

УПОРЯДОЧЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ И СТРУКТУРНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМЕ ВИХРЕЙ АБРИКОСОВА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ПИННИНГОМ

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

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

Поступила в редакцию 27 ноября 2002 г.

Рассмотрена система вихрей Абрикосова в квазидвумерной ВТСП-пластине для различных случаев периодических решеток центров пиннинга. Методом Монте-Карло рассчитаны намагниченность и равновесные конфигурации вихревой плотности при различных значениях внешнего магнитного поля и температуры. Найдено, что взаимодействие вихревой системы с периодической решеткой центров пиннинга приводит к формированию различных упорядоченных вихревых состояний, через которые проходит вихревая система при увеличении или уменьшении магнитного поля. Показано, что упорядоченные вихревые состояния, так же как и процессы экранировки магнитного поля, являются причинами появления на кривых намагниченности ярко выраженных пиков. Рассмотрены расширенные центры пиннинга и влияние мультизахвата вихрей на поведение намагниченности. Исследованы процессы плавления и кристаллизации вихревой системы в условиях периодического пиннинга. Обнаружено, что в случае периодического пиннинга возможна кристаллизация системы вихрей при повышении температуры.

PACS: 74.60.Ge, 74.60.-w, 74.60.Jg, 74.78.Bz, 74.80.Dm

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появилось большое число экспериментальных работ, изучающих взаимодействие вихревой решетки Абрикосова с периодической искусственно созданной структурой центров пиннинга в виде как микродырок, так и субмикронных частиц из магнитного или немагнитного материала (см., например, [1–3] и ссылки в этих работах). В экспериментах наблюдаются особенности на кривых намагниченности, а также особенности на зависимостях критического тока и электросопротивления от магнитного поля, которые трактуются как режимы соответствия вихревой решетки и решетки центров пиннинга. Прямое наблюдение режимов подстройки вихревой системы под периодическую решетку центров пиннинга было проведено с помощью лоренцевской силовой микроскопии [4] и методом сканирующей холловской магнитометрии [5].

В связи со сложностью постановки подобных экспериментов, а также с необходимостью объяснения

наблюдаемых явлений актуальным представляется численное моделирование, в том числе с применением метода Монте-Карло. Ранее с помощью метода Монте-Карло удалось получить новые результаты для фазовых переходов и динамики двумерной вихревой решетки Абрикосова в модельной системе, имитирующей слоистые высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП). Так, в [6–11] было показано, что в отсутствие дефектов наблюдается фазовый переход — плавление треугольной решетки с образованием вихревой жидкости. 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. Ранее [12–14] нами были представлены результаты численного расчета намагниченности и распределения магнитного потока в квазидвумерной ВТСП-пластине с хаотическим распределением центров пиннинга. Был развит новый метод, основанный на алгоритме Монте-Карло для большого канонического ансамбля, обладающий рядом особен-

*E-mail: kash@cityline.ru

ностей, отражающих поведение вихревых систем в слоистых ВТСП-материалах. Данный метод позволил получить равновесное распределение вихревой плотности при изменении внешнего магнитного поля H и вычислить зависимости $M(H)$ при произвольном расположении центров пиннинга и различной температуре.

В настоящей работе мы представляем новые результаты моделирования системы вихрей Абрикосова методом Монте-Карло в случае периодического пиннинга. Рассчитаны кривые намагниченности и картины распределения вихревой плотности для различных решеток дефектов в широком диапазоне полей и температур. Показано, что в случае периодического пиннинга на кривых зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля наблюдается ряд пиков, связанных со взаимодействием вихревой решетки и решетки центров пиннинга. Мы впервые указываем на различную природу возникновения этих особенностей на кривых намагниченности.

Кроме того, нами обнаружено явление упорядочения вихревой системы с периодическим пиннингом при повышении температуры — эффект инверсной кристаллизации. Такое необычное поведение коррелированных систем встречается в природе чрезвычайно редко. Инверсная кристаллизация наблюдалась в некоторых магнитных материалах [15], а также в системах полимеров [16]. Недавно авторы работы [17] обнаружили инверсную кристаллизацию системы вихрей в случае хаотического пиннинга. Инверсная кристаллизация системы вихрей Абрикосова в случае периодического пиннинга нами предсказывается впервые и имеет принципиально иную физическую природу, чем в случае хаотического пиннинга.

2. МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Рассмотрим трехмерный объемный образец слоистого в плоскости xy ВТСП. Образец имеет конечный размер l в направлении x и бесконечные размеры в направлениях 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 квазидвумерную в плоскости 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 пластины рассматривается двумерная система абрикосовских вихрей в виде модельных классических частиц с дальнедействующим потенциалом. Термодинамический потенциал Гиббса системы вихрей в такой пластине будет иметь вид

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

где N — число вихрей в системе,

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

— собственная энергия вихря [18], $\Phi_0 = hc/2e$, λ — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, $\lambda_0 = \lambda(T=0)$, d — толщина сверхпроводящего слоя, $Nd\Phi_0 H/4\pi$ — энергия взаимодействия вихря с внешним полем H , $U(r_{ij}) = U_0 K_0(r_{ij}/\lambda)$ — энергия парного взаимодействия вихрей, $U_0 = \Phi_0^2 d/8\pi^2 \lambda^2$, K_0 — функция Бесселя мнимого аргумента, r_{ij} — расстояние между вихрями,

$$d\frac{\Phi_0 H}{4\pi} \left[\exp\left(-\frac{x_i}{\lambda}\right) + \exp\left(-\frac{l-x_i}{\lambda}\right) \right]$$

— 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 [14]; ξ_0 — размер коа вихря при $T=0$.

Для исследования поведения системы с дефектами введены центры пиннинга. При этом энергия взаимодействия с центром пиннинга выбиралась в модельном виде:

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

где α — параметр, характеризующий глубину потенциальной ямы дефекта, ξ — длина когерентности. 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, учитывающей вклад мейсснеровских токов:

$$B = \frac{N\Phi_0}{S} + \frac{2\lambda H}{l}(1 - e^{-l/\lambda}).$$

Учитывалось также, что поток, который несет на себе каждый вихрь, зависит от расстояния до края пластины [14].

Для расчета был использован развитый ранее метод, базирующийся на алгоритме Монте-Карло для большого канонического ансамбля [13, 14]. Метод позволяет получить равновесное распределение вихревой плотности при заданных внешних параметрах (магнитное поле H , температура T , распределение и тип центров пиннинга). Используя полученное распределение, можно вычислить намагниченность M и индукцию B . Таким образом, метод позволяет определить как интегральные характеристики сверхпроводника, так и визуальные картины распределения магнитного потока. Данный 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.

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 [19]. Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля задается в виде [11]

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^{3.3}}}.$$

Расчеты проводились для пластин размера 5×3 мкм² и 5×2.25 мкм². Размер по x рассматриваемой области выбран таким образом, чтобы, с одной стороны, можно было ограничиться только первыми слагаемыми в выражении для взаимодействия вихрей с поверхностью и, с другой стороны, чтобы применение периодических граничных условий не привело к существенным ошибкам в вычислении взаимодействия вихрей. Размер по y менялся в зависимости от периода решетки пиннинга так, чтобы не нарушать периодические граничные условия. Максимальный диапазон изменения внешнего поля H ограничен только мощностью вычислительной машины и, соответственно, временем счета. В представленных расчетах диапазон изменения внешнего поля составил $-0.1 \text{ Тл} \leq H \leq 0.1 \text{ Тл}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Наличие решетки центров пиннинга приводит к возникновению эффектов соизмеримости между числом вихрей и числом дефектов, которые являются причиной формирования упорядоченных конфигураций системы вихрей, зачастую существенно отличающихся от привычной треугольной решетки. В свою очередь, упорядоченность системы вихрей приводит к особенностям в намагниченности и зависимостях критического тока и электросопротивления от магнитного поля.

Авторы работы [20] методом молекулярной динамики исследовали поведение системы вихрей при наличии квадратной и треугольной решеток точечных дефектов и обнаружили многообразие различных упорядоченных конфигураций. Они определили, что вихревая система упорядочена только при определенных полях подстройки (matching fields), когда число вихрей кратно числу дефектов. Однако все их расчеты были проведены при периодических граничных условиях в каноническом ансамбле, т. е. при заданном фиксированном числе вихрей. К тому же в [20] рассматривалось поведение вихревой системы только при температуре $T = 0$.

Возникновение упорядоченных конфигураций при соответствии между числом вихрей и числом дефектов может быть показано и в рамках канонического ансамбля при периодических граничных условиях. Однако для исследования влияния геометрии дефектной структуры на процессы проникновения и распределения магнитного потока необходимо допустить рождение/уничтожение вихрей, т. е. рассматривать большой канонический ансамбль и учитывать влияние поверхностных эффектов.

Нами были проведены расчеты для следующих решеток точечных центров пиннинга: квадратной, треугольной и кагоме (kagome)¹⁾. Также были рассмотрены квадратные решетки расширенных центров пиннинга, на которых может закрепляться более чем один вихрь. Далее мы подробно исследуем все упомянутые выше конфигурации центров пиннинга.

3.1. Треугольная решетка точечных дефектов

На рис. 1 представлены кривые намагниченности, полученные при различных концентрациях

¹⁾ Этот термин означает сверхрешетку с увеличенным периодом, наложенную на исходную, и часто используется для спиновых систем.

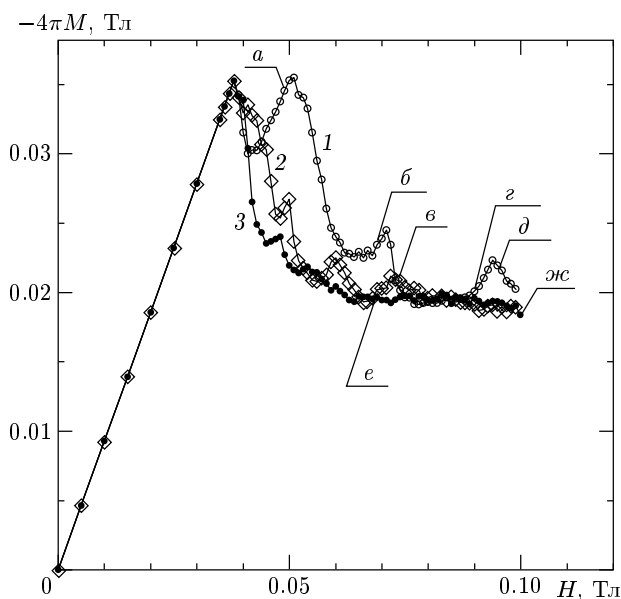


Рис. 1. Кривые намагниченности в случае треугольной решетки точечных центров пиннинга при различной концентрации дефектов: 1 — $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$; 2 — $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$; 3 — $n_d = 3.63 \text{ мкм}^{-2}$. Температура $T = 1 \text{ К}$. Точки *a-жс* соответствуют распределениям вихревой плотности, представленным на рис. 2

дефектов, выстроенных в треугольную решетку. Мы рассмотрели концентрации $n_d = 11.18, 5.7, 3.63 \text{ мкм}^{-2}$, которые соответствуют периодам треугольной решетки $a = 0.32, 0.45, 0.56 \text{ мкм}$. На зависимостях наблюдается ряд особенностей.

В качестве количественной характеристики особенностей, возникающих на кривой намагниченности, разумно рассматривать разность между значением намагниченности в случае упорядоченного расположения дефектов и значением намагниченности в случае хаотического пиннинга при одинаковой концентрации дефектов. Как показывают расчеты, при хаотическом пиннинге с концентрацией $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$ начальный участок кривой намагниченности совпадает с намагниченностью бездефектного сверхпроводника. Влияние хаотического пиннинга на поведение намагниченности проявляется при концентрациях $n_d > 16.7 \text{ мкм}^{-2}$ [14]. Поэтому при концентрациях $n_d \leq 11.18 \text{ мкм}^{-2}$ возникновение особенностей на кривых намагниченности следует связывать именно с упорядоченным расположением центров пиннинга.

В табл. 1 приведено число и характеристики особенностей, возникающих на кривых намагниченности для исследуемых концентраций дефектов

Таблица 1. Характеристики особенностей на кривых намагниченности в случае треугольной решетки точечных дефектов (пояснения см. в тексте)

	$a, \text{ мкм}$	0.32	0.45	0.56
	$n_d, \text{ мкм}^{-2}$	11.18	5.7	3.63
	Число пиков	3	3	2
Пик 1	$H, \text{ Тл}$	0.051	0.05	0.048
	$\Delta M, 10^{-3} \text{ Тл}$	13.67	4.34	1.01
	$\delta, \%$	62.7	19.9	4.5
	N_v/N_d	—	2	3
	Причина	Э	П	П
Пик 2	$H, \text{ Тл}$	0.071	0.06	0.054
	$\Delta M, 10^{-3} \text{ Тл}$	5.05	2.06	0.77
	$\delta, \%$	25.9	10.6	1.9
	N_v/N_d	2	3	4
	Причина	П	П	П
Пик 3	$H, \text{ Тл}$	0.094	0.072	—
	$\Delta M, 10^{-3} \text{ Тл}$	3.26	1.73	—
	$\delta, \%$	17.1	8.9	—
	N_v/N_d	3	4	—
	Причина	П	П	—

$n_d = 11.18, 5.7, 5.63 \text{ мкм}^{-2}$, что соответствует расстоянию между дефектами $a = 0.32, 0.45, 0.56 \text{ мкм}$. В строке « H » приведены положения пиков по точке максимального подъема намагниченности (упорядоченные конфигурации, как это будет показано ниже, формируются в основании пика), в строке « ΔM » — величина пиков, отсчитанная от намагниченности бездефектного сверхпроводника M_0 , $\delta = \Delta M/M_0$. Буква «Э» в строке «Причина» означает, что особенность возникла из-за экранирования, «П» — из-за подстройки вихревой системы под решетку центров пиннинга (формирование упорядоченной конфигурации). Назовем особенности, связанные с экранированием, особенностями первого типа, а особенности, обусловленные подстройкой вихревой системы под структуру дефектов, — особенностями второго типа.

Причины возникновения особенностей можно прояснить, сопоставляя распределения вихревой плотности с соответствующими точками на кривых намагниченности.

При $H = 0.049 \text{ Тл}$, $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$ (рис. 2*a*) в приповерхностных областях сформированы линии

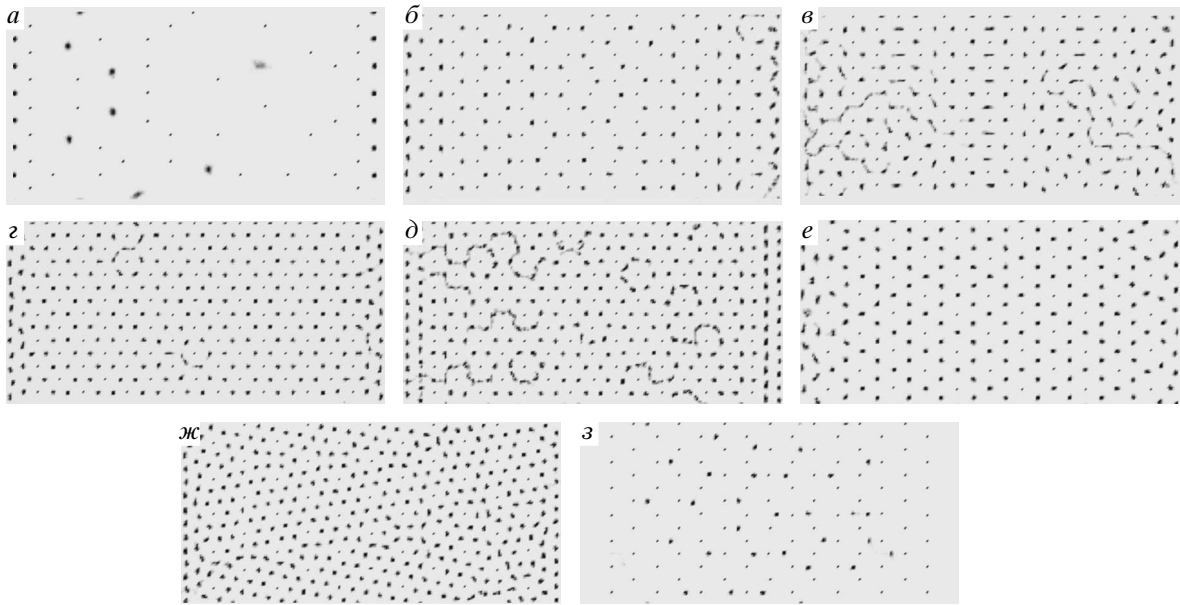


Рис. 2. Распределения вихревой плотности при $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0.049$ (а), 0.07 (б), 0.074 (в), 0.09 (г), 0.096 Тл (д), при $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0.068$ (е), 0.1 Тл (ж) и при $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0$ (з). Размер системы $5 \times 2.25 \text{ мкм}^2$. Температура $T = 1 \text{ К}$

из закрепленных вихрей, препятствующие дальнейшему проникновению магнитного потока. Свободные вихри, которые пока не могут войти в пластину, также выстраиваются в линии. Задержка в проникновении магнитного потока приводит к значительному возрастанию намагниченности. Как видно из распределения вихревой плотности, данная особенность на кривой намагниченности обусловлена не формированием упорядоченной конфигурации системы вихрей, а экранированием приповерхностных областей закрепленными вихрями.

Следует отметить, что некоторое количество вихрей проникло в глубь образца еще до формирования линий из закрепленных вихрей. Это свидетельствует о неэффективности точечных центров пиннинга в смысле вероятности захвата вихря.

При $H = 0.07 \text{ Тл}$, $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$ (рис. 2б) выстраивается решетка, соответствующая $N_v/N_d = 2$, где N_v — число вихрей, N_d — число дефектов. Упорядочение наблюдается локально: в центре еще недостаточно вихрей, а в приповерхностных областях избыточная концентрация. Однако возникновение данной конфигурации приводит к особенности на кривой намагниченности. Точка лежит в основании пика.

При $H = 0.074 \text{ Тл}$, $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$ (рис. 2в) незначительное изменение внешнего поля приводит

к разрушению решетки вихрей. Четко видны линии входа «новых» вихрей. Разрушение упорядоченной структуры сопровождается убыванием намагниченности.

При $H = 0.09 \text{ Тл}$, $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$ (рис. 2г) вихревая система образует почти идеальную треугольную решетку. Данная подстройка характеризуется отношением $N_v/N_d = 3$. Точка лежит в основании пика на кривой намагниченности.

При $H = 0.096 \text{ Тл}$, $n_d = 11.18 \text{ мкм}^{-2}$ (рис. 2д) наблюдается разрушение упорядоченной конфигурации, которое приводит к убыванию намагниченности.

Ограниченные мощности вычислительной техники не позволяют проследить подстройки более высокого порядка в случае большого числа центров пиннинга. Однако, уменьшив число дефектов, мы можем в том же диапазоне полей получить другие конфигурации вихревой системы.

Так, в случае $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ также наблюдается эффект, связанный с экранированием поверхности закрепленными вихрями. Но, в отличие от предыдущего случая, задержка распространения магнитного потока не приводит к возникновению пика, а сопровождается лишь изменением наклона кривой. На кривой намагниченности наблюдаются три особенности, связанные с формированием упорядо-

ченных конфигураций. Как и следовало ожидать (рис. 2е, жс), уменьшение концентрации дефектов приводит к смещению особенностей в область меньших полей и уменьшению величины особенностей. При $H = 0.048$ Тл и $H = 0.057$ Тл (эти случаи на рисунке не приведены) реализуются соответственно вторая и третья подстройки (поля соответствуют началу пиков и на рисунках не показаны). Поле $H = 0.068$ Тл характеризуется возникновением решетки с $N_v/N_d = 4$ (рис. 2е). В максимальном поле $H = 0.1$ Тл (рис. 2жс) реализуется даже седьмая подстройка ($N_v/N_d = 7$). Наблюдается несколько областей с различной ориентацией вихревой решетки. Все описанные выше упорядоченные конфигурации вихревой системы согласуются с результатами работы [20], авторы которой исследовали поведение вихревой системы и при более высоких полях подстройки и обнаружили существование треугольной решетки при $N_v/N_d = 9, 12, 13, 16, 19, 21, 25, 28$.

В случае еще меньшей концентрации дефектов, $n_d = 3.63$ мкм⁻², эффекты, связанные с экранированием, не возникают. Наблюдаются незначительные особенности, соответствующие третьей и четвертой подстройкам. Анализ распределений вихревой плотности показывает, что упорядоченные конфигурации чрезвычайно чувствительны к изменению внешнего магнитного поля. Даже при небольших изменениях внешнего поля решетки разрушаются, что не приводит к заметным особенностям на кривых намагниченности.

Следует отметить, что при уменьшении числа дефектов наблюдается согласованное исчезновение особенностей, связанных с экранировкой, и особенностей, связанных с формированием вихревых решеток. Это не удивительно, потому что причиной и тех, и других эффектов является взаимодействие свободных вихрей с вихрями, закрепленными на центрах пиннинга.

На рис. 3 представлена полная петля намагниченности в случае большой концентрации дефектов, $n_d = 11.18$ мкм⁻². При обратном ходе на кривой намагниченности особенности не наблюдаются. По-видимому, это связано с тем, что причиной особенностей на кривой намагниченности является межвихревое отталкивание. При увеличении внешнего магнитного поля «жесткая» решетка вихрей препятствует проникновению магнитного потока. При снятии внешнего поля, по мере уменьшения поверхностного барьера, вихревая система стремится расширяться, вследствие чего часть вихрей выходит из пластины. На рис. 2з при концентрации дефектов $n_d = 11.18$ мкм⁻² показано распределе-

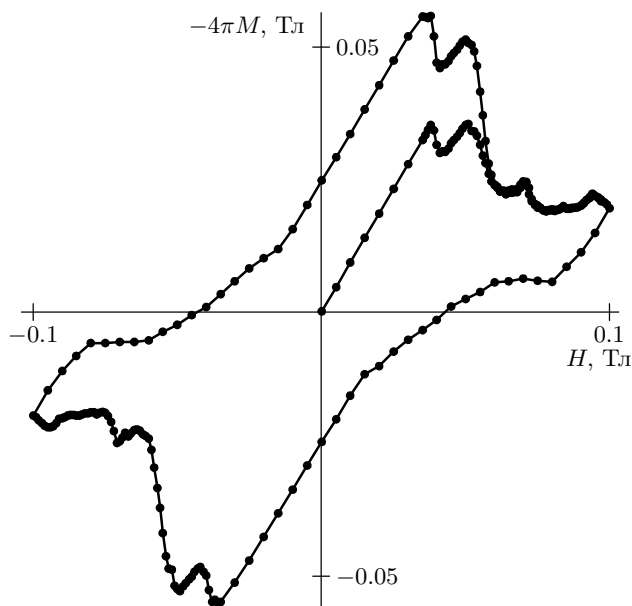


Рис. 3. Петля намагниченности в случае треугольной решетки центров пиннинга с концентрацией дефектов $n_d = 11.18$ мкм⁻². Температура $T = 1$ К

ние вихревой плотности после снятия внешнего поля ($H = 0$). Наблюдается захват вихрей как за счет закрепления на центрах пиннинга, так и за счет коллективного взаимодействия с закрепленными вихрями.

При достижении поля перегрева мейсснеровского состояния вихри противоположного знака (антивихри) начинают входить в пластину. Однако антивихри закрепляются на приповерхностных центрах пиннинга и препятствуют дальнейшему проникновению магнитного потока, что приводит к возникновению особенности на кривой намагниченности. Как видно из рис. 3, данная особенность наблюдается в тех же полях, что и особенность, связанная с экранированием, при первоначальном намагничивании пластины.

3.2. Квадратная решетка точечных дефектов

На рис. 4 представлены кривые намагниченности при различной концентрации центров пиннинга, образующих квадратную решетку.

При большой концентрации дефектов ($n_d = 9.68$ мкм⁻²) наблюдаются сильные эффекты, связанные с экранированием поверхности закрепленными вихрями (рис. 5а при $H = 0.043$ Тл и рис. 5б при $H = 0.054$ Тл). Распределение вихревой плотности, изображенное на рис. 5в ($H = 0.068$ Тл), соответ-

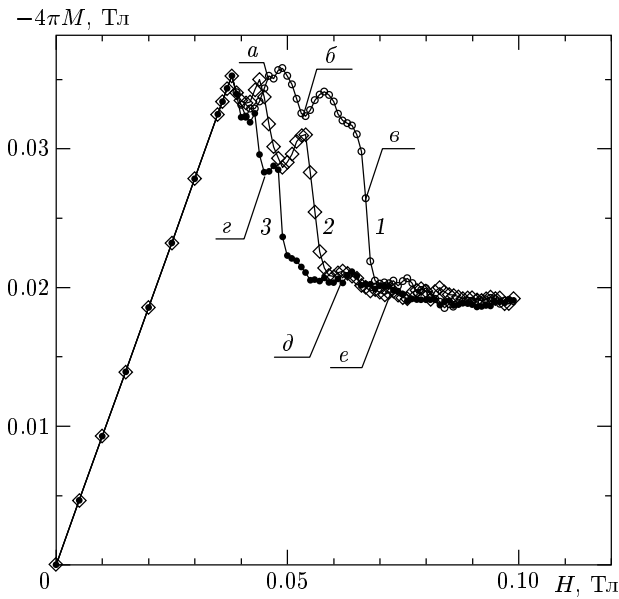


Рис. 4. Кривые намагниченности в случае квадратной решетки точечных центров пиннинга при различной концентрации дефектов: 1 — $n_d = 9.68 \text{ мкм}^{-2}$; 2 — $n_d = 7.11 \text{ мкм}^{-2}$; 3 — $n_d = 4.94 \text{ мкм}^{-2}$. Температура $T = 1 \text{ К}$. Отмеченные точки соответствуют распределениям вихревой плотности, представленным на рис. 5

ствует входу вихрей в образец. Квадратная решетка дефектов образует своеобразные каналы, по которым движется магнитный поток. Разумеется, активный вход вихрей в образец сопровождается убыванием намагниченности.

Концентрация дефектов $n_d = 4.94 \text{ мкм}^{-2}$ уже становится достаточной для возникновения новых особенностей, связанных как с экранированием, так и с подстройкой. В поле $H = 0.043 \text{ Тл}$ наблюдается особенность, связанная с экранированием. В поле $H = 0.047 \text{ Тл}$ (рис. 5з) формируется квадратная центрированная решетка, но только в приповерхностных областях, и с этим связан пик на кривой намагниченности (см. рис. 4).

Как видно из распределений вихревой плотности, представленных на рис. 5д, ж, вихревая система образует упорядоченные конфигурации и при более высоких полях. Однако возникновение решеток не сопровождается существенными особенностями на кривой намагниченности. Если с точкой $H = 0.062 \text{ Тл}$ (рис. 5д) можно сопоставить начало небольшого пика на кривой намагниченности, то точка $H = 0.072 \text{ Тл}$, соответствующая возникновению конфигурации с $N_v/N_d = 5$ (рис. 5ж), на кривой намагниченности ничем не выделена.

Конкуренция между стремлением системы вихрей выстроиться в треугольную решетку и симметрией квадратной решетки дефектов приводит к возникновению разнообразных упорядоченных конфигураций. Так, в вихревой системе наблюдается структурный переход от треугольной решетки центров пиннинга к квадратной через разупорядоченное состояние, как это видно из последовательности рис. 5д–ж.

Как и в случае треугольной решетки центров пиннинга, после снятия приложенного поля в сверхпроводнике с квадратной решеткой центров пиннинга остается упорядоченная система захваченных вихрей (рис. 5з).

В целом, в случае квадратной решетки дефектов наблюдаются значительные особенности, связанные с экранированием поверхности (зачастую даже более значительные, чем в случае треугольной решетки того же периода). Однако формирование вихревых решеток либо вовсе не влияет на намагниченность, либо сопровождается чрезвычайно малыми эффектами, которые наблюдаются преимущественно в тех случаях, когда вихревая система образует треугольные решетки.

Характеристики основных особенностей на кривых намагниченности приведены в табл. 2.

3.3. Кагоме-решетка точечных дефектов

Кагоме-решетка может быть получена из треугольной решетки путем исключения каждого второго дефекта в каждом втором ряду (рис. 6а). При том же периоде плотность кагоме-решетки на 1/4 меньше плотности треугольной решетки. В силу соображений симметрии в данной структуре ожидается формирование в вихревой системе треугольных решеток, что подтверждается моделированием (см. рис. 6б, з). Однако отношения N_v/N_d для полученных конфигураций другие: $N_v/N_d = 4$ (рис. 6б), $N_v/N_d = 16/3$ (рис. 6з) против соответственно $N_v/N_d = 3$, $N_v/N_d = 4$ для случая треугольной решетки дефектов. В промежуточных полях конфигурации с дальним порядком не возникают.

Так как кагоме-решетка получена из треугольной, интересно сравнить особенности на кривой намагниченности в случаях кагоме- и треугольной решеток. Как было отмечено ранее, при одинаковом периоде решеток вихревая система образует идентичные упорядоченные конфигурации при тех же полях (рис. 6б, з), что отражается на поведении намагниченности. На рис. 7 изображены кривые намагниченности в случаях треугольной решетки (кри-

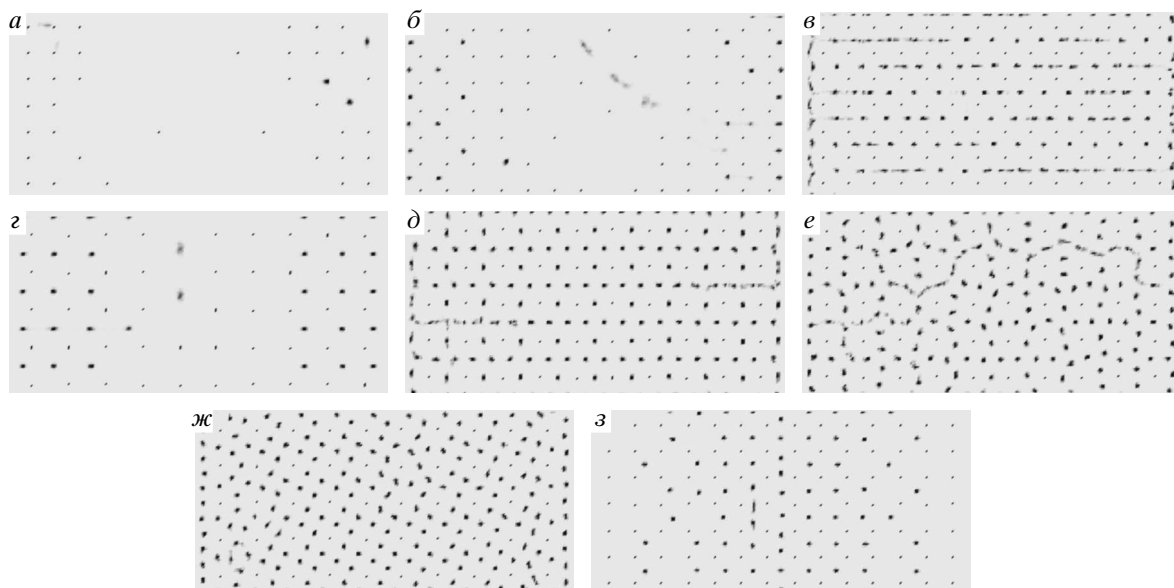


Рис. 5. Распределения вихревой плотности при $n_d = 9.68 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0.043$ (а), 0.054 (б), 0.068 Тл (в); при $n_d = 4.94 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0.046$ (г), 0.062 (д), 0.66 (е), 0.072 Тл (ж) и при $n_d = 9.68 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0$ (з) — случай захваченного магнитного поля. Размер системы $5 \times 2.25 \text{ мкм}^2$. Температура $T = 1 \text{ К}$

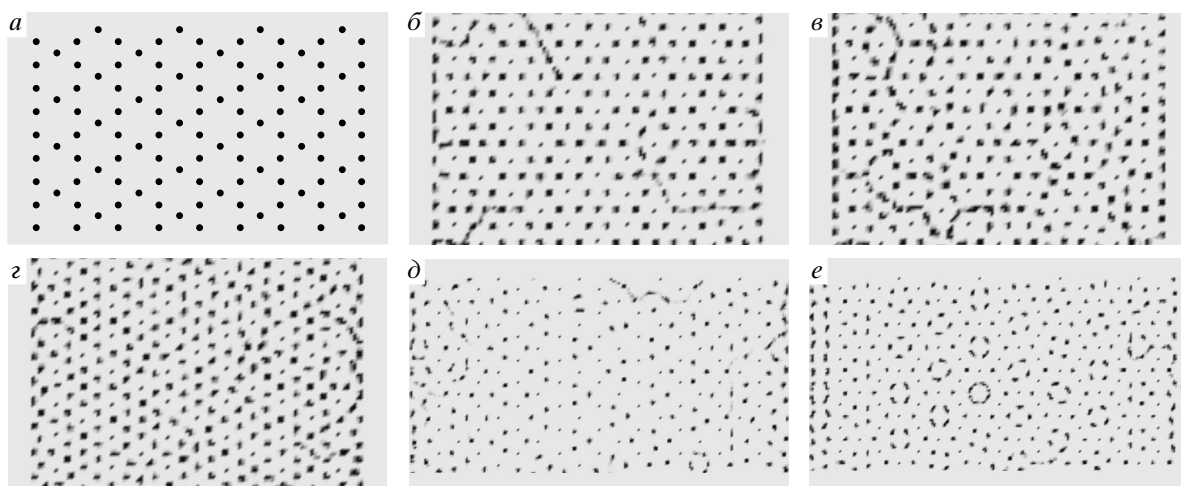


Рис. 6. Конфигурация центров пиннинга (а) и распределения вихревой плотности при $n_d = 4.27 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0.057$ (б), 0.06 (в), 0.068 Тл (г) и при $n_d = 10.95 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0.077$ (д), 0.091 Тл (е). Температура $T = 1 \text{ К}$

вая 1) и кагоме-решетки (кривая 3) центров пиннинга с периодом $a = 0.45 \text{ мкм}$. Однако, из-за того что при одинаковом периоде плотность кагоме-решетки составляет $3/4$ плотности треугольной решетки, величина пиков на кривой намагниченности в случае кагоме-решетки меньше.

В случае одинаковой плотности период кагоме-решетки меньше периода треугольной решетки (на рис. 7 приведена кривая намагниченности 2 для

решетки с плотностью, близкой к плотности треугольной решетки, и периодом $a = 0.375 \text{ мкм}$), и вследствие этого наблюдается значительный пик, связанный с эффектом экранирования. Вследствие того что для кагоме-решетки упорядоченные конфигурации возникают при больших значениях N_v/N_d , особенности, связанные с подстройкой вихревой системы под решетку центров пиннинга, наблюдаются в более высоких полях. Так, при $H = 0.091 \text{ Тл}$ на-

Таблица 2. Характеристики особенностей на кривых намагниченности в случае квадратной решетки точечных дефектов

	a , мкм	0.32	0.375	0.45
	n_d , мкм ⁻²	9.68	7.11	4.94
	Число пиков	2	3	3
Пик 1	H , Тл	0.048	0.044	0.043
	ΔM , 10 ⁻³ Тл	12.7	10.29	7.37
	δ , %	55.3	41.7	29.3
	N_v/N_d	—	—	—
	Причина	Э	Э	Э
Пик 2	H , Тл	0.057	0.054	0.047
	ΔM , 10 ⁻³ Тл	13.02	9.93	5.39
	δ , %	62.4	47.1	23.1
	N_v/N_d	—	—	2
	Причина	Э	Э	П
Пик 3	H , Тл	—	0.079	0.064
	ΔM , 10 ⁻³ Тл	—	0.31	1.59
	δ , %	—	0.95	4.68
	N_v/N_d	—	4	4
	Причина	—	П	П

блюдается пик, обусловленный возникновением конфигурации с $N_v/N_d = 16/3$, величина которого приблизительно равна величине пика на треугольной решетке в поле $H = 0.072$ Тл.

В рассматриваемой структуре реализуются конфигурации, которые авторы работы [21] назвали промежуточной (interstitial) фазой (рис. 6e). Промежуточные конфигурации характеризуются заполнением второй координационной сферы (имеется в виду вторая координационная сфера для треугольной решетки), вследствие чего возникают ячейки, в которых наблюдается вращение вихрей.

На рис. 6d, e представлены конфигурации вихревой системы, иллюстрирующие переход в промежуточную фазу. При $H = 0.077$ Тл промежуточные положения еще не заняты, в междефектных ячейках находится по три вихря, вращение не наблюдается. При увеличении внешнего магнитного поля вторая координационная сфера заполняется, это сопровождается активным вращением вихрей в «ячейках». Данный переход не сопровождается возникновением особенностей на кривой намагниченности.

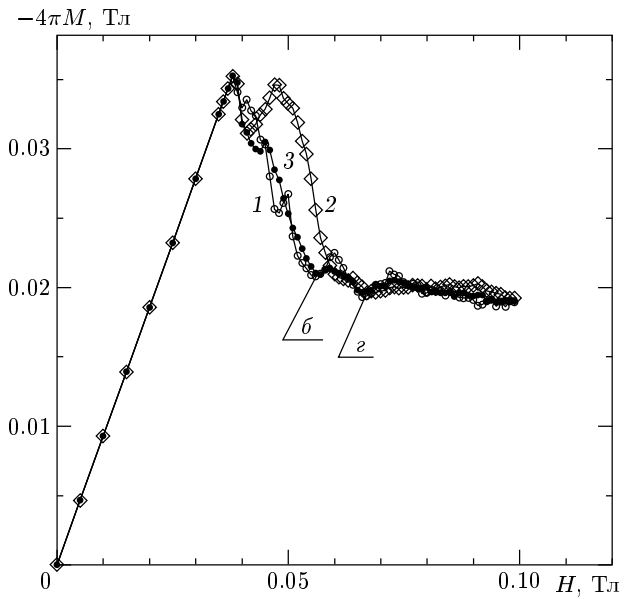


Рис. 7. Кривые намагниченности при различной концентрации точечных дефектов: 1 — треугольная решетка, $n_d = 5.7$ мкм⁻²; 2 — кагоме-решетка, $n_d = 6.15$ мкм⁻²; 3 — кагоме-решетка, $n_d = 4.27$ мкм⁻². Температура $T = 1$ К. Отмеченные точки соответствуют распределениям вихревой плотности, представленным на рис. 6

3.4. Квадратная решетка расширенных дефектов

Выше были рассмотрены решетки точечных центров пиннинга, на которых может закрепляться только один вихрь. Однако искусственно созданные дефекты, как правило, не являются точечными. Недавние эксперименты показали, что возможен захват нескольких вихрей на «расширенном» центре пиннинга [22].

Авторы работы [23] методом молекулярной динамики исследовали влияние мультizaхвата вихрей на вольт-амперные характеристики в случае квадратной решетки дефектов. Было показано, что и в случае мультizaхвата также наблюдаются эффекты соответствия между числом вихрей и числом дефектов, причем критическая сила депиннинга выше при множественном захвате вихрей на центре пиннинга.

Здесь рассматривается влияние мультizaхвата вихрей на поведение намагниченности. Следуя авторам работы [23], мы выбрали потенциал взаимодействия вихря с расширенным центром пиннинга в

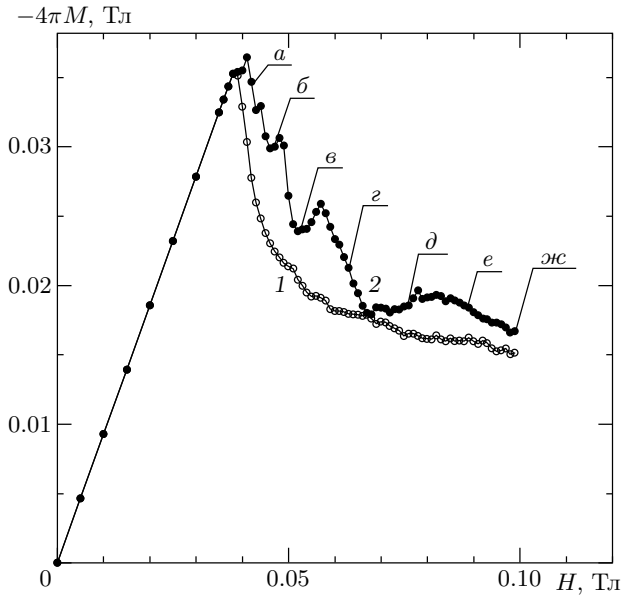


Рис. 8. Кривые намагниченности в случае расширенных центров пиннинга с концентрацией $n_d = 4 \text{ мкм}^{-2}$, расположенных хаотически (кривая 1) и образующих квадратную решетку (кривая 2). Температура $T = 1 \text{ К}$. Отмеченные точки соответствуют распределениям вихревой плотности, представленным на рис. 9

следующем модельном виде:

$$U_p = \begin{cases} \alpha \frac{U_0(T)}{U_0(0)} \left(\frac{|\mathbf{r}_v - \mathbf{r}_p|^2}{r_{pin}^2} - 1 \right), & |\mathbf{r}_v - \mathbf{r}_p| < r_{pin}, \\ 0, & |\mathbf{r}_v - \mathbf{r}_p| > r_{pin}, \end{cases}$$

где α — коэффициент с размерностью энергии, характеризующий глубину центра пиннинга, r_{pin} — радиус центра пиннинга, \mathbf{r}_v и \mathbf{r}_p — соответственно положения вихря и центра пиннинга.

Расчеты проведены для квадратной решетки центров пиннинга с периодом $a = 0.6 \text{ мкм}$, что соответствует плотности $n_d = 4 \text{ мкм}^{-2}$. Рассматривались центры пиннинга радиуса $r_{pin} = 0.15 \text{ мкм}$, глубины $\alpha = 0.1 \text{ эВ}$ и центры пиннинга радиуса $r_{pin} = 0.2 \text{ мкм}$, глубины $\alpha = 0.2 \text{ эВ}$. Далее мы остановимся на более сильном пиннинге. На рис. 8 представлены кривые намагниченности в случае расширенных центров пиннинга, расположенных хаотически и выстроенных в квадратную решетку. При хаотическом распределении дефектов на кривой намагниченности отсутствуют какие-либо эффекты, в то время как в случае квадратной решетки центров пиннинга наблюдается ряд особенностей. Рассмотрим

подробнее распределения вихревой плотности и сопоставим их с поведением намагниченности.

При $H = 0.043 \text{ Тл}$ (рис. 9а) расширенные дефекты эффективно захватывают вихри. В рядах приповерхностных дефектов захватывается сразу по два вихря. Наблюдается вращение пар захваченных вихрей.

При $H = 0.048 \text{ Тл}$ (рис. 9б) продвижение потока в глубь сверхпроводника приостанавливается, в силу того что вблизи поверхности закреплено по два вихря на дефекте. На намагниченности наблюдается четкий максимум.

При $H = 0.054 \text{ Тл}$ (рис. 9в) на приповерхностных рядах дефектов закрепляется по три вихря на центр пиннинга, препятствуя входу новых вихрей. Это является причиной возрастания намагниченности.

При $H = 0.064 \text{ Тл}$ (рис. 9г) в центре между дефектами наблюдается тенденция формирования треугольной решетки, на дефектах закреплены по два вихря. В приповерхностной области наблюдается захват трех вихрей на дефекте.

При $H = 0.076 \text{ Тл}$ (рис. 9д) наблюдается упорядоченная конфигурация. На каждом дефекте закреплено по три вихря. Захваченные вихри вращаются. Свободные вихри формируют решетку, расположенную между дефектами и имеющую симметрию четвертого порядка. Формирование данной конфигурации приводит к возрастанию намагниченности.

При $H = 0.079 \text{ Тл}$ (рис. 9е) происходит разрушение предыдущей конфигурации. Наблюдается течение вихрей по каналам, сформированным квадратной решеткой дефектов. На рис. 8 точка е, соответствующая этому случаю, находится на участке уменьшения намагниченности.

При $H = 0.09 \text{ Тл}$ (рис. 9жс) на дефекте захвачено по четыре вихря. Свободные вихри образуют квадратную решетку с промежуточными вихрями.

При $H = 0.1 \text{ Тл}$ (рис. 9з) в приповерхностной области захвачено по пять вихрей на дефект, в центре — по четыре вихря. Свободные вихри выстроены в решетку с симметрией четвертого порядка с промежуточными вихрями. Наблюдается течение вихрей по каналам и вращение свободных вихрей в междефектных областях.

Таким образом, из анализа распределений вихревой плотности можно сделать вывод, что в случае расширенных центров пиннинга особенности на кривой намагниченности возникают как вследствие структурных переходов, так и вследствие экранирования поверхности пластины закрепленными вихрями. В целом, можно констатировать факт, что мультзахват вихрей приводит к значительному усиле-

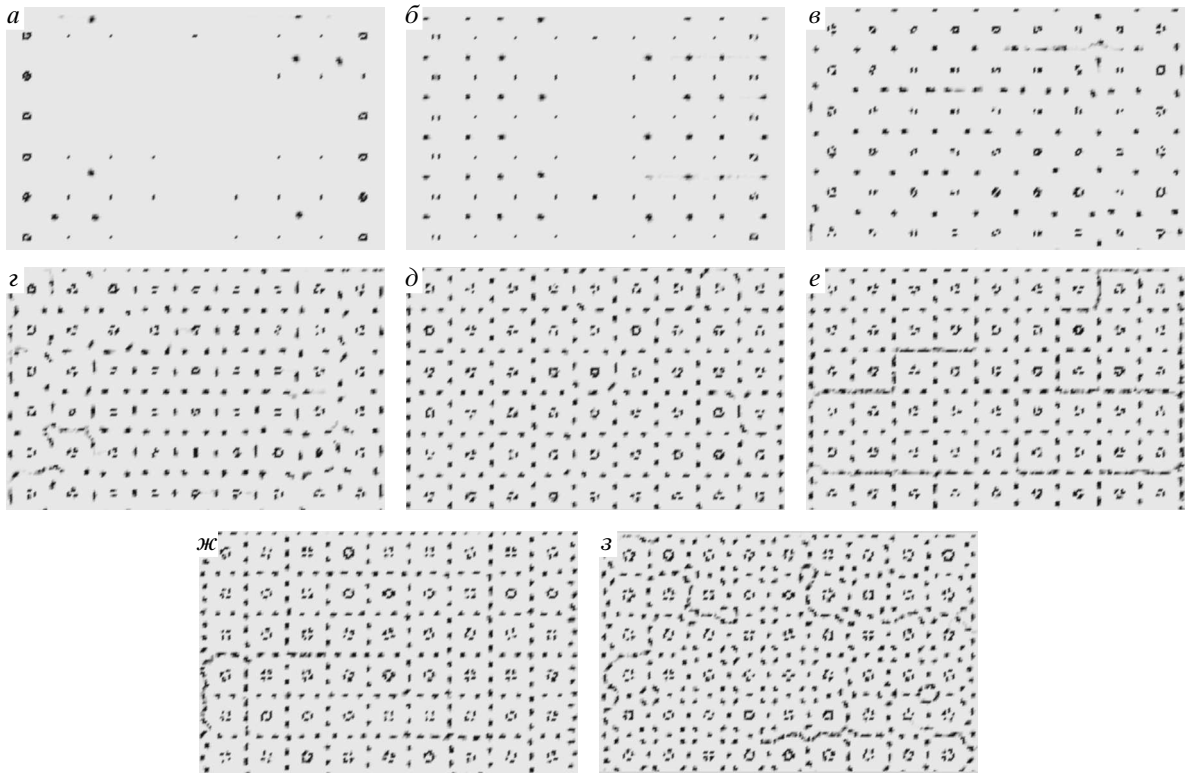


Рис. 9. Распределения вихревой плотности в случае квадратной решетки расширенных дефектов с концентрацией $n_d = 4 \text{ мкм}^{-2}$, $H = 0.043$ (а), 0.048 (б), 0.054 (в), 0.064 (г), 0.076 (д), 0.079 (е), 0.09 (ж), 0.1 Тл (з). Размер системы $5 \times 3 \text{ мкм}^2$. Температура $T = 1 \text{ К}$

нию особенностей обоих типов (обусловленных как подстройкой, так и экранированием) на кривой намагниченности. Напомним, что наши расчеты показали, что квадратная решетка точечных дефектов с плотностью $n_d = 4.94 \text{ мкм}^{-2}$ (см. рис. 4) не приводит к существенным эффектам в поведении намагниченности. Однако из-за большого размера расширенных дефектов дальнейшее повышение их плотности не представляется возможным. В то же время, как показали расчеты, повышение плотности точечных дефектов приводит к значительным эффектам, связанным с экранированием поверхности.

В случае мультizaхвата вихрей на дефектах процесс перемагничивания сверхпроводника можно более наглядно продемонстрировать на распределении магнитной индукции. Особенность данной структуры состоит в том, что на дефекте находится по несколько вихрей и пока не будут уничтожены все вихри на дефекте, фронт аннигиляции магнитного потока [14] не пойдет дальше в глубь сверхпроводника (рис. 10). Из-за этого наблюдается частичная остановка фронта аннигиляции на рядах закреплен-

ных вихрей.

3.5. Поведение вихревой системы при изменении температуры в случае треугольной решетки точечных дефектов

Очевидно, что упорядоченные конфигурации вихревой системы наблюдаются при достаточно низких температурах. Поэтому в предыдущих разделах при обсуждении влияния упорядоченных конфигураций вихревой системы на поведение намагниченности рассматривались кривые, рассчитанные при температуре $T = 1 \text{ К}$. В данном подразделе на примере треугольной решетки точечных дефектов рассмотрим влияние температуры на поведение вихревой системы в случае периодического пиннинга.

На рис. 11 представлены кривые намагниченности при различных температурах и концентрации $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$. Как обсуждалось в п. 3.1, в случае $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ все три особенности возникли в результате подстройки вихревой решетки под решетку дефектов.

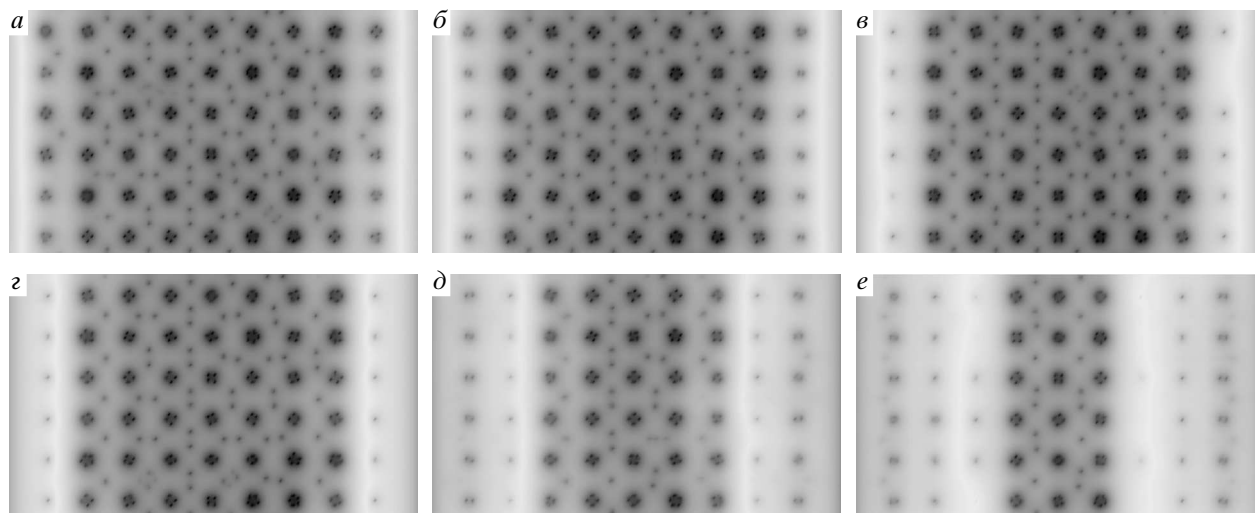


Рис. 10. Распределения магнитного поля (полю соответствуют темные участки) в случае квадратной решетки расширенных дефектов с концентрацией $n_d = 4 \text{ мкм}^{-2}$ и $H = -0.025$ (а), -0.03 (б), -0.035 (в), -0.04 (г), -0.045 (д), -0.046 Тл (е). Размер системы $5 \times 3 \text{ мкм}^2$. Температура $T = 1 \text{ К}$

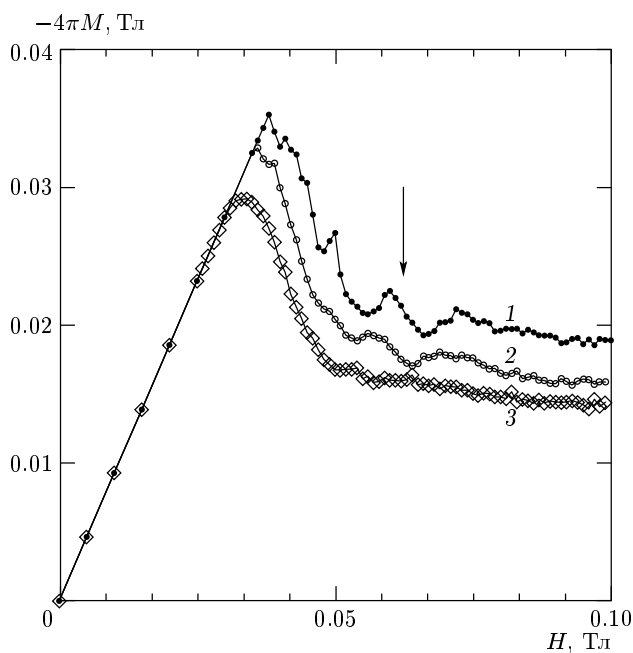


Рис. 11. Кривые намагниченности в случае треугольной решетки точечных центров пиннинга с концентрацией $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ при различных температурах: 1 — $T = 1 \text{ К}$; 2 — $T = 5 \text{ К}$; 3 — $T = 10 \text{ К}$. Стрелка соответствует магнитному полю, при котором наблюдается инверсная кристаллизация вихревой системы

При увеличении температуры наблюдается уменьшение поля перегрева меиснеровского состояния для всех кривых намагниченности, а сами кривые идут ниже. Пики, обусловленные формированием упорядоченных конфигураций, смещаются в область малых полей, а их величина уменьшается по мере роста температуры. При дальнейшем повышении температуры особенности, связанные с подстройкой, исчезают. Анализ распределений вихревой плотности свидетельствует о том, что исчезновение пиков связано с плавлением вихревой решетки.

Как было отмечено в п. 3.1, упорядоченные конфигурации наблюдаются в основании пиков на кривой намагниченности, а участки убывания намагниченности соответствуют разупорядоченному состоянию вихревой системы. 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 отмеченного стрелкой пика при $T = 1 \text{ К}$ и основание пика при $T = 5 \text{ К}$ на рис. 11). Таким образом, при увеличении температуры существует возможность попасть из разупорядоченной конфигурации в упорядоченную.

Для того чтобы проверить это предположение, рассчитывались конфигурации вихревой системы при фиксированном поле $H = 0.062 \text{ Тл}$ и различных температурах. Были рассмотрены следующие

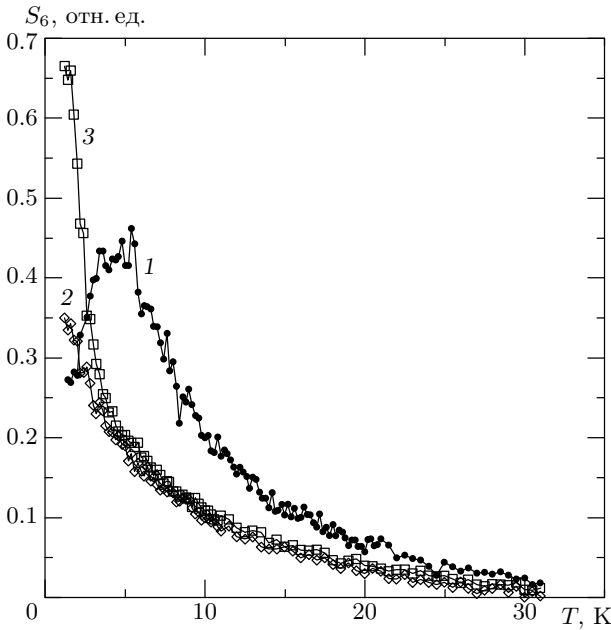


Рис. 12. Зависимости структурного фактора S_6 от температуры в случаях треугольной решетки дефектов, $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ (1), хаотического расположения дефектов, $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$ (2) и чистого сверхпроводника (3)

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.

Чтобы охарактеризовать степень упорядоченности системы, рассчитывался стандартный структурный фактор S_6 , отражающий стремление системы выстроиться в треугольную решетку:

$$S_6 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{Z_i} \sum_{j=1}^{Z_j} e^{6i\theta_{ij}},$$

где Z_i — число ближайших соседей i -го вихря, θ_{ij} — угол между ближайшими соседями.

На рис. 12 представлены зависимости фактора S_6 от температуры. В случае периодического расположения центров пиннинга в диапазоне $T = 1\text{--}5.8 \text{ К}$ наблюдается увеличение фактора S_6 , т. е. происходит упорядочение системы вихрей при повышении температуры. При $T = 1 \text{ К}$ (рис. 13а), несмотря на низкую температуру, вихревая система разупорядочена, вследствие того что число вихрей не кратно числу дефектов. По мере увеличения температуры в образец входят новые вихри и возникает устойчивая упорядоченная конфигурация (рис. 13б), которая при дальнейшем увеличении температуры плавится (рис. 13в, г). Таким образом, в случае периодическо-

го расположения дефектов возможна «кристаллизация» вихревой системы при повышении температуры. Заметим, что в случаях как хаотического распределения дефектов, так и чистого бездефектного образца при увеличении температуры наблюдается постепенное уменьшение структурных параметров.

Следует отметить, что авторы работы [17] экспериментально наблюдали инверсную кристаллизацию системы вихрей при хаотическом пиннинге. При хаотическом расположении 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 рассмотренном 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 [24].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели влияние периодического пиннинга на поведение намагниченности и на процессы проникновения, распределения и захвата магнитного потока. Показано, что в случае периодического пиннинга существуют два типа эффектов, приводящих к возникновению особенностей на кривых намагниченности, а именно, экранирование поверхности сверхпроводника вихрями, закрепленными в приповерхностной области, и формирование вихревой системой упорядоченных конфигураций. Эффекты первого типа наблюдаются в малых полях, эффекты второго типа возникают в полях, в которых число вихрей кратно числу дефектов.

Установлено, что упорядоченные конфигурации не находятся в точке локального максимума намагниченности, а лежат в основании участка возрастания намагниченности. На участках убывания намагниченности наблюдается разрушение вихревых решеток. Положение особенностей на кривой намагниченности зависит от плотности дефектов. При уменьшении плотности дефектов особенности смещаются в область малых полей и уменьшается их абсолютная величина. При уменьшении плотности дефектов наблюдается согласованное исчезновение

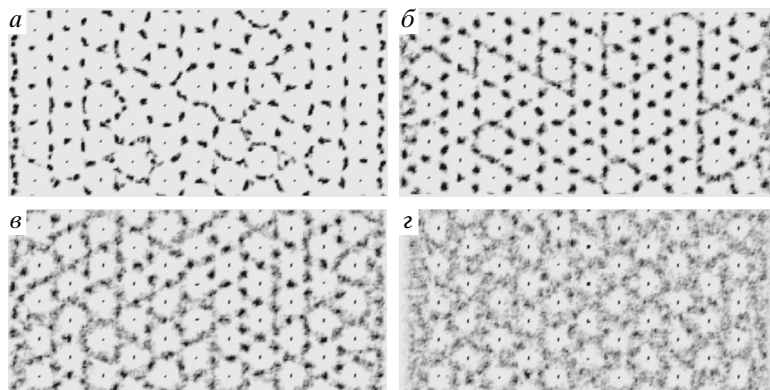


Рис. 13. Распределения вихревой плотности при различной температуре и поле $H = 0.062$ Тл в случае треугольной решетки дефектов, $n_d = 5.7 \text{ мкм}^{-2}$; а — $T = 1$ К; б — $T = 5.2$ К; в — $T = 10$ К; г — $T = 25$ К. Размер системы $5 \times 2.25 \text{ мкм}^2$

особенностей, связанных как с экранированием, так и с формированием упорядоченных конфигураций.

Проанализировано поведение намагниченности при изменении температуры в случае треугольной решетки точечных дефектов. Установлено, что при увеличении температуры величина особенностей уменьшается, а сами особенности смещаются в область малых полей. После достижения температуры плавления вихревой решетки особенности, связанные с формированием упорядоченных конфигураций, исчезают.

Показано, что в случае периодического пиннинга возможна инверсная кристаллизация системы вихрей, обусловленная 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.

Рассмотрены различные решетки центров пиннинга. Обнаружено, что наиболее яркие эффекты, связанные с подстройкой системы вихрей под решетку дефектов, наблюдаются в случае треугольной решетки дефектов.

Проанализировано влияние мультзахвата вихрей на поведение намагниченности. В случае расширенных центров пиннинга, на которых возможен захват более чем одного вихря, на кривой намагниченности наблюдаются значительные эффекты, связанные как с экранированием, так и с подстройкой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 00-02-17803), Федеральной целевой программы «Интеграция» (проект № Б0048) и Государственной научно-технической программы «Актуальные направления в физике конденсированного состояния» (подпрограмма «Сверхпроводимость»).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Moshchalkov, M. Baert, V. V. Metlushko et al., *Phys. Rev. B* **57**, 3615 (1998).
2. V. Metlushko, U. Welp, G. W. Grabtree et al., *Phys. Rev. B* **59**, 603 (1999).
3. D. J. Morgan and J. B. Ketterson, *J. Low Temp. Phys.* **122**, 37 (2001).
4. E. Rossel, M. Van Bael, M. Baert et al., *Phys. Rev. B* **53**, R2983 (1996).
5. A. N. Grigorenko, G. D. Howells, S. J. Bending et al., *Phys. Rev. B* **63**, 052504 (2001).
6. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 269 (1997).
7. М. Е. Грачева, М. В. Катаргин, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, *ФНТ* **23**, 1151 (1997).
8. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, И. А. Руднев, *ФНТ* **25**, 148 (1999).
9. М. Е. Грачева, В. А. Кашурников, О. В. Никитенко, И. А. Руднев, *ФНТ* **25**, 1027 (1999).
10. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. Е. Грачева, О. В. Никитенко, *ЖЭТФ* **117**, 196 (2000).

11. I. A. Rudnev, V. A. Kashurnikov, M. E. Gracheva, O. A. Nikitenko, *Physica C* **332**, 383 (2000).
12. A. V. Eremin, O. S. Esikov, V. A. Kashurnikov et al., *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 690 (2001).
13. V. A. Kashurnikov, I. A. Rudnev, and M. V. Zubin, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 695 (2001).
14. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. В. Зюбин, *ЖЭТФ* **121**, 442 (2002).
15. Y. Yeshurun, M. B. Salamon, K. V. Rao et al., *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1366 (1980).
16. A. L. Greer, *Nature* **404**, 34 (2000).
17. N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov et al., *Nature* **411**, 451 (2001).
18. В. В. Погосов, А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, *ЖЭТФ* **118**, 676 (2000).
19. S. L. Lee, P. Zimmermann, H. Keller et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3862 (1993).
20. C. Reichhardt, C. J. Olson, and F. Nori. *Phys. Rev. B* **57**, 7937 (1997).
21. M. F. Laguna, C. A. Balseiro, D. Dominguez, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **64**, 104505 (2001).
22. S. Field, S. S. James, J. Barentine et al., E-print archives, cond-mat/0003415.
23. C. Reichhardt, G. T. Zimanyi, R. T. Scalettar, and Ivan K. Schuller, E-print archives, cond-mat/0102266.
24. М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, Письма в *ЖЭТФ* **76**, 263 (2002).