ К начинается рост теплоемкости, соответствующий T_m^1 (рис.1а); затем, после этого слабо выраженного максимума, резкий скачок при $T = 5$ К; и, наконец, 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 $T_m^1 = 2.5\text{ К}$ и $T_m^2 = 73\text{ К}$, что полностью соответствует указанным ранее отличиям режимов слабого и сильного пиннинга (вставка на рис.3 иллюстрирует область $T \simeq T_m^1$ для этого случая).

В заключение проанализируем 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 – "вращающуюся" решетку, 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 высокотемпературных слоистых сверхпроводниках, обладающих меньшей жесткостью решетки [1] из-за слабой связи сверхпроводящих слоев между собой, сила пиннинга конкурирует с упругими свойствами вихревой структуры, расширяя область фазы "вращающаяся решетка" до диапазона $T \simeq T_c$. В традиционных сверхпроводниках большая жесткость объемной абрикосовской решетки ослабляется только вблизи T_c , так что температурный диапазон упомянутого фазового состояния гораздо уже [12].

То, что температура перехода в фазу вращения мала (2 – 3К) означает, что реальные и, следовательно, дефектные ВТСП в смешанном состоянии практически сразу находятся в этом состоянии. Это должно приводить к существенному уширению вольт-амперных характеристик даже в слабых магнитных полях. Возможно, этим объясняется наблюдаемое иногда в тонких пленках традиционных сверхпроводников отсутствие абрикосовской решетки, тестируемое по уширению ВАХ [13].

Что касается рода рассматриваемых фазовых переходов, расчеты указывают на то, что оба перехода – это термодинамические переходы второго рода, что доказывается особенностями на температурной зависимости теплоемкости (рис.3).

Авторы признательны Ю.Е.Лозовику и Б.В.Свистуну за полезное обсуждение результатов, а также Д.В.Мельникову за помощь при подготовке статьи. Работа выполнена при финансовой поддержке ГНТП "Актуальные проблемы физики конденсированного состояния", подпрограммы "Сверхпроводимость", проекты 95019 и 96026. Один из авторов (М.Е.Г.) благодарит компанию "Samsung Electronics Co." за финансовую поддержку.

1. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
2. C. Reichardt, J. Groth, C.J. Olson, et al. Phys. Rev. B **54**, 16108 (1996).
3. D. Ertas and D.R. Nelson, Physica C **272**, 79 (1996).
4. S. Ruy, M. HELLERQUIST, S. Doniach et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 5114 (1996).
5. R.E. Hetzel, A. Sudbo, and D.A. Huse, Phys. Rev. Lett. **69**, 518 (1992).
6. K. Yates, D.J. Newman, and P.A.J. de Groot, Phys. Rev. B **52**, R13149 (1995).
7. R. Sasik and D. Stroud, Phys. Rev. B **52**, 3696 (1995).
8. I.A. Rudnev, V.A. Kashurnikov, and M.A. Katargin, Proc. of The 8th Workshop on Critical Current in Superconductors, Report P1-15, Japan, May 27-29, 1996; М.Е.Грачева, М.А.Катаргин, В.А.Кашурников, И.А.Руднев, ФНТ **23** (11) (1997) (в печати).
9. Ю.Е. Лозовик, Е.А. Рабоч, Письма в ЖЭТФ **65**, 268 (1997).
10. S. Ruy, S. Doniach, G. Deutscher, and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **68**, 710 (1992).
11. E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski et al., Nature **375**, 373 (1995).
12. A.I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, J. Low. Temp. Phys. **34**, 409 (1979).
13. A.V. Nikulov, D.Yu. Remisov and V.A. Oboznov, Phys. Rev. Lett. **75**, 2586 (1995).