

02,05

Процессы перемагничивания в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках с ферромагнитными примесями

© В.А. Кашурников¹, А.Н. Максимова¹, И.А. Руднев^{1,2}

¹ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

² Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

E-mail: nastymaksimova@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 29 октября 2013 г.)

В модели слоистого высокотемпературного сверхпроводника учтено самосогласованное взаимодействие вихревой системы сверхпроводника и ферромагнитных примесей — как уединенных, так и в виде кластеров. Для разных температур и концентраций примесей методом Монте-Карло рассчитаны петли перемагничивания с учетом ансамбля ферромагнитных частиц при различной ориентации их осей легкого намагничивания относительно направления внешнего поля и при различной величине энергии магнитной анизотропии. Продемонстрировано нелинейное взаимодействие сверхпроводника с ферромагнитными примесями, при этом исходно термодинамически обратимый характер перемагничивания ферромагнитного ансамбля может стать необратимым. Для периодической решетки кластеров ферромагнитных примесей рассчитаны кривые намагниченности сверхпроводника при различной величине и конфигурации кластеров. Показано, что при ориентации протяженных дефектов параллельно направлению входа вихрей в образец длина дефекта не сказывается на величине остаточной намагниченности. Продемонстрировано, что учет взаимодействия между магнитными моментами внутри примесного кластера уменьшает площадь петли перемагничивания, коэрцитивную силу и соответственно энергетические потери на перемагничивание.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-00561).

1. Введение

Как известно, вихревая система сверхпроводника второго рода и ее взаимодействие с дефектной структурой образца определяют транспортные свойства материала, поэтому актуальными задачами являются исследование влияния природы дефектов на критический ток и поиск способов повышения их эффективности как центров пиннинга. Можно ожидать, что примеси с магнитным упорядочением, в частности ферромагнитные, окажутся для этой цели более эффективными, поскольку к обычной, немагнитной части взаимодействия добавляется энергия магнитного момента примеси в поле вихря.

Поэтому интенсивно исследуются ферромагнитные примеси в высоко- и низкотемпературных сверхпроводящих материалах, а также различные композиты ферромагнетик–сверхпроводник [1–18] как с целью улучшения токонесущих способностей, так и в контексте изучения взаимодействия ферромагнитных фаз со сверхпроводником. Изучаются конфигурации вихревых структур, возникающих в тонких сверхпроводящих пленках вблизи магнитных наночастиц [1–15] и над ферромагнитным слоем [16–18]. Так, в [1] экспериментально зафиксировано усиление пиннинга вихрей в тонкой пленке с квадратной решеткой магнитных наноточек. Наблюдались различные конфигурации из нескольких вихрей, объединенных вокруг магнитной точки. В работах [2,3] экспериментально исследовалась зависимость сопротивления указанной структуры от угла между нормалью к слою и внешним полем. В частности, показано [2], что

рост силы пиннинга обусловлен подавлением сверхпроводимости вблизи кора вихря. В [3] исследовались периодические массивы упорядоченных и разупорядоченных магнитных диполей на поверхности сверхпроводящего слоя. Была также получена зависимость магнитосопротивления от внешнего поля для различных магнитных конфигураций массива. Показана возможность появления индуцированной полем сверхпроводимости.

В [4] изучались эффекты пиннинга вихрей в сверхпроводящей пленке с периодической решеткой магнитных наноточек. Анализировалось влияние размера точек и расстояния между ними на силу пиннинга. Получены экспериментальные зависимости магнитосопротивления такой структуры от внешнего поля для магнитных точек разного диаметра и при различном расстоянии между соседними точками. Аналогичные измерения проводились для периодической решетки немагнитных дефектов, показано, что магнитные наноточки являются более эффективными центрами пиннинга.

В работе [5] также экспериментально исследовалось влияние неоднородного магнитного поля на магнитосопротивление тонкой пленки. Рассмотрены две различные магнитные структуры: ферромагнитный слой и периодическая решетка магнитных точек. Наблюдалось зарождение наведенной полем сверхпроводимости в сверхпроводящей пленке, обусловленной взаимным погашением внешнего магнитного поля и поля ферромагнетика.

Авторы работы [6] исследовали периодическую решетку магнитных точек под сверхпроводящим слоем, причем вектор намагниченности точек лежал в плоскости

слоя. Наблюдалось зарождение вихрей разного знака на противоположных концах каждого магнитного диполя. В работе [7] магнитные точки образовывали решетку с симметрией пятого порядка, вектор намагниченности точек был перпендикулярен плоскости сверхпроводящего слоя. Путем прямого наблюдения распределений магнитного поля продемонстрирована возможность зарождения устойчивой вихревой структуры с „гигантским“ (содержащим несколько квантов потока ϕ_0) вихрем в центре.

В [8] численным решением уравнений Гинзбурга–Ландау исследовались вихри, возникающие в сверхпроводящем образце с магнитной точкой и во внешнем поле. Наблюдалось появление вихрей с числом квантов, большим ϕ_0 , в толще сверхпроводника при понижении температуры. В [9] теоретически изучалась динамика вихревой решетки в условиях периодического пиннинга на решетке магнитных точек.

Авторы [10] экспериментально исследовали поведение вихрей в условиях пиннинга на решетке магнитных точек с перпендикулярной ориентацией намагниченности относительно плоскости сверхпроводящего слоя. Показано, что в том случае, когда внешнее поле параллельно векторам намагниченности точек, вихри оказываются закрепленными на них; если же внешнее поле и намагниченность точек антипараллельны, то вихри располагаются в промежутках между узлами решетки. В [11] изучались транспортные характеристики для случая периодической решетки магнитных диполей, намагниченных в плоскости сверхпроводящего слоя. Также показана возможность рождения пар вихрь–антивихрь в такой структуре.

В работе [12] исследовалось взаимодействие между вихрем в сверхпроводящем слое и точечным магнитным диполем на произвольном расстоянии от плоскости пленки. Получена зависимость энергии взаимодействия от толщины слоя и расстояния между вихрем и диполем. Численно исследовались структуры, образуемые вихрями на периодической решетке ферромагнитных дисков и вокруг одиночного диска, помещенного на пленку, при различной величине его магнитного момента [12–14]. Наблюдалось рождение пар вихрь–антивихрь вблизи магнитного диполя. Рассчитывались конфигурации вихрей, возникающих над ферромагнитным слоем [16], и было показано, что плотность вихрей особенно велика вблизи доменных стенок.

Что касается собственно ансамбля магнитных частиц, то много внимания уделяется исследованию ферромагнитных наночастиц, помещенных в немагнитную среду [19–26]. В работе [19] исследовались процессы перемещения и релаксации для частиц Fe_2O_3 различной структуры, во всех случаях была получена температурная зависимость скорости релаксации. В [20–26] экспериментально и методами численного моделирования изучалось влияние диполь-дипольного взаимодействия на магнитную релаксацию в системе однодоменных наночастиц.

Перечисленные выше работы касаются взаимодействия ферромагнитных структур со сверхпроводником, когда в большинстве случаев можно пренебречь влиянием сверхпроводника на процессы перемагничивания ферромагнетика.

Значительно меньше работ посвящено ферромагнитным частицам в качестве центров пиннинга в объеме сверхпроводника [27–31], когда таким влиянием пренебречь нельзя. Была экспериментально продемонстрирована эффективность ферромагнитных центров пиннинга и предпринимались попытки объяснить механизм пиннинга в таких системах. Так, в [27] экспериментально исследовались частицы железа в сплаве Hg-In , получены кривые намагниченности для случаев совпадающих и противоположных направлений внешнего поля и остаточной намагниченности примесей. Показано заметное увеличение остаточной намагниченности сверхпроводника в случае, когда магнитные моменты примесных частиц параллельны внешнему полю. Продemonстрировано усиление пиннинга при возрастании концентрации примесей и проведен теоретический анализ взаимодействия вихря с ферромагнитной частицей.

При этом, согласно данным [28], сила пиннинга одинакова для ферромагнитных и парамагнитных примесей, что не совпадает с результатами [27]. Однако в работе [29], так же как и в [27], было показано усиление пиннинга для магнитных частиц по сравнению с немагнитными. В [29] рассчитана сила взаимодействия одиночной вихревой нити со сферической магнитной частицей произвольного радиуса и показано, что из-за подавления параметра порядка существенно возрастает эффективный объем дефекта. При исследовании частиц ферромагнитного Gd в ниобии [30] было показано, что сила пиннинга обусловлена гистерезисными потерями на перемагничивание. В [31] также исследовалась сила пиннинга, обусловленного ферромагнитной частицей, и было продемонстрировано, что величина критического тока больше для такой примеси.

Следует констатировать, что большинство исследований, связанных с ферромагнитными частицами в объеме сверхпроводящего образца, носит экспериментальный характер, а имеющиеся теоретические исследования зачастую либо ограничиваются модельными задачами, либо используют различные приближения и упрощения. Дело в том, что строгий теоретический анализ ситуации практически невозможен из-за сложной системы взаимодействий между вихрями и магнитными частицами. Так, магнитный диполь внутри сверхпроводника находится в постоянно меняющемся результирующем поле, являющемся суммой внешнего поля, поля вихря, поля мейснеровского тока и поля вихрей-отражений от границы сверхпроводника. В свою очередь диффундирующие, а также рождающиеся и аннигилирующие в пространстве сверхпроводника вихри обоих знаков (при перемагничивании) взаимодействуют с постоянно меняющимися по направлению магнитными моментами

примесей, дополняя сложную самосогласованную систему. Кроме того, при кластеризации дефектов возможно их диполь-дипольное взаимодействие, что еще усложняет картину. Анализ в рамках приближения среднего поля может быть некорректен из-за самосогласованности задачи и ограничения применимости среднего поля, а приближения с помощью разложения по теории возмущений невозможны из-за отсутствия параметров разложения.

Частично подход с учетом взаимного влияния сверхпроводящей и ферромагнитной систем был развит в [32]. В этой работе с помощью численного анализа методом Монте-Карло изучались процессы перемангничивания высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП), находящегося на ферромагнитной подложке. Было продемонстрировано нелинейное взаимодействие ферромагнетика и сверхпроводника, показано качественное отличие магнитных свойств такого композита от получаемых простым суммированием намагниченностей составляющих его частей. Результаты были подтверждены экспериментом. Но в анализе [32] пренебрегалось влиянием сверхпроводника на ферромагнетик, задача не являлась самосогласованной, что было оправдано в случае ферромагнитной подсистемы в виде подложки для сверхпроводящей пленки.

Целью настоящей работы являются точный расчет процессов перемангничивания слоистого ВТСП-материала с наночастицами ферромагнетика в качестве объемных центров пиннинга и корректное описание сверхпроводника и магнитных частиц как самосогласованной системы. В этом случае обязательным является учет влияния как ферромагнитной фазы на сверхпроводник, так и, наоборот, вихревой системы на процессы перемангничивания ансамбля ферромагнитных примесей.

В работе формулируется модель слоистого ВТСП-материала, описываются взаимодействия вихревых нитей между собой, с границей и магнитными дефектами. Вводится описание взаимного влияния сверхпроводника и частиц ферромагнетика и проводится систематическое исследование магнитных свойств такого композита в зависимости от формы и размера кластеров ферромагнитных дефектов, концентрации, температуры образца, взаимного расположения, взаимодействия и ориентации. Рассматриваются процессы перемангничивания как всего образца, так и находящихся в его объеме ферромагнитных частиц, установлено нелинейное взаимодействие ферромагнетика и сверхпроводника. Особо исследуется влияние расширенных ферромагнитных дефектов (кластеров) на процессы перемангничивания сверхпроводника, причем расчеты проводятся как с учетом, так и без учета взаимодействия между магнитными моментами, входящими в состав кластера.

Расчет кривых намагниченности сверхпроводника с ферромагнитными наночастицами проводится с использованием алгоритма Монте-Карло, развитого ранее авторами [32–36] и специально обобщенного для описания

сверхпроводника и частиц ферромагнетика как самосогласованной системы.

2. Постановка задачи, модель слоистого ВТСП с ферромагнитными примесями

Высокотемпературные сверхпроводники являются слоистыми материалами с ярко выраженной анизотропией. Аналогично [33–37] ВТСП-образец можно представить в виде стопки двумерных сверхпроводящих плоскостей, поэтому вихри в слоистом ВТСП представляют собой совокупность двумерных вихрей — „пэнкейков“, расположенных в различных плоскостях.

Взаимодействие с дефектами, границей, тепловые флуктуации и межплоскостное взаимодействие смещают пэнкейки относительно друг друга, поэтому описание вихревой решетки в ВТСП в общем случае требует ее рассмотрения как трехмерной системы взаимодействующих пэнкейков.

Реалистичная трехмерная модель учитывает различные типы плоскостных взаимодействий и межплоскостное взаимодействие на основе функционала Лоренса–Дониака [37]. Однако при определенных условиях можно ограничиться рассмотрением только одной сверхпроводящей плоскости, экстраполируя полученные результаты на весь образец. Взаимодействие с плоскостями становится несущественным, когда вследствие температуры или величины магнитного поля в сверхпроводнике наблюдается фазовый 3D–2D-переход. В этом состоянии теряется корреляция между пэнкейками в соседних слоях, и двумерная система пэнкейков ведет себя практически независимо, поэтому результаты можно считать усредненным откликом всей системы. Отказ от межплоскостного взаимодействия не искажает результаты также в другом предельном случае: когда наблюдается близкая к идеальной корреляция между пэнкейками в вихревых нитях (прежде всего это достижимо в ВТСП с малой анизотропией). Таким образом, термодинамический потенциал Гиббса двумерной системы с переменным числом вихрей-пэнкейков с учетом всех взаимодействий (в отсутствие межплоскостного) имеет следующий вид:

$$G = N\varepsilon + \sum_{i < j} U_{\text{in-plane}}(r_{ij}) + s \sum_{i,j} U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{\text{surf}}(r_{ij}^{(im)}), \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_0 (\ln[\lambda(T)/\xi(T)] + 0.52)$ — собственная энергия вихря; s — толщина сверхпроводящего слоя ($s \ll \xi$); $\lambda(T)$, $\xi(T)$ — глубина проникновения и длина когерентности; N — число пэнкейков в рассматриваемой плоскости; второй член описывает попарное взаимодействие вихрей, третий — взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, четвертый — взаимодействие вихрей с поверхностью и мейссеровским током; $\varepsilon_0 = \Phi_0^2 s / (4\pi\lambda)^2$, $\Phi_0 = \pi\hbar c / e$ — квант магнитного потока.

Пэнкейки в плоскости взаимодействуют с дальнедействующим потенциалом, имеющим вид

$$U_{\text{in-plane}}(r_{ij}) = s \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2\lambda^2} K_0 \left(\frac{r_{ij}}{\lambda} \right), \quad (2)$$

$K_0(x)$ — функция Макдональда. Такое описание взаимодействия корректно в том случае, когда подразумевается корреляция между сверхпроводящими слоями, и является приближенным в случае потери межслоевой когерентности. Более подробное описание модели и взаимодействия с границей, мейснеровским (и транспортным) током приведено в [33–36].

Примем во внимание наличие ферромагнитных примесей в объеме образца. Рассмотрим ансамбль таких примесей как совокупность точечных частиц, имеющих магнитный момент. Поскольку магнитная частица находится в объеме сверхпроводника, следует учитывать как магнитную, так и немагнитную часть взаимодействия вихря с ферромагнитной примесью (притяжение к области с пониженными или вовсе отсутствующими сверхпроводящими свойствами).

В итоге потенциал магнитных примесей имеет следующий вид:

$$U_p = U + U_{pm} + U_{pn}, \quad (3)$$

$$U_{pm} = -\mu H_v,$$

μ — проекция магнитного момента примесной частицы на направление поля вихря H_v (в это поле при расчете добавляется и поле вихрей-отражений от границы сверхпроводника [33,34]), U — часть энергии примеси во внешних полях, не связанная с вихрем. Второе соотношение в (3) справедливо, поскольку размер частицы выбран малым по сравнению с характерным расстоянием, на котором меняется поле вихря. При расчете выбирается значение $\mu \sim 10^3 \mu_B$, что близко к реальным экспериментальным данным для магнитных наночастиц. Соответственно поле от вихря выбирается обычным образом

$$H_v = \begin{cases} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0 \left(\frac{r}{\lambda} \right), & r > \xi, \\ \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} (\ln \kappa - 0.28), & r < \xi, \end{cases} \quad (4)$$

где $\kappa = \lambda/\xi$. Немагнитная часть взаимодействия вихря с областью с пониженным параметром порядка α (немагнитным дефектом) имеет вид потенциальной ямы размером $\sim \xi$ [34]

$$U_{pn} = -\alpha \frac{1}{1 + r_{ij}/\xi} \exp \left(-\frac{r_{ij}}{2\xi} \right), \quad (5)$$

где α — параметр, характеризующий глубину потенциальной ямы, r_{ij} — расстояние между вихрем i и дефектом j .

При указанных выше значениях μ глубина потенциальной ямы, связанной с магнитным дефектом, по порядку величины совпадает с α . Обычно $\alpha \sim 0.01-0.1$ eV.

Ферромагнитную частицу можно считать однодоменной, если ее радиус оказывается меньше некоторого критического значения, определяемого соотношением величины поверхностной энергии доменной стенки и энергии магнитного поля однородно намагниченной частицы. Также квантованием момента частицы можно пренебречь, учитывая большое количество магнитных атомов, составляющих частицу. Ансамбль таких частиц может быть представлен в виде совокупности магнитных моментов, абсолютная величина которых постоянна. Изменение намагниченности такой системы достигается вращением вектора намагниченности отдельной частицы во внешнем поле. Предполагается также, что концентрация примесей такова, что среднее расстояние между ними больше или порядка λ , т.е. каждый магнитный диполь экранирован друг от друга сверхпроводящими областями. Таким образом, можно пренебречь взаимодействием между магнитными примесями, пока примеси являются уединенными. Взаимодействие необходимо учитывать только при кластеризации примесей, между частицами в кластере, расположенными на расстояниях, много меньших λ .

Перемагничивание ферромагнитной примеси в расчете реализуется введением в алгоритм Монте-Карло дополнительного подпроцесса — переориентации ее магнитного момента. Энергия частицы складывается из энергий момента в поле вихрей, их отражений, энергии во внешнем поле с учетом поля мейснеровского тока $H_M = H \operatorname{ch} \frac{x}{\lambda} / \operatorname{ch} \frac{d}{2\lambda}$ (d — ширина сверхпроводящего образца, геометрия системы описана в [33,34]) и из энергии магнитной анизотропии (для простоты одноосного кристалла [19,38]), так что часть энергии магнитной примеси, не связанная с вихрями, имеет вид

$$U = KV \sin^2(\varphi - \theta) - \mu H_M \cos \varphi. \quad (6)$$

Здесь $K = \beta M^2/2$ — параметр анизотропии, $\beta \sim 1$ [38], φ — угол между направлением вектора намагниченности \mathbf{M} частицы и внешним полем, θ — угол между направлением оси легкого намагничивания частицы и внешним полем (рис. 1), μ — магнитный момент частицы, $M = \mu/V$, где V — ее объем. Для магнитной наночастицы для определенности полагаем $V \approx \xi^3$.

Очевидно, что форма кривой перемагничивания ансамбля таких частиц зависит от ориентации их легких осей относительно направления внешнего поля. Рассмотрим три предельных случая во внешнем поле H .

1. Положим сначала $\theta = 0$. Тогда имеем

$$U = KV \sin^2 \varphi - \mu H \cos \varphi. \quad (7)$$

Устойчивым состояниям, соответствующим минимуму энергии, удовлетворяют два положения: $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$, причем последнее является метастабильным. Величина поля (коэрцитивная сила), необходимая для переворота магнитного момента частицы, составляет $H_a = 2K/M$ [39]. В соответствии с этим петля перемагничивания имеет прямоугольную форму (рис. 2,

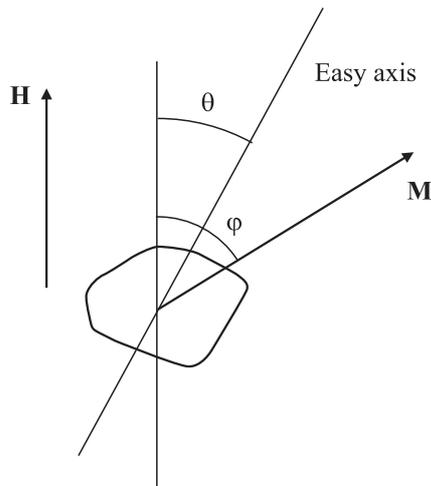


Рис. 1. Ориентация магнитного диполя относительно внешнего поля и оси легкого намагничивания.

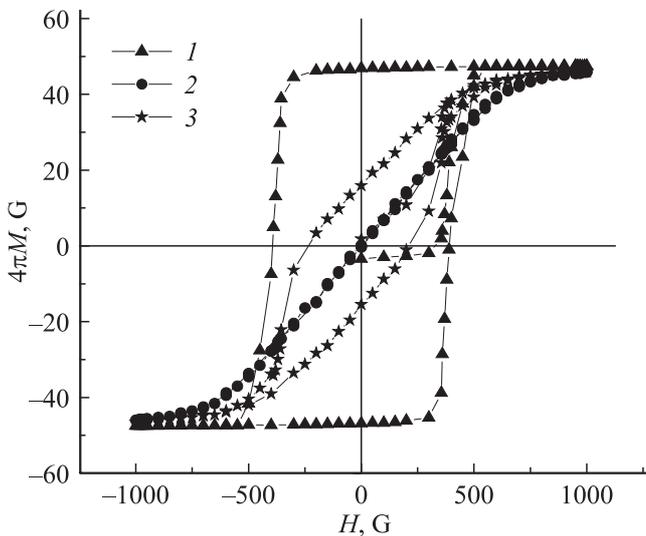


Рис. 2. Кривые намагниченности системы ферромагнитных частиц во внешнем поле: легкие оси параллельны внешнему полю (1), легкие оси перпендикулярны внешнему полю (2), ориентация легких осей случайна (3). $T = 10\text{ K}$, $\mu = 10^3 \mu_B$, концентрация частиц $c = 1.1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$.

кривая 1). При произвольной температуре коэрцитивная сила оказывается $\sim K/M$ и равна H_a в пределе низких температур, что очевидным образом связано с уменьшением вероятности тепловых перескоков через барьер между двумя состояниями.

2. Пусть теперь $\theta = \pi/2$. Тогда

$$U = KV \cos^2 \varphi - \mu H \cos \varphi, \quad (8)$$

и единственное устойчивое состояние реализуется при $\cos \varphi = H/M\beta$, если $H < M\beta$, и при $\cos \varphi = 1$ в противном случае. Следовательно, кривая перемангничивания (рис. 2, кривая 2) обратима при любой температуре, что действительно имеет место при численном расчете.

3. В случае же когда направления легких осей для разных частиц различны и случайны, петля приобретает форму, демонстрируемую на рис. 2 кривой 3.

Для моделирования протяженного магнитного дефекта (кластера) в расчет вводится потенциал группы нескольких отдельных частиц ферромагнетика размером порядка радиуса кора вихря каждая, расположенных близко друг к другу, так что размер группы таких частиц может быть близок по порядку величины к глубине проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Будем полагать, что взаимодействие возможно только между магнитными моментами, входящими в состав одной протяженной примеси, поскольку среднее расстояние между наночастицами в группе оказывается меньше глубины проникновения λ и, следовательно, экранировкой можно пренебречь. Пусть φ_1 и φ_2 — углы между направлениями векторов намагниченности соответственно первого μ_1 и второго μ_2 диполей и осью z . Компоненты напряженности магнитного поля, создаваемого первым диполем в точке, где находится второй, равны

$$H_z = \mu_1 \frac{3 \cos^2 \gamma - 1}{R_0^3}, \quad H_x = \mu_1 \frac{3 \sin \gamma \cos \gamma}{R_0^3}, \quad (9)$$

где γ — угол между направлением магнитного момента и радиусом-вектором R_0 , соединяющим оба диполя. Тогда энергия взаимодействия магнитных моментов запишется в виде

$$U_{\text{int}} = -\frac{\mu_1 \mu_2}{R_0^3} [2 \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 - \cos \varphi_1 \cos \varphi_2]. \quad (10)$$

Согласно расчетам [40], такое описание взаимодействия остается приближенно справедливым вплоть до расстояний между частицами $\sim \lambda$.

Выбранные параметры моделирования для определенности соответствуют типичным характеристикам высокотемпературного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$: $\lambda(0) = 1800 \text{ \AA}$, $\xi(0) = 20 \text{ \AA}$, $T_c = 84 \text{ K}$, $s = 2.7 \text{ \AA}$, $\lambda(T) = \lambda(0)[1 - (T/T_c)^{3.3}]^{-1/2}$, для $\xi(T)$ взята температурная зависимость [32,36]. Расчеты проводились в диапазоне внешних полей $H = 0 - 1000 \text{ G}$ при температурах $T = 1 - 50 \text{ K}$. Ширина двумерного образца d ($d \gg \xi, \lambda$) выбрана равной $6 \mu\text{m}$ (по другому направлению — периодические граничные условия [33,34]).

Для демонстрации метода были воспроизведены процессы перемангничивания сверхпроводников с ферромагнитными примесями при различной ориентации магнитных моментов частиц, соответствующих эксперименту [27]. Результаты расчета качественно согласуются с данными [27] по примесям железа в сверхпроводнике. На рис. 3 представлены кривые намагниченности образца, в котором присутствуют магнитные примеси. Выбрана двумерная концентрация дефектов $c = 1.1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$, приблизительно соответствующая экспериментальным концентрациям дефектов [27]. Магнитные моменты примесных частиц ориентированы параллельно или антипа-

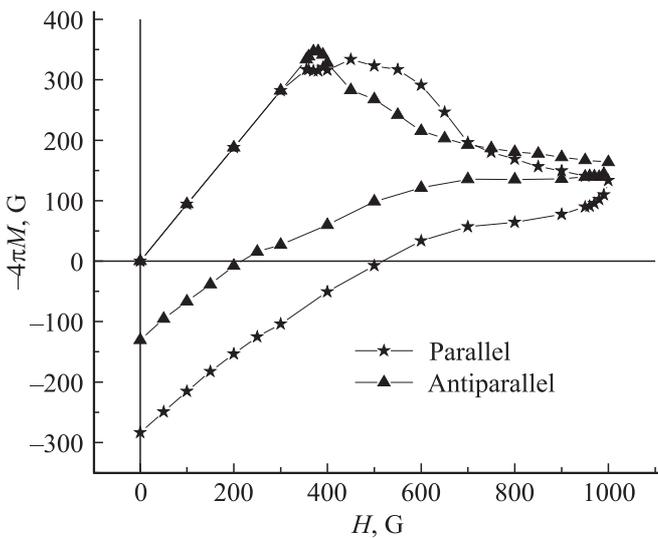


Рис. 3. Кривые намагниченности при параллельных и антипараллельных внешнему полю магнитных моментах примесных частиц. $T = 10$ К.

параллельно внешнему полю и в процессе перемагничивания направления и абсолютной величины не меняют также в соответствии с условиями эксперимента [27]. Из рассчитанных кривых видно заметное уменьшение величины остаточной намагниченности образца при смене ориентации магнитных моментов с параллельной на антипараллельную, что находится в согласии с результатами [27].

Далее рассматривается более реалистичная ситуация, когда ферромагнитные примеси перемагничиваются вместе с вихревой системой сверхпроводника под действием суммарного магнитного поля: поля вихрей, вихрей-отражений и поля мейсснеровского тока.

3. Перемагничивание образцов с уединенными ферромагнитными дефектами

В этом разделе представлены результаты расчетов намагниченности ВТСП с ферромагнитными частицами в качестве совокупности уединенных магнитных дефектов, разбросанных по объему сверхпроводника случайным образом с заданной концентрацией.

Проанализируем, какая ориентация осей легкого намагничивания и величина параметра анизотропии магнитных дефектов наиболее существенна для процессов перемагничивания (и соответственно для транспортных характеристик образца). Поэтому рассмотрим далее случаи, когда легкие оси частиц параллельны внешнему полю, перпендикулярны ему и ориентированы случайно. Проанализируем также влияние величины параметра магнитной анизотропии на поведение кривой намагниченности, а также температурные условия наблюдения эффектов.

3.1. Параллельная ориентация осей легкого намагничивания по отношению к внешнему полю. Для таких частиц состояние с $\varphi = \pi$ является метастабильным до тех пор, пока величина внешнего обратного поля не достигнет $2K/M$, но и при меньших полях вследствие тепловых флуктуаций магнитный момент значительной их части ориентирован под произвольным случайным углом к оси z .

Здесь и во всех рассмотренных далее случаях при расчете петель исходная намагниченность примесей равна нулю, для определенности все магнитные моменты направлены под прямым углом к внешнему полю. Поэтому при движении вдоль кривой 1 на рис. 2 при небольших полях число частиц с $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ оказывается примерно одинаковым. При дальнейшем росте H число моментов, направленных случайным образом и по полю, увеличивается до тех пор, пока при $H_a = 2K/M$ (величине обратного поля, необходимого для переориентации магнитного момента) намагниченность не выйдет на насыщение, которое сохраняется до $H \sim -K/M$. Тогда процесс их переориентации повторяется.

Рассмотрим теперь случай, когда ферромагнитные частицы с данной поляризацией находятся внутри сверхпроводника. Тогда среднее поле, действующее на них, равно нулю, пока вихри не проникли в образец, и становится $\sim n\Phi_0$ при конечной двумерной концентрации n вихрей. На начальном участке петли вихри закрепляются на сонаправленных с полем моментах и отталкиваются от противоположных. Переориентация

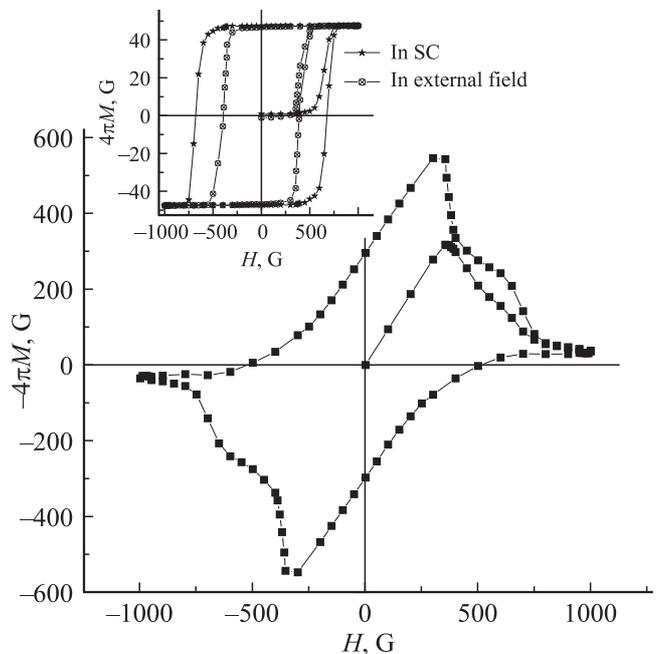


Рис. 4. Кривые намагниченности для случая, когда легкие оси частиц направлены параллельно внешнему полю. $K = 1.42\epsilon_0$, $T = 10$ К. На вставке показано перемагничивание ферромагнитных частиц в сверхпроводнике (SC) и (для сравнения) вне его.

моментов теперь происходит раньше, когда поле в образце достигает величины $\sim H_a/2$. То же самое происходит при смене знака внешнего поля (рис. 4).

Сравнение петель перемагничивания свободных и находящихся внутри образца частиц показывает, что присутствие сверхпроводника не меняет качественно их поведения. Все процессы переверотов магнитных моментов происходят аналогично, только при большей величине внешнего поля, поскольку всегда $n\Phi_0 \leq H$. Этим и объясняется наблюдаемое уширение петли.

Представляет интерес проанализировать влияние на процесс перемагничивания величины параметра анизотропии примесей. Соответствующие кривые показаны на рис. 5, *a*. Видно, что, пока $K \leq MH_{\max}/2$ (максимальное поле $H_{\max} = 1000$ G), все магнитные моменты успевают повернуться по полю, и петля перемагничивания частиц остается симметричной, причем намагниченность насыщения достигается при обоих знаках H . Наблюдается также небольшое возрастание ширины петли (вставка на рис. 5, *a*) вплоть до значений $K \sim MH_{\max}$. Это имеет место только при конечной температуре и связано с небольшим увеличением эффективной глубины ямы магнитного дефекта с ростом фактора анизотропии K .

Напротив, при $K > K_c = MH_{\max}$ переориентации моментов не происходит вообще. В этом случае резко уменьшается число эффективных центров пиннинга, чем и обусловлено падение почти вдвое величины остаточной намагниченности (вставка на рис. 5, *a*). Это объясняется тем, что всегда примерно половина ферромагнитных частиц ориентирована против направления магнитного потока вихрей, входящих в сверхпроводник при перемагничивании. Подчеркнем, что кривые на рис. 5, *a* рассчитаны при нулевой начальной намагниченности ферромагнитного ансамбля. Любопытно, что при $K > K_c$ ход кривой намагниченности зависит от начальной ориентации ферромагнитных частиц при неизменной ширине петли (в два раза меньшей, чем при $K < K_c$). Если исходно они находились в насыщенном состоянии, то петля намагниченности асимметрична и целиком смещается на величину суммарной исходной намагниченности ферромагнитных примесей (рис. 5, *b*). Действительно, поскольку переориентации магнитных моментов не происходит, вихри одного с ними знака занимают практически все центры пиннинга, а вихри противоположного знака отталкиваются от примесей, что приводит к асимметрии петли. При этом ширина кривой, а с ней и потери на перемагничивание не меняются по сравнению с исходно ненасыщенным состоянием.

Таким образом, при $K > K_c$ имеет место своеобразное резкое изменение „дефектности“ образца.

На рис. 5 для сравнения также показана рассчитанная для тех же условий кривая перемагничивания при обычных дефектах с глубиной потенциальной ямы ~ 0.01 eV. Видно, что для таких примесей при данной температуре остаточная намагниченность меньше, чем для ферромагнитных примесей с малым K , т.е. при определенной

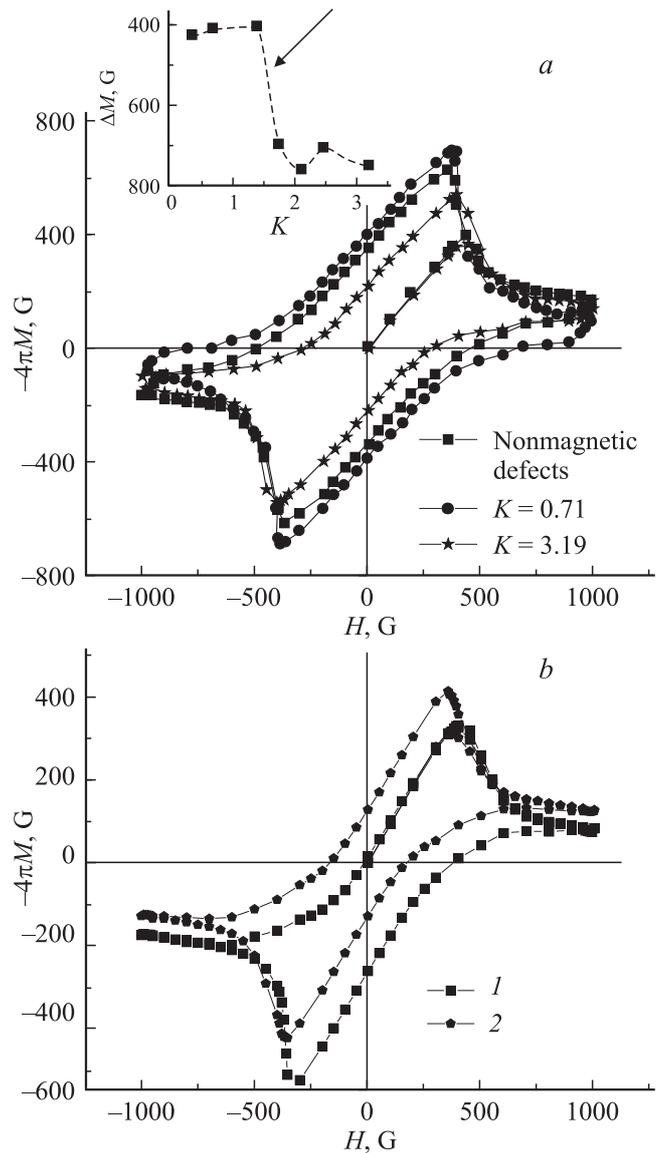


Рис. 5. *a*) Сравнение кривых перемагничивания образца с немагнитными и магнитными (ориентация легких осей продольная) примесями при различной величине параметра анизотропии. Здесь и далее на рисунках энергия магнитной анизотропии указана в единицах ϵ_0 . На вставке — зависимость ширины петли от параметра анизотропии примесей. Стрелкой показано положение на кривой точки, соответствующей ширине петли для образца с немагнитными примесями. *b*) Сравнение кривых перемагничивания образца с магнитными примесями для параметра анизотропии $K = 3.19$ при различной начальной намагниченности ферромагнитного ансамбля (оси легкого намагничивания параллельны внешнему полю). 1 — исходно ферромагнитные частицы находятся в насыщенном состоянии, 2 — при нулевой намагниченности.

величине магнитной анизотропии ферромагнитные частицы в качестве дефектов оказываются более эффективными.

Покажем нелинейный характер взаимодействия ферромагнетика и сверхпроводника. Возьмем кривые пе-

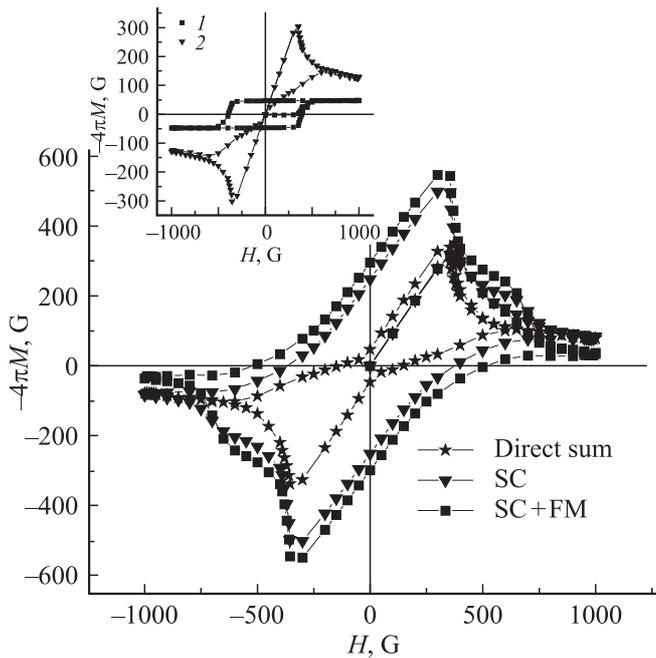


Рис. 6. Сравнение результатов точного расчета для системы с петлей намагниченности, полученной непосредственным сложением кривых перемагничивания ферромагнитных (FM) частиц и чистого сверхпроводника (SC). На вставке — петли перемагничивания ферромагнитных частиц (оси параллельны, $K = 1.42$) вне сверхпроводника (1) и свободного от частиц сверхпроводника (2). $T = 10$ К.

ремагничивания ферромагнитных примесей (при продольной ориентации легких осей) и сверхпроводника (с той же концентрацией немагнитных примесей) и сложим их. Видно (рис. 6), что результат не совпадает ни с рассчитанной кривой для системы ферромагнетик–сверхпроводник, ни с кривой для сверхпроводника. Взаимное влияние приводит к значительной остаточной намагниченности и соответственно к уширению гистерезисной петли, причем основное уширение при данных параметрах примесей касается сверхпроводящей подсистемы. При этом следует заметить, что исходно сверхпроводник имел близкую к нулю остаточную намагниченность (при данной концентрации немагнитных дефектов) (вставка на рис. 6).

3.2. Перпендикулярная ориентация осей легкого намагничивания по отношению к внешнему полю. Рассмотрим теперь случай, когда легкие оси перпендикулярны внешнему полю и исходно (вне сверхпроводника) перемагничивание примесей обратимо (рис. 2, кривая 2). Расчет показывает, что присутствие сверхпроводника делает процесс перемагничивания примесей необратимым (рис. 7, *a*). Это можно объяснить следующим образом. При уменьшении внешнего поля в обратную сторону от максимального значения до нуля вихри остаются закрепленными на дефектах, и магнитный момент примеси, захватившей вихрь, повернут в соответствии с полем в его центре,

а не в соответствии с внешним полем. Таким образом, корреляция между магнитными примесями и вихревой системой сверхпроводника приводит к гистерезисным явлениям в ансамбле ферромагнитных частиц.

Изменение характера фазового перехода и проявление гистерезисных явлений для ансамбля примесей — результат нелинейного взаимодействия сверхпроводника и ферромагнитного ансамбля.

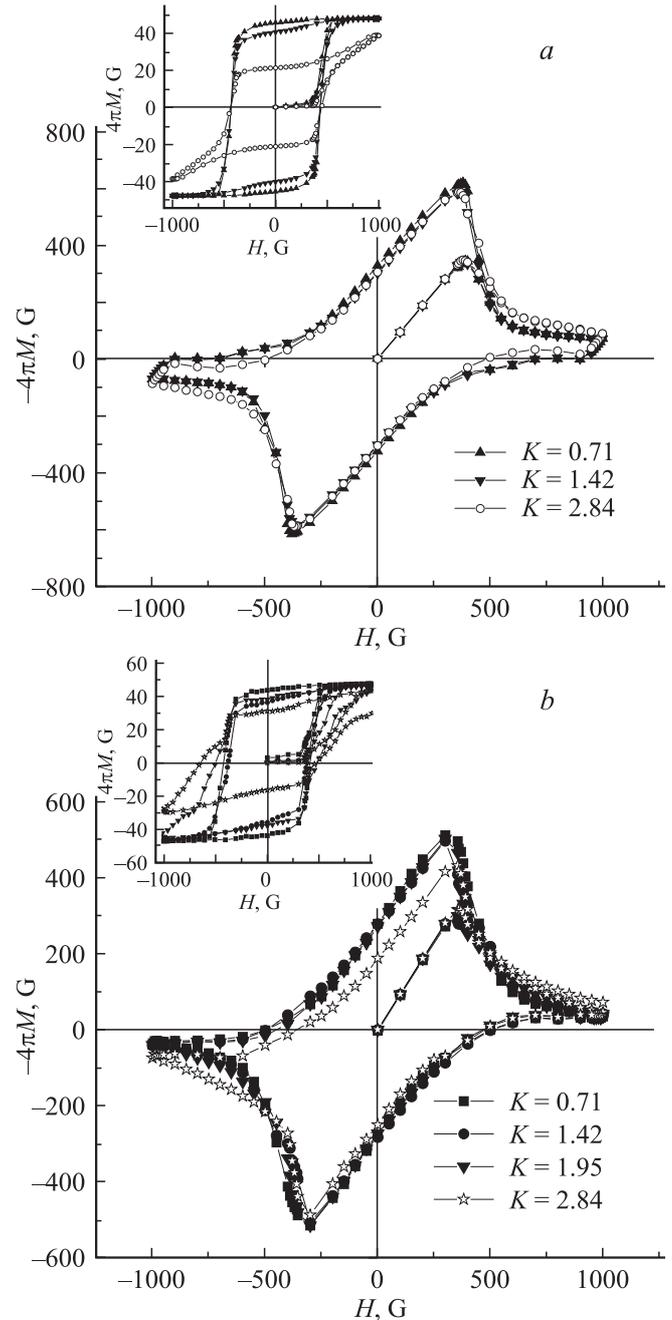


Рис. 7. Кривые намагниченности сверхпроводника для различных параметров анизотропии в случаях, когда легкие оси перпендикулярны внешнему полю (*a*) и когда легкие оси направлены случайно (*b*). Вклад ферромагнитных примесей внутри образца показан на вставках. $T = 10$ К.

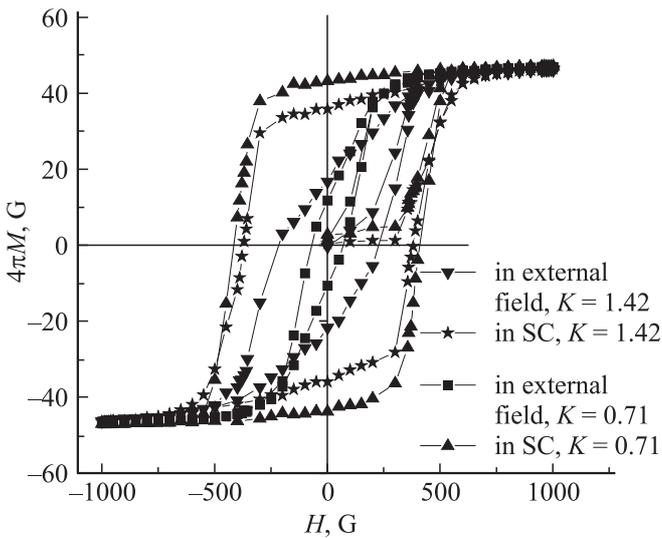


Рис. 8. Кривые $M(H)$ для ансамбля ферромагнитных частиц при различных параметрах анизотропии. Показано перемангничивание внешним полем и перемангничивание внутри сверхпроводника.

Сравним кривые при различных значениях параметра анизотропии K . Видно, что намагниченность насыщения для примесей при больших K не достигается, однако коэрцитивная сила остается постоянной и равной ~ 450 Г. Именно при таком поле начинается проникновение в образец вихрей противоположного знака и их аннигиляция с вихрями, закрепленными на дефектах.

Как видно, ширина петли перемангничивания системы практически не зависит от параметра анизотропии, в то время как насыщение магнитных дефектов чувствительно к параметру K .

3.3. Случайная ориентация легких осей. Когда легкие оси ориентированы случайно, также наблюдается уширение петли для системы примесей (вставка на рис. 7, *b*). Параметр анизотропии K здесь и далее представлен в единицах $\epsilon_0 = \Phi_0^2 s / (4\pi\lambda)^2$. Для всего образца результат близок к случаю продольной ориентации оси легкого намагничивания, так что наблюдается слабое уменьшение ширины петли всего образца при возрастании параметра анизотропии (рис. 7, *b*), но без резкого падения, как на рис. 5, *b* для продольной ориентации легких осей.

Полезно сопоставить перемангничивание примесей вне и внутри сверхпроводника при случайной ориентации легких осей. На рис. 8 представлены петли перемангничивания для ансамбля ферромагнитных частиц при различных параметрах анизотропии. Во всех случаях наблюдается как уширение петли, так и увеличение коэрцитивной силы. При этом итоговая коэрцитивная сила (для примесей в сверхпроводнике) практически не зависит от параметра анизотропии, хотя исходное значение (для случая вне сверхпроводника) прямо пропорционально K .

3.4. Влияние температуры на процессы перемангничивания. Следует выяснить температурный диапазон, для которого имеют место наблюдаемые явления. Рассмотрим этот вопрос в случае легких осей, перпендикулярных внешнему полю. Расчеты показывают, что площадь петли уменьшается с повышением температуры (рис. 9) и ростом термодиффузии вихрей, так что при $T = 30$ К и выше (для выбранной концентрации и типа дефектов) наблюдается полное исчезновение остаточной намагниченности. Таким образом, основные

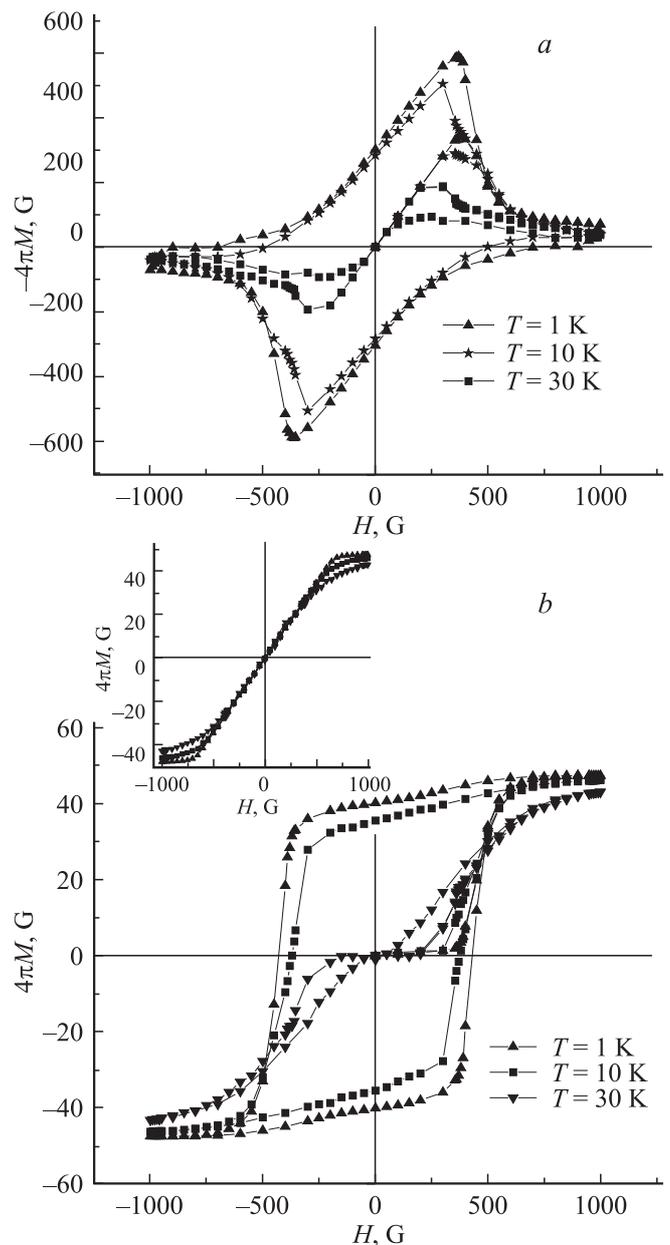


Рис. 9. Кривые $M(H)$ для сверхпроводника с примесями в случае осей легкого намагничивания, перпендикулярных полю, при различных температурах. *a* — весь образец, *b* — вклад ансамбля ферромагнитных примесей. На вставке — ферромагнитные примеси только во внешнем поле при различных температурах. $K = 1.42$.

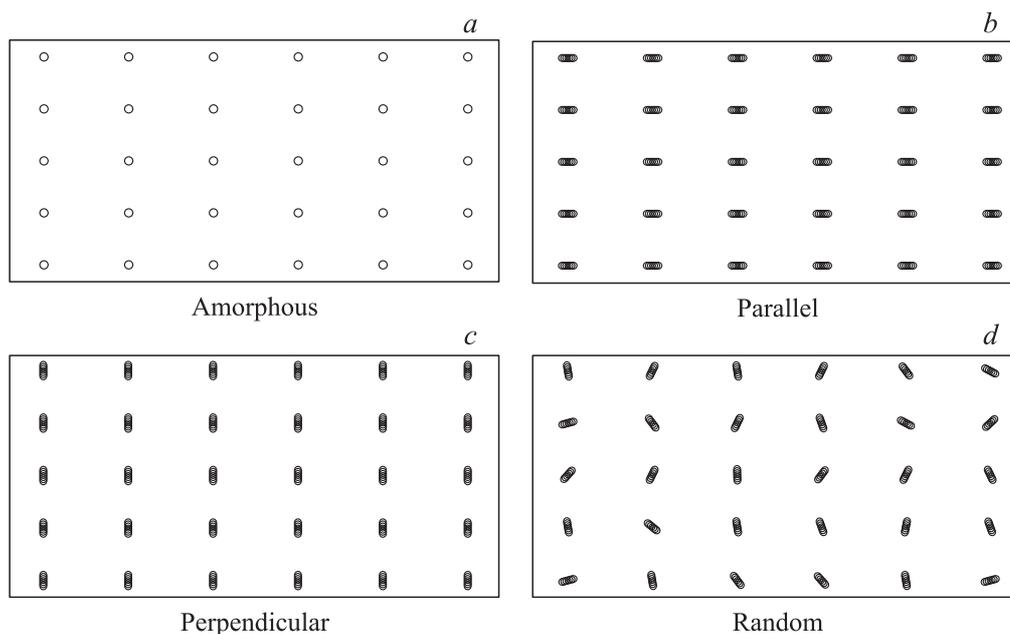


Рис. 10. Конфигурации расширенных дефектов. *a* — „изотропные дефекты“, *b* — ориентация параллельно входу вихрей, *c* — перпендикулярно входу вихрей, *d* — ориентация случайная.

эффекты, обсуждаемые в настоящей работе, имеют место при достаточно низких температурах, существенно меньших критической. Это справедливо для любой ориентации легких осей и параметра анизотропии.

Заметно также уменьшение первого критического поля с повышением температуры, что явно свидетельствует об ослаблении барьера на границе. Также интересно, что сильная взаимная корреляция между ферромагнетиком и сверхпроводником приводит к исчезновению остаточной намагниченности как для сверхпроводника, так и для ферромагнитного ансамбля при одной и той же температуре, т.е. согласованно.

При этом отдельно для ферромагнетика во внешнем поле (вставка на рис. 9, *b*) практически отсутствует температурная зависимость, так что перемагничивание имеет обратимый характер, в то время как внутри сверхпроводника ферромагнитный ансамбль демонстрирует конечную ширину петли перемагничивания (рис. 9, *b*) вплоть до температур ~ 30 К.

4. Влияние кластеров ферромагнитных дефектов

В данном разделе анализируется влияние протяженных ферромагнитных дефектов (кластеров) на процессы перемагничивания в образце ВТСП. Дело в том, что кластеризация дефектов с магнитными степенями свободы может дать дополнительные факторы изменения процессов перемагничивания образца.

С целью анализа такого влияния нами рассчитана намагниченность вихрей при различной конфигурации протяженных примесей, изучено влияние размера кластера

и его ориентации на поведение намагниченности. Для более детального рассмотрения и исключения температурного фактора результаты расчетов далее приводятся при низких температурах ($\sim 1-5$ К), много меньших критической.

4.1. Протяженные ферромагнитные дефекты (кластеры). Рассмотрим для определенности периодическую решетку протяженных ферромагнитных примесей. Заметим, что результаты качественно такие же и для ансамбля хаотически разбросанных по пространству кластеров-дефектов, просто в данной конфигурации удобнее анализировать, выдерживать ориентацию, расстояния между дефектами и размеры дефектов.

В расчет протяженный магнитный дефект вводится в виде группы из нескольких отдельных частиц ферромагнетика размером порядка радиуса кода вихря каждая, так что (линейный) размер группы таких частиц в итоге может быть близок по порядку величины к глубине проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Рассмотренные конфигурации протяженных дефектов показаны на рис. 10. Внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка, образец имеет периодические граничные условия по оси y и нулевые по оси x , т.е. вихри при перемагничивании заходят в него справа и слева. Соответственно вытянутые дефекты могут располагаться параллельно входу вихрей, перпендикулярно ему и быть ориентированными случайно. Расстояние dx между соседними частицами в кластере выдерживается постоянным.

Еще одна возможная конфигурация — так называемые „изотропные“ кластеры-дефекты. В этом случае входящие в их состав наночастицы разбрасываются

случайным образом по области заданного радиуса R , что приводит к более компактному кластерному дефекту; расстояние между каждой парой частиц в кластере соответственно варьируется, но среднее значение (dx) фиксировано и связано следующим соотношением с числом частиц N и радиусом дефекта: $dx = (\pi R^2/N)^{0.5}$ (имеется в виду проекция сферы радиусом R на сверхпроводящую плоскость толщиной $s \ll R$), так что радиусы кластеров с числом частиц N_1 и N_2 соотносятся как $(N_1/N_2)^{0.5}$.

Заметим, что для сопоставления данных здесь и далее выдерживается одна и та же концентрация точечных дефектов — не важно, находятся они в кластерах или нет.

Кривые намагниченности для всех типов дефектов, показанных на рис. 10, представлены на рис. 11. Видно, что петли намагничивания для данных размеров кластеров практически идентичны, т.е. процессы перемангничивания

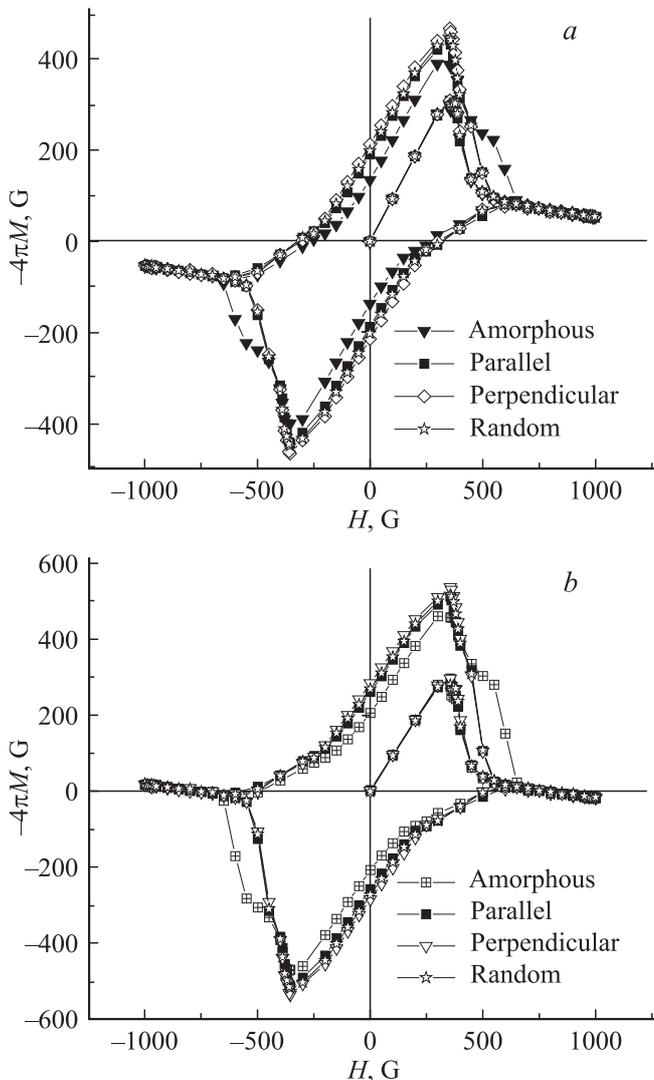


Рис. 11. Сравнение кривых намагниченности образцов с дефектами различной конфигурации: кривые только для сверхпроводника (a) и для всего образца (b). $K = 0.35$, $T = 1$ K, $dx = 20$ nm.

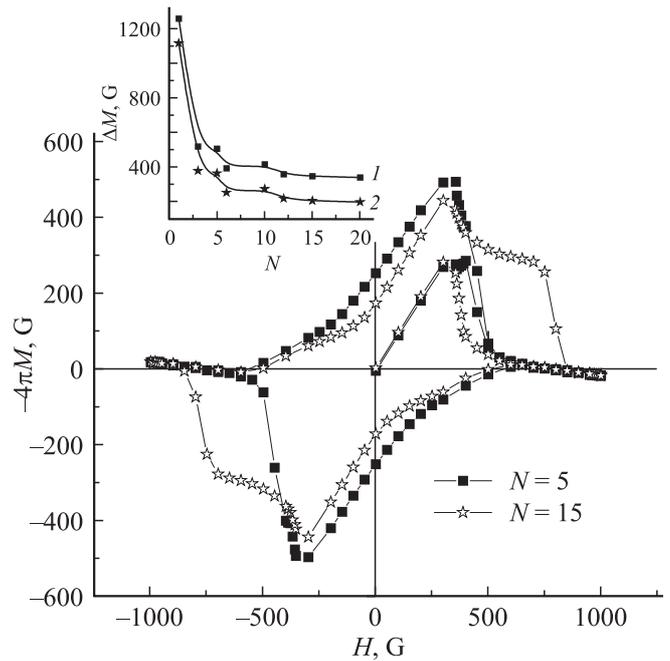


Рис. 12. Бесструктурные дефекты: кривые при различном числе магнитных моментов в кластере (N). На вставке — зависимость ширины петли от размера кластера. 1 — ширина петли для всего образца, 2 — только для сверхпроводника. $K = 0.35$, $dx = 20$ nm.

ния зависят только от концентрации дефектов, но не от их ориентации. Только в случае „изотропных“ дефектов можно отметить небольшое сужение петли намагничивания, что связано с эффективным уменьшением объема дефекта при такой конфигурации.

Любопытно, что в области максимальных полей образец демонстрирует слабый парамагнетизм аналогично расчетам и эксперименту [32] при взаимодействии сверхпроводника с ферромагнитной подложкой. Это можно объяснить, как это сделано в [32], тем, что магнитный ансамбль при максимальном поле находится в насыщенном состоянии, и суммарная энергия примесей, да еще кластеризованных, эффективно увеличивает потенциал пиннинга для вихревой системы, увеличивая плотность вихрей по сравнению с равновесной концентрацией.

Меняя размер кластера и расстояние между дефектами, можно добиться существенно новых эффектов, что будет продемонстрировано далее.

Рассмотрим случай „изотропных“ дефектов-кластеров. Зададим концентрацию точечных ферромагнитных частиц (т.е. их количество, приходящееся на пластину данного размера) и будем увеличивать их число в кластере, символизирующем расширенный дефект (соответственно количество кластеров на единицу площади образца будет уменьшаться). Результаты расчета показаны на рис. 12. Видно, что с ростом размера кластера величина остаточной намагниченности уменьшается и выходит на насыщение. Особенно это проявляется на зависимости

ширины петли от размера кластера (вставка на рис. 12). Это связано с изменением числа вихрей, которое может удержать такая протяженная примесь. Поскольку ее размер приблизительно совпадает с эффективным радиусом вихря, из-за взаимного отталкивания вихрей не каждая магнитная частица оказывается занятой „пиннингованной“ ею вихрем, в то время как в случае одиночных точечных дефектов каждый из них является отдельным полноценным центром пиннинга.

Заметим, что наблюдается особенность на намагниченности при полях, больших первого критического, при $N > 5$ (рис. 12). Она объясняется возрастанием эффективной глубины пиннинга на примеси с ростом числа частиц в кластере, что затрудняет аннигиляцию вихрей противоположного знака. Действительно, как показывает расчет, на кластере остается достаточное количество запиннингованных вихрей, и вместе с магнитными моментами примесей, ориентированными по этому замороженному магнитному потоку, они образуют дополнительный барьер для входящих вихрей противоположного знака. Особенность на кривой при поле $H \sim 750 \text{ G} > H_{c1}$ (рис. 12, $N = 15$) отражает момент преодоления этого барьера вихрями и экспоненциальный рост процессов аннигиляции при перемагничивании (так же как вихри преодолевают барьер Бина–Ливингстона на границе при H_{c1}).

Рассмотрим далее вытянутые дефекты, параллельные и перпендикулярные направлению входа вихрей в образец, и рассчитаем кривые намагниченности такой системы при различных расстояниях между соседними наночастицами (dx) в кластере. На рис. 13 показаны кривые для различных значений данного параметра и зависимость от dx ширины петли. Видно, что изменение расстояния между частицами практически не сказывается на форме кривой в случае дефектов, ориентированных параллельно входу вихрей, в то время как в случае дефектов, ориентированных перпендикулярно, ширина петли резко увеличивается с ростом dx . Также во втором случае наблюдается особенность вблизи первого критического поля. Как показывает анализ распределения вихревой плотности, оба эти эффекта связаны с обсуждаемым в работе [41] экранированием приповерхностных областей. Как нетрудно видеть из представленных на рис. 14 картин вихревой плотности в различных точках кривой перемагничивания, закрепленный на дефектах вблизи границы магнитный поток в случае поперечной ориентации дефектов препятствует дальнейшему входу вихрей в образец при увеличении внешнего поля, в то время как в случае продольной ориентации дефектов фактически имеются каналы перетекания вихревой плотности („вихревые реки“) между слоями дефектов, способствующие процессам диффузии в глубь образца, сближения вихрей разных знаков и соответственно их аннигиляции.

Также заметны особенности при полях, больших первого критического, связанные с подстройкой системы вихрей к системе дефектов. Последний эффект наиболее

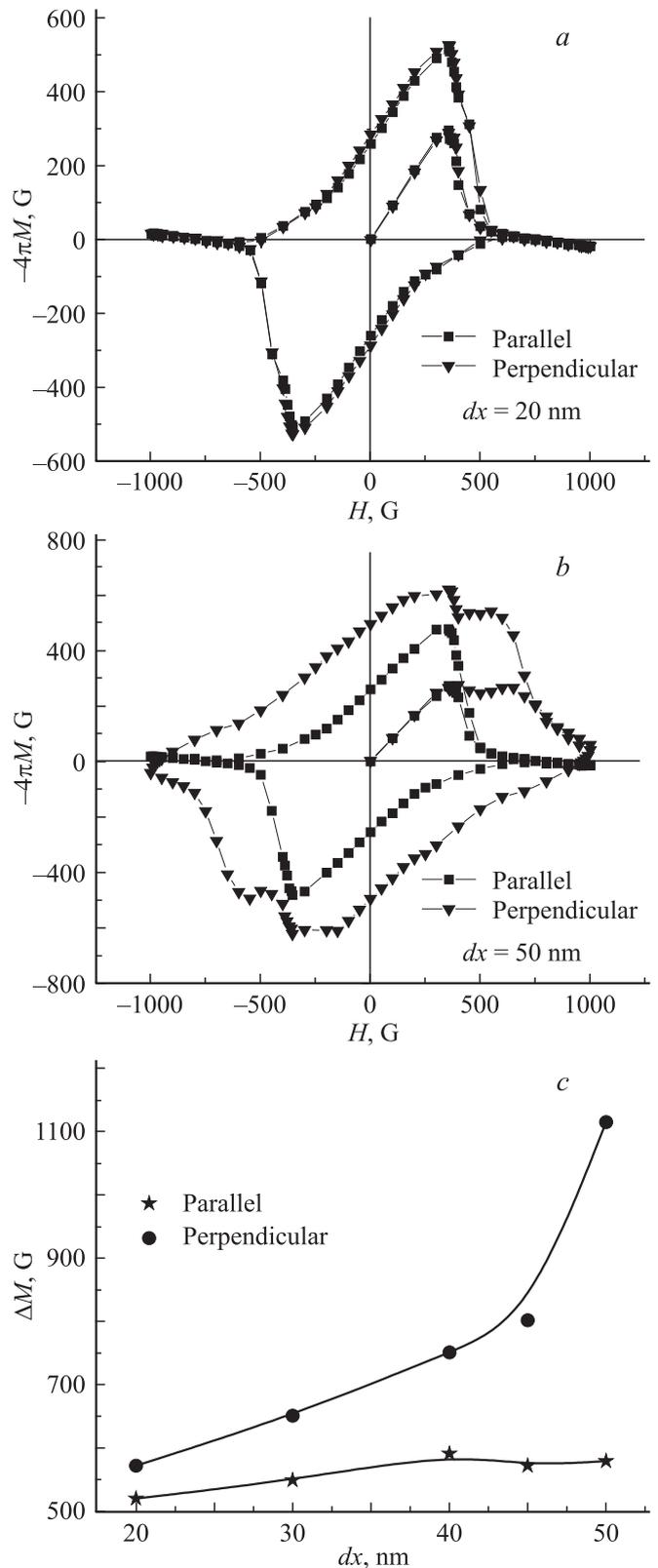


Рис. 13. Кривые намагниченности для случая вытянутых дефектов при различном расстоянии между магнитными моментами (*a, b*) и зависимость ширины петли от расстояния между частицами (*c*). $K = 0.35$.

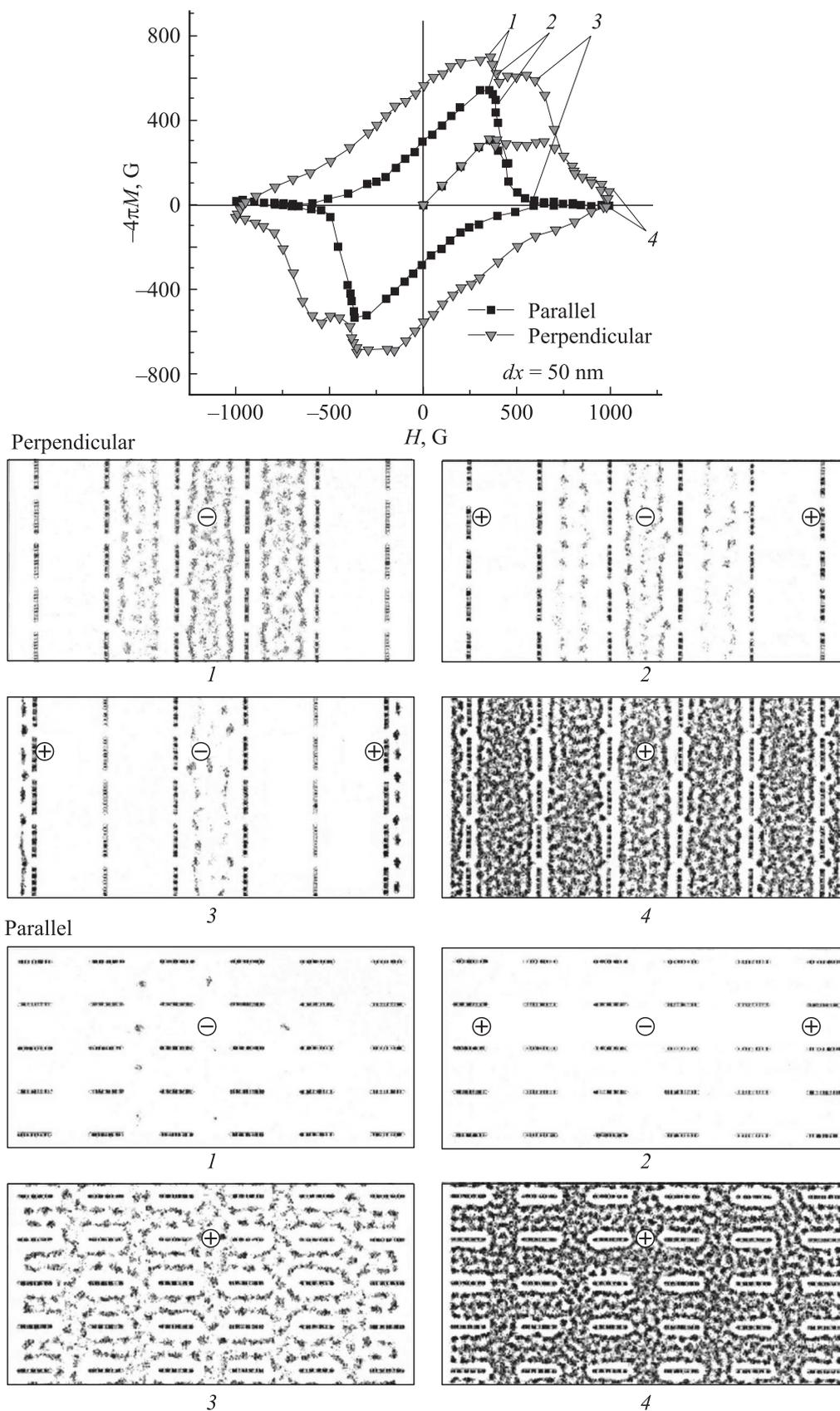


Рис. 14. Конфигурации вихрей для случая вытянутых дефектов при $dx = 50 \text{ nm}$ для отмеченных точек петли. Маркерами „+“ и „-“ отмечены области вихрей разных знаков. Вихри входят в сверхпроводник слева и справа (там же течет мейсснеровский ток и учтено взаимодействие вихревых линий с границей). Периодические граничные условия — в вертикальном направлении.

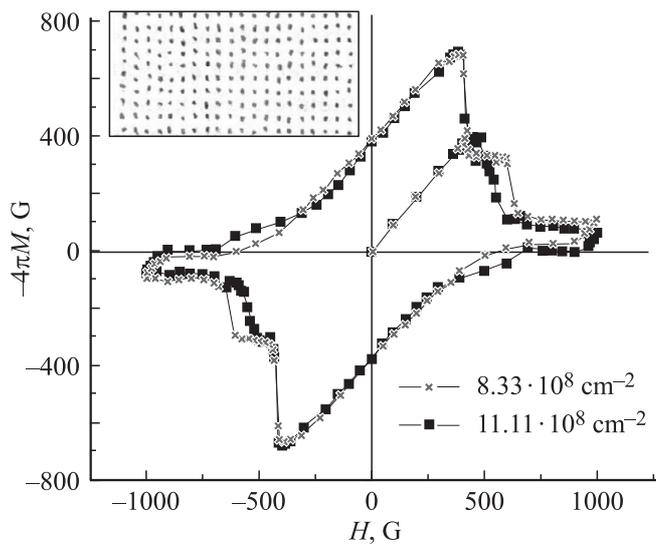


Рис. 15. Петли перемагничивания при различных концентрациях частиц для периодической решетки точечных магнитных дефектов (на вставке). $K = 0.35$. Легкие оси параллельны полю.

ярко выражен в предельном случае системы кластеров, состоящих всего из одной частицы. Тогда имеем квадратную решетку точечных магнитных дефектов. Наблюдаемые пики на кривой намагниченности (рис. 15) аналогичны полученным в работе [41] для немагнитных дефектов и также объясняются эффектами поверхностного экранирования и подстройки вихревой решетки под решетку примесей.

4.2. Учет взаимодействия в кластерах ферромагнитных частиц. Примем во внимание возможность взаимодействия между магнитными моментами наночастиц, расположенных близко друг от друга (на расстоянии $dx \sim 20\text{--}100\text{ nm}$) в кластере при отсутствии экранировки взаимодействия. При этом следует учитывать, что, согласно (10), при уменьшении расстояния dx возрастает взаимодействие U_{int} , так что $U_{\text{int}} \sim dx^{-3}$. Параметры дефектной системы оставим такими же, как и в предыдущем подразделе. Для определенности рассмотрим случай ориентации осей легкого намагничивания параллельно внешнему полю.

Рассмотрим сначала перемагничивание только внешним полем. Согласно выражению (10) для U_{int} , взаимодействие стремится выстроить магнитные моменты в плоскости слоя, в то время как внешнее поле — перпендикулярно ему. В результате намагниченность взаимодействующих частиц оказывается всегда меньше таковой для не взаимодействующих, что приводит к уменьшению остаточной намагниченности, площади петли и коэрцитивной силы (рис. 16) в широком диапазоне параметра анизотропии i , как показывает расчет, для всех ориентаций осей легкого намагничивания.

Теперь пусть ферромагнитные частицы находятся внутри образца (сверхпроводника). Из рис. 17 для „изо-

тропных“ дефектов нетрудно видеть увеличение остаточной намагниченности для частиц в сверхпроводнике по сравнению с частицами во внешнем поле (вместо ожидаемого уменьшения). Это объясняется особенностями распределения магнитного потока на протяженных дефектах (расчет проведен для $N = 10$). Поскольку протяженная примесь размером много больше радиуса вихря может удержать на себе несколько вихрей, поле, в котором находится магнитная частица, оказывается больше среднего по образцу $\sim n\Phi_0$.

Отмеченное выше относится только к „изотропным“ дефектам. В случае вытянутых дефектов (для ориентации кластера перпендикулярно проникновению вихрей) учет взаимодействия практически не сказывается на форме кривой (вставка на рис. 17). Таким образом, роль взаимодействия существенна именно при более

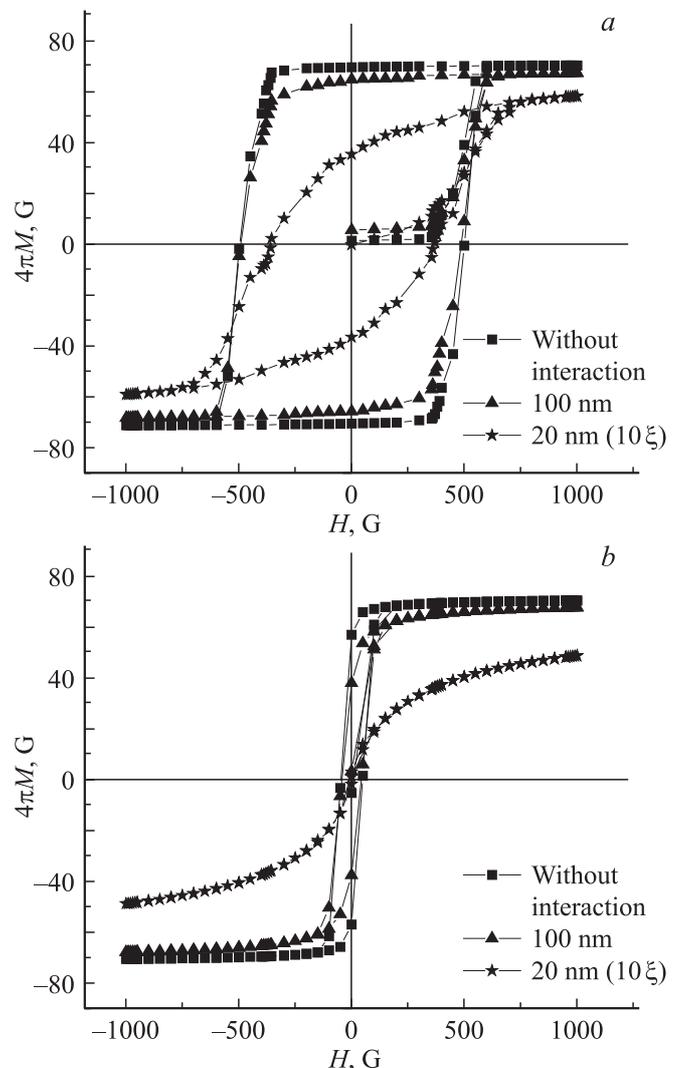


Рис. 16. „Изотропные“ дефекты только во внешнем поле вне сверхпроводника: кривые перемагничивания частиц при учете взаимодействия между магнитными моментами. $K = 1.77$ (a) и 0.35 (b). Приведены кривые с взаимодействием для $dx = 20\text{ nm}$, 100 nm и без взаимодействия (для сравнения).

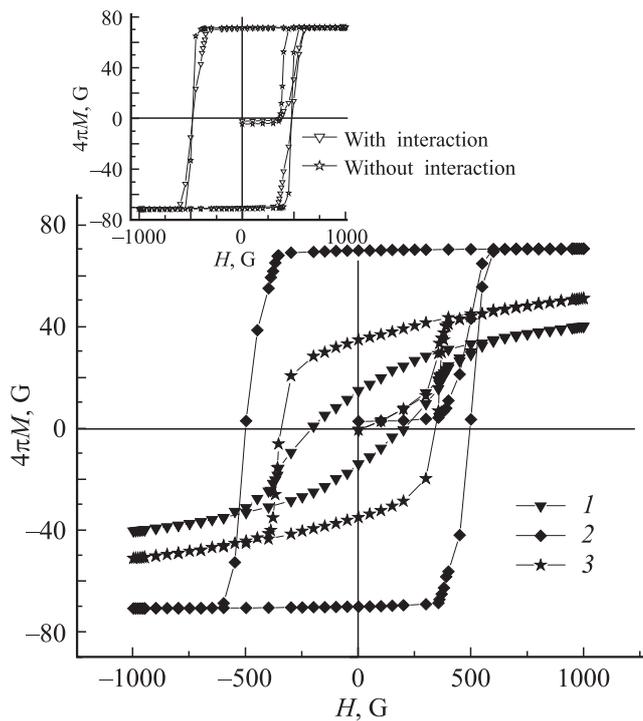


Рис. 17. Сравнение кривых перемангничивания для магнитных частиц, находящихся вне (1, 2) и внутри (3) сверхпроводника для бесструктурных дефектов. 1, 3 — с взаимодействием, 2 — без взаимодействия. На вставке для сравнения представлены данные для вытянутых дефектов. $K = 1.77$. Везде для случая взаимодействия $dx = 20$ nm.

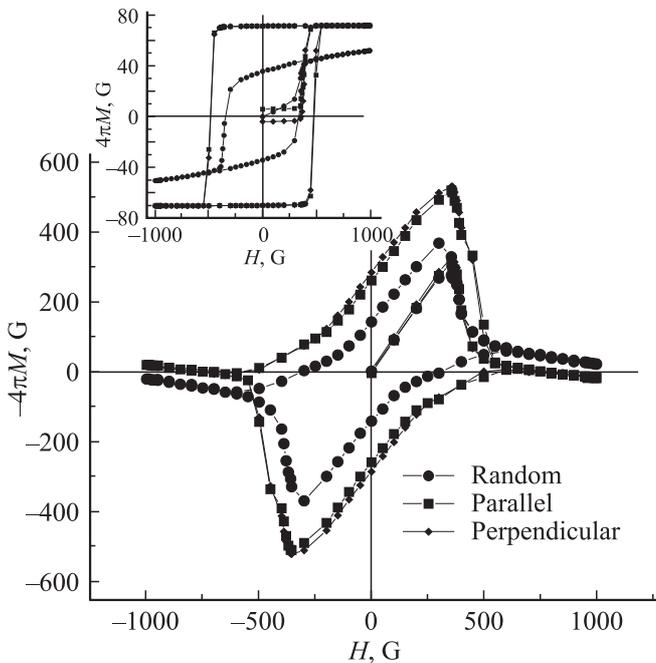


Рис. 18. Кривые перемангничивания образца и находящихся в нем ферромагнитных частиц (на вставке) для различных конфигураций взаимодействующих магнитных дефектов. $K = 1.77$, $dx = 20$ nm.

компактном расположении частиц в кластере (а это реализуется при случайном их расположении в „изотропном“ дефекте-кластере на расстояниях порядка нескольких ξ), когда перемангничивание кластера как целого более коррелировано. Этот эффект демонстрируется на рис. 18, где представлены петли перемангничивания всего образца и отдельно ферромагнитного ансамбля (на вставке), сопоставленные друг с другом для различных конфигураций дефектов в случае сильного взаимодействия ($dx = 20$ nm) и большого параметра анизотропии $K = 1.77$.

Заметим также, что все расчеты для кластеров дефектов при температурах 5–30 К привели к тем же данным, что и выше (см. подразделы 4.1 и 4.2), но с несколько сглаженными эффектами, а при $T > 30$ К наблюдается малая остаточная намагниченность аналогично данным, представленным на рис. 9, что исключает детальный анализ.

5. Заключение

Представлены результаты точного расчета процессов перемангничивания слоистого ВТСП-материала с ферромагнитными наночастицами в качестве центров пиннинга. Было проведено корректное описание сверхпроводника и магнитных частиц как самосогласованной системы. Представлено систематическое исследование магнитных свойств такого композита в зависимости от формы и размера кластеров ферромагнитных дефектов, концентрации, температуры образца, взаимного расположения, взаимодействия и ориентации. Рассмотрены процессы перемангничивания как всего образца, так и находящихся в его объеме ферромагнитных частиц.

Для реализации данных расчетов в работе был разработан алгоритм, позволяющий методом Монте-Карло самосогласованно рассчитывать намагниченность ВТСП с взаимодействующими ферромагнитными примесями при произвольном соотношении между кривыми перемангничивания сверхпроводника и примесных частиц.

Исследование поведения уединенных ферромагнитных частиц, находящихся внутри сверхпроводника, показало увеличение площади петли намагничивания по сравнению со случаем ансамбля частиц вне сверхпроводника.

Проанализировано влияние на намагниченность образца величины параметра анизотропии примесей и ориентации осей легкого намагничивания. Показано, что в случае, когда легкие оси параллельны внешнему полю, для образца площадь петли с ростом параметра анизотропии падает при определенном его значении в 2 раза, так что ферромагнитные примеси с большим параметром анизотропии оказываются менее эффективными, чем немагнитные. Если же легкие оси перпендикулярны внешнему полю, то сила пиннинга практически не зависит от K . Показано, что исходно обратимый характер перемангничивания ансамбля ферромагнитных частиц может стать необратимым с конечной шириной

петли гистерезиса в присутствии сверхпроводящей фазы в вихревом состоянии.

При исследовании периодической решетки протяженных ферромагнитных примесей (кластеров) были рассчитаны кривые намагниченности сверхпроводника при различной величине и конфигурации кластеров магнитных дефектов. Для „изотропных“ кластеров дефектов получена зависимость ширины петли от количества частиц в кластере. Продемонстрирован выход на насыщение при числе дефектов, большем пяти. Проанализирована зависимость процессов перемагничивания от расстояния между частицами в кластере, т.е. от эффективного размера кластера. Показано, что если вытянутые дефекты параллельны направлению входа вихрей в образец, то размер примеси не сказывается на величине остаточной намагниченности. Для случая когда вытянутые дефекты перпендикулярны линиям входа вихрей, получена резкая зависимость остаточной намагниченности от расстояния между частицами, так что наблюдается рост ширины петли намагничивания при расстоянии $dx > 45$ nm. Для периодической решетки одиночных магнитных наночастиц получены характерные пики на кривой намагниченности, аналогичные резонансным эффектам от периодической решетки немагнитных примесей [41].

Также показано, что учет взаимодействия между магнитными моментами внутри кластера уменьшает площадь петли как для всего образца, так и для распределенных в его объеме ферромагнитных частиц. Эффект максимален в случае изотропного, более компактного расположения частиц в кластере и минимален в случае протяженных структур дефектов.

Важным результатом работы является демонстрация нелинейного взаимодействия сверхпроводника и ансамбля ферромагнитных примесей, так что наблюдается взаимное изменение петель перемагничивания. Показано фактически, как, меняя различные характеристики примесей, а именно форму и размер кластеров, концентрацию, взаимное расположение дефектов, ориентацию, используя данные по температурным зависимостям, можно достаточно сильно изменить петлю перемагничивания образца и соответственно скорректировать транспортные и магнитные характеристики сверхпроводника.

Следует констатировать, что имеющихся экспериментальных данных пока недостаточно для полного сопоставления численных результатов с экспериментом. Но известные эксперименты по влиянию ориентации магнитных примесей на перемагничивание [27] нам удастся качественно воспроизвести. Также полученное в работе [32] соответствие экспериментальных данных и результатов численного анализа методом Монте-Карло, модификация которого представлена в данной работе, свидетельствует о корректности нашего подхода.

Сопоставление с результатами работ [1–18] в ситуации, когда ферромагнитные структуры находятся вне сверхпроводника (т.е. когда влиянием магнитного поля вихрей на ферромагнетик можно пренебречь), не совсем

корректно, но некоторые качественные совпадения можно проследить. Наши данные, так же как и результаты этих работ, демонстрируют большую эффективность магнитных примесей по сравнению с немагнитными. Если сравнивать периодические структуры ферромагнитных точек, рассмотренных в [4–6,9–11], и наши периодические системы ферромагнитных кластеров, то можно заметить, что и там, и здесь вихри противоположного знака располагаются в промежутках между магнитными дефектами. Более того, на „изотропном“ кластере дефектов появляются группы из двух, трех и более вихрей, что можно отождествить с „гигантским“ вихрем на магнитной точке, полученным в [7,8]. Так же как и в работах [6,7,11], при анализе наших вихревых конфигураций можно наблюдать конфигурации вихрь–антивихрь вблизи магнитных примесей, а также пики намагниченности в условиях, когда число вихрей оказывается целым кратным от числа дефектов [42].

Как и в работе [30], наши данные свидетельствуют о возрастании пиннинга вихревых нитей, обусловленного необратимостью в процессе перемагничивания массива однодоменных ферромагнитных частиц. В свою очередь необратимый характер намагничивания ферромагнитного ансамбля проявляется именно из-за влияния сверхпроводника и его вихревой системы на ферромагнетик, что также подтверждают наши результаты и данные [30].

Следует надеяться, что полученные в настоящей работе результаты будут полезны для дальнейших исследований по улучшению транспортных характеристик ВТСП с помощью магнитных примесей заданного размера, формы, расположения, ориентации и концентрации.

Список литературы

- [1] T. Shapoval, V. Metlushko, M. Wolf, B. Holzapfel, V. Neu, L. Schultz. Phys. Rev. B **81**, 092 505 (2010).
- [2] A. Hoffmann, L. Fumagalli, N. Jahedi, J.C. Sautner, J.E. Pearson, G. Mihajlović, V. Metlushko. Phys. Rev. B **77**, 060 506(R) (2008).
- [3] J.E. Villegas, K. D. Smith, L. Huang, Y. Zhu, R. Morales, I.K. Schuller. Phys. Rev. B **77**, 134 510 (2008).
- [4] A. Hoffmann, P. Prieto, I.K. Schuller. Phys. Rev. B **61**, 6958 (2000).
- [5] W. Gillijns, A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, V.V. Moshchalkov. Phys. Rev. B **76**, 060 503 (2007).
- [6] M.J. Van Bael, J. Bekaert, K. Temst. Phys. Rev. Lett. **86**, 155 (2001).
- [7] R.B.G. Kramer, A.V. Silhanek, J. Van de Vondel, B. Raes, V.V. Moshchalkov. Phys. Rev. Lett. **103**, 067 007 (2009).
- [8] Q.H. Chen, C. Carballeira, V.V. Moshchalkov. Phys. Rev. B **74**, 214 519 (2006).
- [9] C.C. de Souza Silva, J. Albino Aguiar, V.V. Moshchalkov. Phys. Rev. B **68**, 134 512 (2003).
- [10] M.J. Van Bael, M. Lange, S. Raedts, V.V. Moshchalkov. Phys. Rev. B **68**, 014 509 (2003).
- [11] C.C. de Souza Silva, A.V. Silhanek, J. Van de Vondel. Phys. Rev. Lett. **98**, 117 005 (2007).

- [12] M.V. Milosevic, S.V. Yampolskii, F.M. Peeters. Phys. Rev. B **66**, 174 519 (2002).
- [13] M.V. Milosevic, F.M. Peeters. Phys. Rev. B **68**, 024 509 (2003).
- [14] M.V. Milosevic, F.M. Peeters. Phys. Rev. B **68**, 094 510 (2003).
- [15] M. Lange, M.J. Van Bael, Y. Bruynseraede, V.V. Moshchalkov. Phys. Rev. Lett. **90**, 197 006 (2003).
- [16] S. Erdin, I.F. Lyuksyutov, V.L. Pokrovsky, V.M. Vinokur. Phys. Rev. Lett. **88**, 017 001 (2002).
- [17] A.Yu. Aladyshkin, V.V. Moshchalkov. Phys. Rev. B **74**, 064 503 (2006).
- [18] T. Aytug, M. Paranthaman, K.J. Leonard. Phys. Rev. B **74**, 184 505 (2006).
- [19] R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov, A. Gedanken. Phys. Rev. B **59**, 6956 (1999).
- [20] P.C. Morais, C.B. Teixeira, K. Skeff Neto. Solid State Commun. **114**, 59 (2000).
- [21] R.H. Kodama. J. Magn. Magn. Mater. **200**, 359 (1999).
- [22] M.F. Hansen, S. Morup. J. Magn. Magn. Mater. **184**, 262 (1998).
- [23] T. Jonsson, P. Nordblad, P. Svedlindh. Phys. Rev. B **57**, 497 (1998).
- [24] D.A. Stariolo, O.V. Billoni. J. Phys. D **41**, 205 010 (2008).
- [25] W.T. Coffey, D.S.F. Crothers. Phys. Rev. E **54**, 4768 (1996).
- [26] D.K. Lottis, R.M. White, E. Dan Dahlberg. Phys. Rev. Lett. **67**, 362 (1991).
- [27] T.H. Alden, J.D. Livingston. J. Appl. Phys. **37**, 3551 (1966).
- [28] C.C. Koch, G.R. Love. J. Appl. Phys. **40**, 3582 (1969).
- [29] A. Snezhko, T. Prozorov, R. Prozorov. Phys. Rev. B **71**, 024 527 (2005).
- [30] A. Palau, H. Parvaneh, N.A. Stelmashenko, H. Wang, J. L. Macmanus-Driscoll, M.G. Blamire. Phys. Rev. Lett. **98**, 117 003 (2007).
- [31] N.D. Rizzo, J.Q. Wang, D.E. Prober, L.R. Motowidlo, V.A. Zeitlin. Appl. Phys. Lett. **69**, 2285 (1996).
- [32] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев, А.П. Сотникова. ЖЭТФ **143**, 3, 546 (2013).
- [33] М.В. Зюбин, И.А. Руднев, В.А. Кашурников. ЖЭТФ **121**, 2, 442 (2002).
- [34] Д.С. Одинцов, И.А. Руднев, В.А. Кашурников. ЖЭТФ **130**, 1, 77 (2006).
- [35] I.A. Rudnev, D.S. Odintsov, V.A. Kashurnikov. Phys. Lett. A **372**, 21, 3934 (2008).
- [36] Д.С. Одинцов, И.А. Руднев, В.А. Кашурников. ЖЭТФ **132**, 1(7), 287 (2007).
- [37] W.E. Lawrence, S. Doniach. In: Proc. of LT-12/ Ed. E. Kanda. Keigaku, Tokyo (1971). P. 361.
- [38] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. 4-е изд. Физматлит, М. (2005). 652 с.
- [39] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 789 с.
- [40] S. Kruchinin, Y. Dzhzherya, J. Annett. Supercond. Sci. Technol. **19**, 381 (2006).
- [41] М.В. Зюбин, И.А. Руднев, В.А. Кашурников. ЖЭТФ **123**, 6, 1212 (2003).
- [42] M.J. van Bael, K. Temst, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede. Phys. Rev. B **59**, 14 674 (1999).