

02,05

Домен магнитного потока в сверхпроводниках с ферромагнитными центрами пиннинга

© В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев, Д.С. Одинцов

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва, Россия

E-mail: nastymaksimova@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 5 марта 2015 г.)

Методом Монте-Карло рассчитаны процессы перемагничивания собственным полем транспортного тока образца высокотемпературного сверхпроводника с ферромагнитными частицами в качестве дефектов в присутствии внешнего магнитного поля и вольт-амперные характеристики системы (ВАХ). Обнаружено возникновение S -образной особенности на ВАХ и показано, что данная особенность связана с изменением эффективного взаимодействия магнитных моментов примесных частиц с вихревой системой сверхпроводника, вызванного перемагничиванием ферромагнитных примесей под действием локального магнитного поля вихревой решетки. Вблизи неустойчивости продемонстрировано движение волны перемагничивания магнитных дефектов (магнитного домена) и волн аннигиляции вихрей Абрикосова (доменов вихревой плотности).

В.А.К. и Д.С.О. благодарны за поддержку РФФИ (грант № 15-02-02764), А.Н.М. и И.А.Р. признательны за финансовую поддержку Российскому научному фонду (грант № 14-22-00098).

1. Введение

Динамика вихревой системы и ее взаимодействие с дефектами структуры определяют транспортные свойства сверхпроводников второго рода. Важнейшую для практических целей характеристику сверхпроводника — критическую плотность тока — определяют обычно по началу срыва вихрей с дефектов (центров пиннинга) и их движению под действием силы Лоренца к центру образца с последующей аннигиляцией, что приводит к появлению конечного напряжения на образце, локальной диссипации энергии и переходу сверхпроводника в резистивное состояние. Поэтому актуальными задачами являются исследование влияния природы дефектов на критический ток, поиск способов повышения их эффективности как центров пиннинга, расчет вольт-амперных характеристик (ВАХ) и энергетических потерь на переменном токе. Эффективным методом расчета является численное моделирование динамики взаимодействия вихревой решетки с различными центрами пиннинга, а также расчет ВАХ модельных сверхпроводников [1–7]. Необходимость применения численных методов возникает в связи со сложностью анализа совокупности вихревой системы сверхпроводника и системы дефектов с учетом внешнего поля, тока и реальных граничных условий. Одним из эффективных подходов для расчета в слоистых сверхпроводниках фазовых состояний вихревой решетки, ВАХ и намагниченности является континуальный метод Монте-Карло. В работах [5–7] расчеты проводились при наличии в сверхпроводнике обычных немагнитных примесей. Однако в недавних теоретических и экспериментальных исследованиях показано, что при определенных условиях возможно существенное улучшение сверхпроводящих свойств и в гибридных структурах сверхпроводник–ферромаг-

нетик (SF). Как правило, исследуются двойные и более слои ферромагнетик–сверхпроводник [8,9], массивы магнитных точек, нанесенных на тонкий сверхпроводящий слой [10,11], магнитные частицы, находящиеся внутри массивного сверхпроводника в качестве объемных дефектов [12]. В [8] экспериментально получены вольт-амперные характеристики двойного SF-слоя при различной величине внешнего магнитного поля, а также показано, что критический ток такой структуры меньше критического тока одиночного сверхпроводящего слоя, что связано с подавлением параметра порядка вблизи ферромагнетика. В [9] методом конечных элементов рассчитаны потери на переменном токе для стопки сверхпроводящих образцов на магнитных, слабомагнитных и немагнитных подложках (величина тока не превышала критическую). Показано, что присутствие магнитной подложки повышает потери, особенно в центре стопки, так как в этом случае магнитный поток глубже проникает в сверхпроводник. Также показано, что потери на перемагничивание ферромагнетика существенно меньше потерь в сверхпроводнике. Рассмотрены случаи различного числа образцов в стопке, проведено сравнение с предельными случаями одиночного образца [13] и бесконечной стопки [14]. В [10,11] методом молекулярной динамики исследовано поведение тонкой сверхпроводящей пленки с нанесенным на ее поверхность массивом магнитных точек в переменном токе. Магнитные моменты точек лежат в плоскости слоя. Рассчитаны кривые ВАХ, показаны пики на этих кривых, обусловленные разрывом и аннигиляцией рождающихся на диполях пар вихрь–антивихрь.

Учет дополнительного магнитного взаимодействия из-за наличия магнитного момента у ферромагнитных примесей и эффекты, связанные с ферромагнетизмом примесей, были проанализированы для случая магнит-

ной подложки [15] и магнитных дефектов, распределенных в объеме образца [16]. Также в наиболее близкой по физической постановке к нашей модели работе [17] были экспериментально получены кривые намагниченности сверхпроводника с ферромагнитными примесями, показано, что площадь петли для образцов с магнитными примесями больше, чем для образцов с немагнитными, и проведен теоретический анализ взаимодействия вихря с частицей ферромагнетика.

Следует отметить, что в указанных выше работах [15,16] рассматривалось перемагничивание сверхпроводника внешним магнитным полем в присутствии ферромагнитной фазы и критический ток оценивался по величине остаточной намагниченности. Однако такой метод оценки важнейшего критического параметра является интегральным и не отражает всех особенностей поведения сверхпроводника в присутствии транспортного тока. В недавней работе авторов [18] было исследовано поведение образцов высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) с ферромагнитными примесями при перемагничивании собственным полем тока и проведен детальный расчет ВАХ в присутствии внешнего магнитного поля. Был обнаружен новый эффект — нелинейный S -образный характер вольт-амперных характеристик SF-системы во внешнем магнитном поле. Было показано, что S -образная особенность ВАХ связана с изменением эффективного взаимодействия магнитных моментов примесных частиц с вихревой системой сверхпроводника, вызванного локальным перемагничиванием ферромагнитных примесей под действием собственного поля транспортного тока. Был также проведен анализ параметров по температуре, магнитному полю и дефектности образца, при которых проявляются нелинейные эффекты. Получены условия для возможной генерации излучения в области нелинейности ВАХ, построена фазовая $H-T$ -диаграмма существования неустойчивости ВАХ. Однако детального исследования процессов локального перемагничивания ферромагнитных примесей под действием собственного поля транспортного тока, т.е. демонстрации движения магнитного домена и домена вихревой плотности в работе [18] представлено не было.

Цель настоящей работы заключается в исследовании поведения ВТСП-образцов с ферромагнитными примесями, характеризующихся нелинейной S -образной ВАХ [18], при перемагничивании собственным полем тока в присутствии внешнего магнитного поля. Проведен детальный анализ процессов перемагничивания и продемонстрировано движение как магнитного домена, связанного с переключениями намагниченности в ферромагнитной дефектной подсистеме, так и волн аннигиляции магнитного потока в вихревой системе сверхпроводника, предсказанных в [18].

2. Модель и метод расчета

Расчет проводится в рамках двумерной модели слоистого ВТСП с помощью алгоритма Монте-Карло, развитого ранее авторами [5–7], специально обобщенного для

описания сверхпроводника и частиц ферромагнетика как самосогласованной системы. Модель представляет собой предельный случай реалистичной трехмерной модели, учитывающей различные типы плоскостных взаимодействий и межплоскостное взаимодействие на основе функционала Лоренса–Дониака [19]. При этом вихревая нить в объеме сверхпроводника представляется в виде совокупности взаимодействующих плоских вихрей (пэнкейков). В нашем подходе предполагается, что пэнкейки слабо взаимодействуют в различных плоскостях, и вклады плоскостей аддитивно суммируются в общей энергии сверхпроводника. Рассматриваемый в настоящей работе диапазон температур несколько ниже точки фазового перехода 2D–3D, однако наличие примесей должно понизить температуру перехода и позволить проводить расчет в условиях усредненного вклада каждой плоскости. Расчеты в этом приближении [5–7] и сопоставление с экспериментом подтверждают точку зрения, что такой подход качественно, а в ряде случаев и количественно адекватно описывает ситуацию. Таким образом, термодинамический потенциал Гиббса двумерной системы с переменным числом вихрей-пэнкейков с учетом всех взаимодействий (в отсутствие межплоскостного) имеет следующий вид:

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

где $\varepsilon = \varepsilon_0 (\ln[\lambda(T)/\xi(T)] = 0.52$ — собственная энергия вихря, s — толщина сверхпроводящего слоя, $s \ll \lambda(T)$, $\xi(T)$; $\lambda(T)$, $\xi(T)$ — 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 мейсснеровским током; $\varepsilon_0 = \Phi_0^2 s / (4\pi\lambda)^2$, $\Phi_0 = \pi\hbar c / e$ — квант магнитного потока, c — скорость света. Более подробное описание модели и взаимодействия с границей, мейсснеровским (и транспортным) током приведено в [5–7].

Примем во внимание наличие ферромагнитных примесей в объеме образца. Рассматриваем 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.

В результате потенциал магнитных примесей имеет следующий вид:

$$U_p = U + U_{pm} + U_{pn}, \quad (2)$$

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

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 [5–7]); U — часть энергии примеси во

внешних полях, не связанная с вихрем; $\mu \sim 10^4 \mu_B$, что близко к реальным экспериментальным данным для магнитных наночастиц. Немагнитная часть взаимодействия вихря с областью с пониженным параметром порядка (немагнитным дефектом) имеет вид потенциальной ямы глубиной a и размером $\sim \xi$ ([см. 5]). При указанных выше значениях μ глубина потенциальной ямы, связанной с магнитным дефектом, по порядку величины совпадает с a . Обычно $a \sim 0.010.1 \text{ eV}$.

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. Это означает, что ее размер меньше толщины доменной стенки. Более детально приближения, используемые в настоящей работе для моделирования магнитных наночастиц, описаны в [15,16] (см. также ссылки в них). Квантованием момента частицы можно пренебречь, учитывая большое число 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.

Перемагничивание ферромагнитной примеси можно учесть путем введения в алгоритм Монте-Карло дополнительного подпроцесса — переориентации ее магнитного момента. Энергия частицы складывается из энергии момента в поле вихрей и их отражений, энергии во внешнем поле с учетом поля мейсснеровского тока $H_M = H \text{ch} \frac{x}{\lambda} / \text{ch} \frac{d}{2\lambda}$ (d — ширина сверхпроводящего образца, геометрия системы описана в [5]) и энергии магнитной анизотропии (для простоты одноосного кристалла). Согласно модели перемагничивания ансамбля ферромагнитных частиц [20,21], можно записать энергию магнитного момента во внешнем поле, не связанную с вихрями, следующим образом:

$$U = KV \sin^2(\varphi - \theta) - \mu H_M \cos \varphi, \quad (3)$$

где μ — магнитный момент частицы, $K = \beta M^2 / 2$ — параметр анизотропии, $\beta \sim 1$, φ — угол между направлением магнитного момента μ и внешнего поля, θ — угол между внешним полем и осью легкого намагничивания, V — объем примеси (для определенности полагаем $V \approx \xi^3$), $M = \mu / V$. В общем случае поведение ансамбля таких частиц при перемагничивании зависит от взаимной ориентации осей легкого намагничивания и направления внешнего поля (см. [5]). В настоящей работе будем полагать, что оси легкого намагничивания параллельны внешнему полю. Температуры, для которых производится расчет, достаточно низки, так что суперпарамагнетизм таких частиц практически не проявляется.

При данной ориентации осей легкого намагничивания наш расчет дает прямоугольную форму петли перемагничивания, что согласуется с [21].

Энергия взаимодействия вихря с мейсснеровским и транспортным токами представляет собой взятую с обратным знаком работу силы Лоренца при перемещении вихря от границы в глубь образца [5]

$$U_m = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left[H_0 \left(1 - \frac{\text{ch}(x/\lambda)}{\text{ch}(d/2\lambda)} \right) + H_I \left(\frac{\text{sh} x/\lambda}{\text{sh}(d/2\lambda)} \mp 1 \right) \right] \quad (4)$$

(на единицу длины вихря). Здесь H_0 — внешнее магнитное поле, $H_I = 2\pi I / c$ — поле на поверхности сверхпроводника, создаваемое полным транспортным током I через поперечное сечение образца, d — ширина образца. Знак „минус“ перед единицей берется в том случае, если вихрь появился справа (в положительной области оси x), знак „плюс“ — если вихрь появился в отрицательной области оси x . Геометрия расчета сверхпроводящей пластины в настоящей работе полностью соответствует [5].

3. Результаты и обсуждение

Расчеты проводились при температурах 1–10 К для типичных параметров сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$: $\lambda(0) = 180 \text{ nm}$, $\xi(0) = 2 \text{ nm}$, $T_c = 84 \text{ K}$. Ферромагнитные частицы имеют размер $\sim \xi$, что соответствует магнитному моменту $\mu \sim 10^4 \mu_B$; оси легкого намагничивания частиц параллельны внешнему полю. Расчеты проведены при величине параметра магнитной анизотропии $K = 0.1 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$. Размер образца $6 \times 5 \mu\text{m}$.

При значениях транспортного тока $j > j_c$ сверхпроводник переходит в резистивное состояние, в котором устанавливается вязкое течение вихревых нитей с последующей их аннигиляцией в центре образца. Вольт-амперные характеристики $j(E)$ рассчитывались методом, развитым в работе [7]. Метод основан на вычислении работы силы Лоренца W по перемещению вихрей от краев образца к месту аннигиляции при фиксированном значении плотности транспортного тока j и определении напряженности электрического поля E с помощью соотношения $W = jE$. Ввиду отсутствия в расчете реального времени возникает необходимость нормировки на экспериментальные значения. В соответствии с этим за критический принимается ток, при котором напряженность поля в образце достигает величины $0.1 \mu\text{V/cm}$. Таким образом, зная величину тока, при которой впервые началась аннигиляция, и полное число аннигилировавших в процессе расчета пар, можно определить диссипацию энергии W и электрическое поле E . Отметим, что в данном моделировании для определенности рассматривается периодическая решетка дефектов. Но и в более общем случае произвольного распределения дефектов наблюдаются такие же эффекты. Так, расчет показывает, что результаты качественно

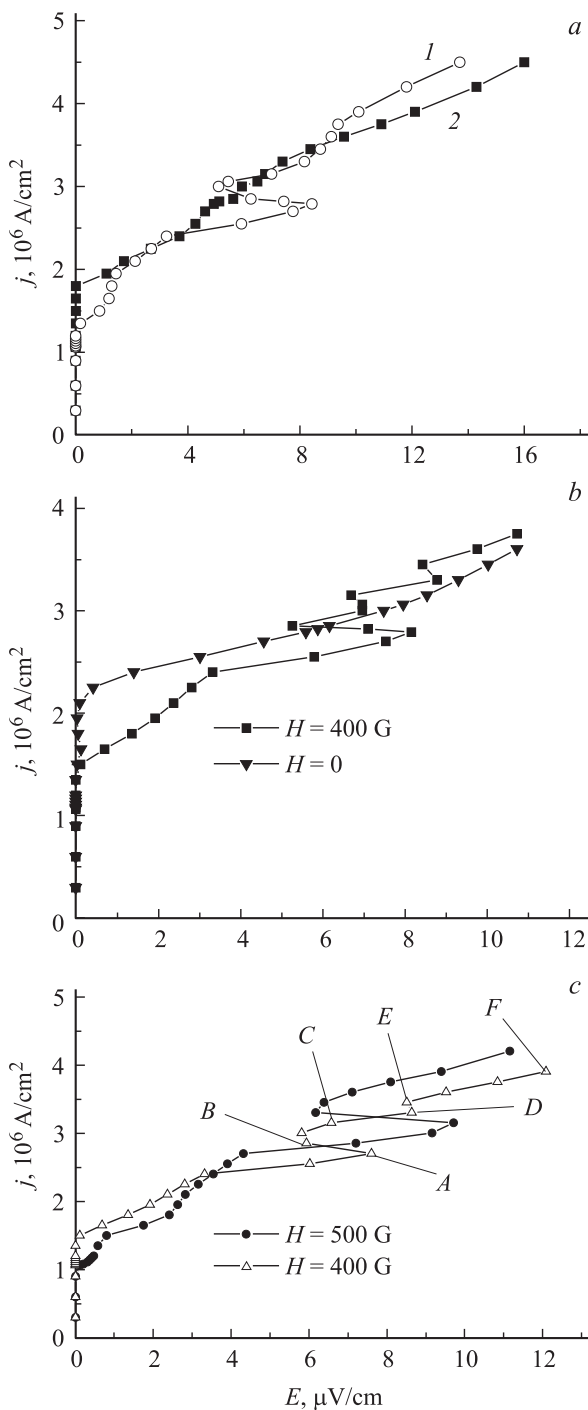


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образцов с магнитными и немагнитными дефектами при различной величине внешнего магнитного поля и концентрации дефектов. *a* — магнитные (1) и немагнитные (2) дефекты, концентрация $C = 0.2 \cdot 10^{11}$ см⁻², внешнее магнитное поле $H = 400$ Г; *b, c* — магнитные дефекты при разном внешнем поле, $C = 1.06 \cdot 10^9$ см⁻². На части *c* буквами А–F отмечены состояния системы вблизи нелинейной области, сопровождающиеся скачками электрического поля E при последовательном увеличении внешнего транспортного тока. Магнитный момент примесей на всех рисунках $\mu = 0.5 \cdot 10^4 \mu$ В, глубина потенциальной ямы для немагнитного дефекта подобрана приблизительно равной эффективной глубине ямы для магнитного дефекта и составляет 0.03 eV.

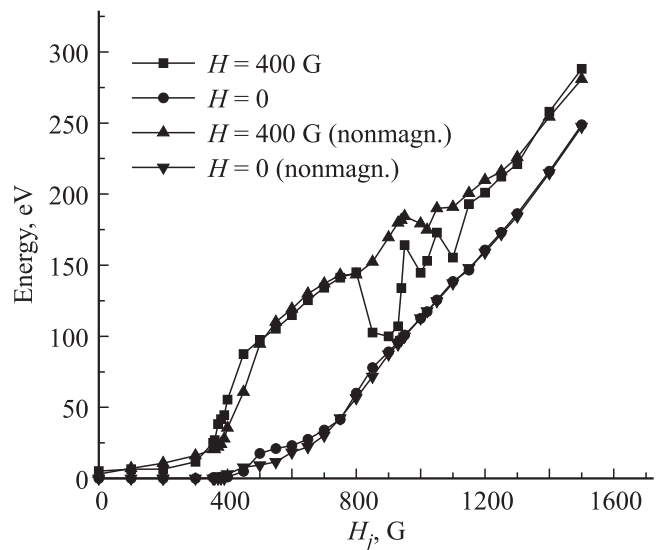


Рис. 2. Изменение энергии системы вихрей (без учета мейсснеровского тока) для случая магнитных и немагнитных дефектов с одинаковой концентрацией и эффективной глубиной потенциальной ямы без внешнего поля и во внешнем поле $H = 400$ Г при перемагничивании образца (H_j — поле тока). Кривая для $H = 400$ Г при наличии магнитных дефектов имеет особенность, коррелирующую с особенностью на ВАХ. Параметры дефектов соответствуют рис. 1, *b*.

совпадают и для хаотически распределенного по образцу ансамбля магнитных частиц, однако при периодической решетке нелинейность оказывается более выраженной.

На рис. 1 представлены типичные ВАХ сверхпроводника с ферромагнитными примесями, имеющие S-образную особенность, для нескольких значений внешнего магнитного поля. Также для сравнения приведены ВАХ в случае немагнитных дефектов с близкой эффективной глубиной потенциальной ямы для пиннинга вихрей. Видно, что наличие магнитных примесей действительно приводит к нелинейным особенностям, что не наблюдается для случая обычных немагнитных дефектов. В [18] было показано, что такой нелинейный характер ВАХ объясняется самосогласованным взаимодействием магнитных моментов примесных частиц с вихревой системой, приводящим к резкому изменению эффективного взаимодействия между магнитными моментами и вихрями, т. е. к скачкообразному изменению „дефектности“ ансамбля ферромагнитных примесей. Очевидно, что особенность на ВАХ должна быть связана с перестройкой системы, что не может не отразиться на ее характеристиках, таких как энергия вихревой решетки, скорость вихрей и т. д. Действительно, на рис. 2 показана энергия вихревой системы (не нормированная на число вихрей и без учета мейсснеровского тока). Проникновение вихрей со знаком, противоположным знаку внешнего поля, для внешнего магнитного поля $H = 400$ Г начинается при поле тока $H_j = 850$ Г (при этом же значении начинается провал на кривой энергии), причем они сразу занимают почти половину образца (см. конфигурации вихрей), а их

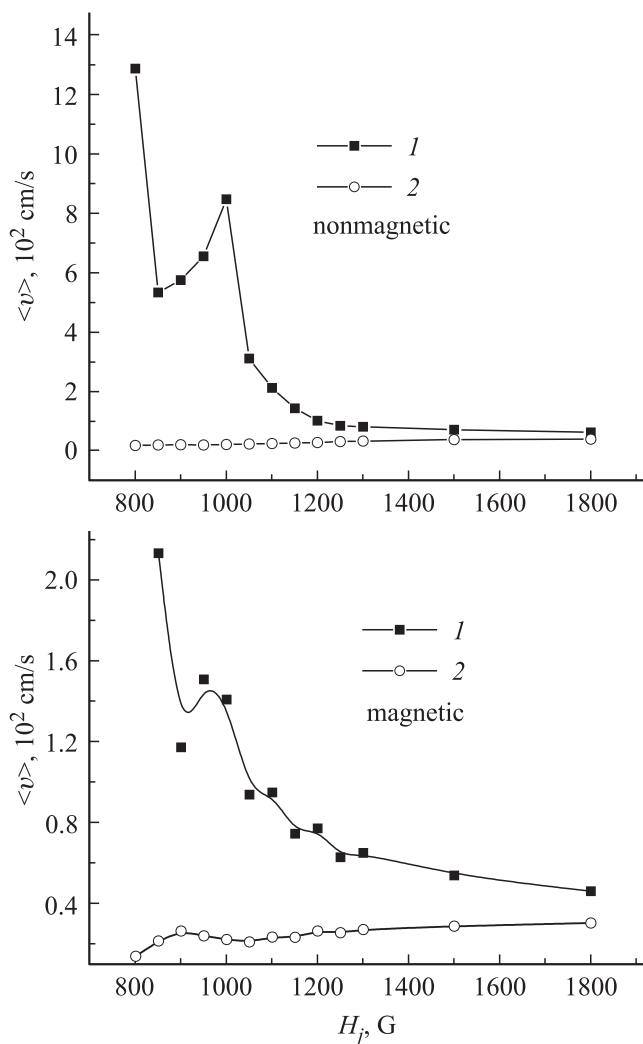


Рис. 3. Зависимости средней скорости течения вихрей от поля тока (периодическая решетка магнитных и немагнитных дефектов). 1 — вихри, заходящие с левой границы пластины, 2 — вихри, заходящие справа (сонаправленные с внешним магнитным полем, приложенным к образцу). Концентрация дефектов $c = 0.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, внешнее магнитное поле $H = 400 \text{ G}$.

средняя плотность много меньше плотности вихрей, заходящих справа, ранее занимавших весь образец. Соответственно вклад от взаимодействия вихрей в полную энергию падает. Когда же начинается переориентация магнитных моментов, полная энергия вихревой решетки снова начинает расти. В случае $H = 0$ и немагнитных дефектов лавинообразного проникновения вихрей слева почти до центра образца не происходит, и зависимость энергии вихрей от поля тока монотонна.

Скорость движения вихря в присутствии транспортного тока (величина тока, при которой наблюдается особенность, несколько превышает критическую, так что имеет место установившееся течение вихревой решетки к области аннигиляции) определим как отношение пути, пройденного вихрем с момента рождения на границе до аннигиляции, к соответствующему промежутку времени

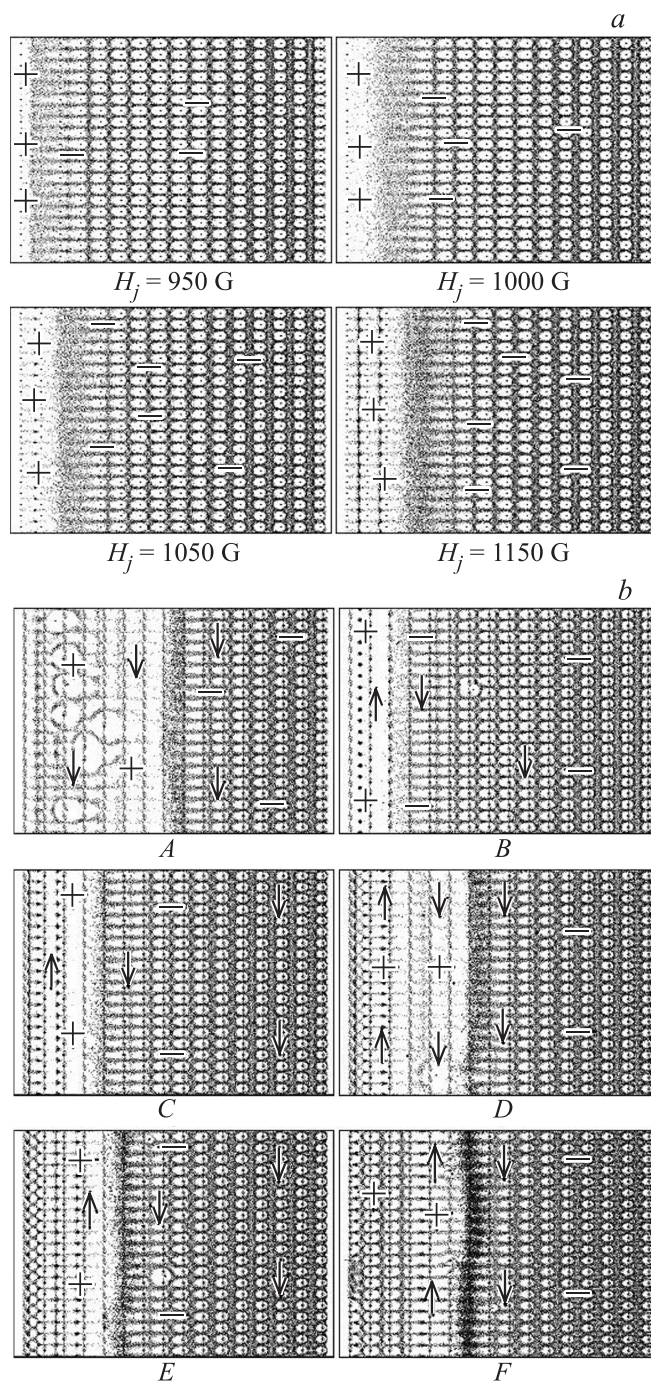


Рис. 4. Распределение плотности вихрей. *a* — немагнитные дефекты, $H = 400 \text{ G}$, *b* — магнитные дефекты. Данные представлены в окрестности $H_j = 1000 \text{ G}$ вблизи особенности на ВАХ (в точках, обозначенных буквами A–F на рис. 1, c). Видно перемещение области аннигиляции. Указан знак вихрей, стрелкой указано преимущественное направление намагниченности ферромагнитных частиц. Дефекты, отмеченные стрелкой вверх, намагничены параллельно магнитному полю вихрей, заходящих слева. Знак внешнего магнитного поля совпадает со знаком вихрей, заходящих справа. Видно, что до особенности занят только первый, ближайший к границе ряд дефектов (для немагнитного случая), а весь вклад в потери вносят вихри, движущиеся свободно от рождения на границе до аннигиляции. После особенности вихри занимают и последующие ряды дефектов.

(время удобно измерять в элементарных шагах процесса Монте-Карло (МК), а затем с помощью нормировки, описанной в [7], рассчитать цену шага МК в секундах). В процессе расчета МК можно проследить за скоростью каждого вихря в системе в течение всего времени расчета и построить гистограмму скоростей. С помощью полученного распределения по скоростям далее вычисляется средняя скорость вихрей в системе как функция приложенного магнитного поля тока. На рис. 3 показана зависимость средней скорости вихрей от поля тока для периодической решетки магнитных и немагнитных дефектов. Видно, что в этом случае, напротив, для немагнитных дефектов на зависимости скорости вихрей, заходящих с левой границы образца, имеется особенность. Однако эта особенность целиком обусловлена периодичностью дефектной структуры. До пика, соответствующего примерно $H_j = 1000$ G, занятыми вихрями оказываются только дефекты вблизи левой границы образца, после пика происходит скачкообразное заполнение дефектов вихрями. Наглядно это показано на картинах вихревой плотности (и намагниченности примесных частиц), представленных на рис. 4. Заметим, что в случае хаотично расположенных немагнитных дефектов особенность отсутствует, скорость вихрей строго монотонно падает с ростом поля тока. В случае магнитных дефектов заполнение примесей вихрями происходит постепенно слева направо, сопровождаясь волной перемагничивания магнитных частиц, как видно из рис. 4. Яркая выраженная особенность на зависимости скорости заходящих слева вихрей от поля тока отсутствует.

Образец, имеющий спадающий участок (участок с отрицательной дифференциальной проводимостью) на ВАХ, может использоваться как активный элемент в цепи генератора электромагнитных колебаний. Также в области неустойчивости происходит расслоение образца на участки (домены) с различным током или электрическим полем (такие эффекты характерны для полупроводников с S - и N -образными ВАХ). Проанализируем поведение образца в нашем случае. Обратим внимание еще раз на ВАХ вблизи особенности. Два различных значения тока, соответствующие одному значению напряжения, означают существование одновременно двух вихревых подсистем (и соответственно сопутствующего им магнитного домена), движущихся с разной скоростью (см. [18]). Вклад в джоулевы потери каждой аннигилировавшей пары вихрь–антивихрь равен работе по перемещению вихря от края к центру. Зная выделившуюся в процессе аннигиляции энергию и напряженность поля в образце вблизи особенности, можно оценить эти скорости вихревой плотности и частоту возможной генерации ($\nu \sim 10^3 - 10^4$ Hz).

Проанализируем теперь поведение ферромагнитных дефектов. Покажем, что движение вихрей в левой части образца сопровождается волной переориентации магнитных моментов частиц. На рис. 5,6 схематично показаны профили намагниченности вихревой системы и магнитных частиц в различных точках ВАХ (см. точки на рис. 1,с). Особо отмечена область аннигиляции,

где происходит смена знака магнитного потока. Кроме того, на рис. 5,а показан результат расчета ВАХ при уменьшении поля тока от максимального значения до нуля. Видно, что при уменьшении тока зависимость $j(E)$

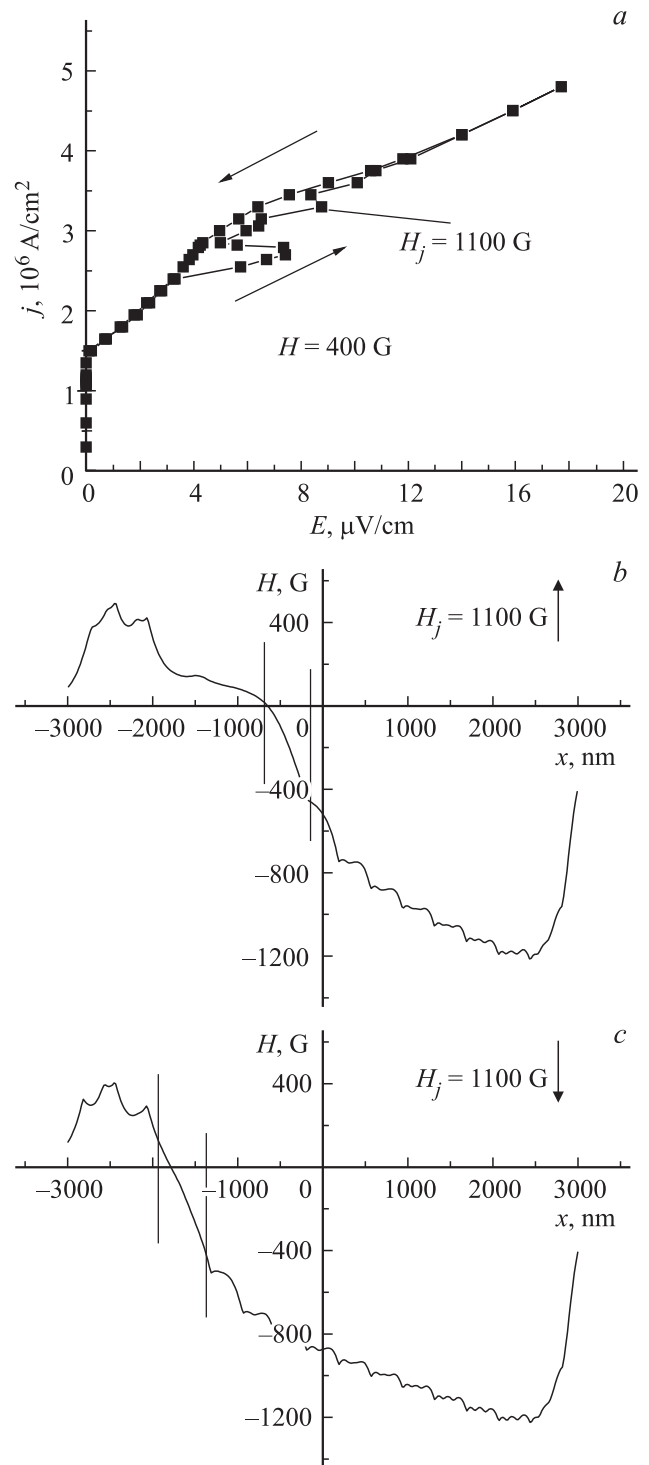


Рис. 5. ВАХ при $H = 400$ G (а) и профили магнитного потока при прямом (б) и обратном (с) ходе ВАХ (вертикальными линиями показано положение области аннигиляции). На части а отмечена точка неустойчивости для дальнейшего анализа, стрелками показаны направления прямого и обратного хода.

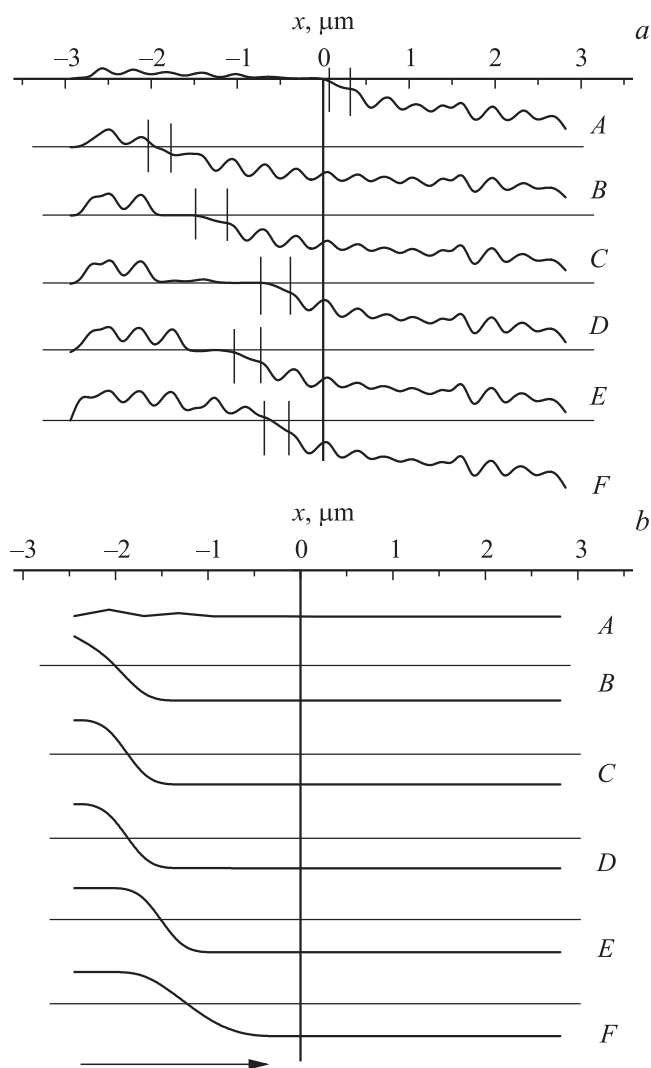


Рис. 6. а) Профили среднего по времени магнитного потока в точках кривой $j(E)$, отмеченных на рис. 1, с. Вертикальными линиями показаны положения области аннигиляции. Видно, что спадающие участки ВАХ сопровождаются смещением области аннигиляции влево, в то время как в случае немагнитных дефектов при наличии внешнего магнитного поля область аннигиляции с ростом поля тока монотонно смещается к центру образца. б) Профили средней по времени намагниченности магнитных дефектов в тех же точках ВАХ. Стрелкой показано направление перемещения „доменной стенки“ — границы между областями с положительным и отрицательно направленными магнитными моментами дефектов. При увеличении тока „доменная стенка“ смещается к центру образца. Горизонтальными линиями на обеих частях рисунка показан уровень нулевого магнитного поля.

особенностей не имеет, т.е. наблюдается гистерезис. На рис. 5, б, с представлены профили магнитного потока при прямом и обратном ходе ВАХ в точке, указанной на рис. 5, а. В левой части пластины, занятой вихрями со знаком, противоположным знаку внешнего магнитного поля, при движении в сторону увеличения тока можно видеть участки с разным наклоном кривой,

показывающей профиль магнитного поля, что означает наличие участков с разной эффективной дефектностью. При движении в обратную сторону участки с разной дефектностью отсутствуют.

Наблюдается перемещение „магнитного домена“ — фронта аннигиляции с возрастанием приложенного тока (рис. 6, а), причем на спадающих участках ВАХ (А–В, D–E) область аннигиляции движется влево, к краю пластины, в то время как на возрастающих участках — вправо. Также наблюдается и движение „магнитного домена“ — перемещение границы областей с противоположным направлением намагниченности ферромагнитной подсистемы — „доменной стенки“ (рис. 6, б).

Заметим, что в немагнитном случае (рис. 4, а) также наблюдается перемещение фронта аннигиляции (волна аннигиляции) при насыщении пластины вихрями в периодической системе дефектов, но, естественно, без сопутствующего магнитного домена и монотонно вправо к центру пластины [5–7].

Из анализа профилей намагниченности дефектов следует, что переориентация магнитных моментов вблизи левого края образца наступает приблизительно на $2 \cdot 10^6$ шагов МК раньше, чем в случае магнитных моментов вблизи центра пластины, перемагничивание последующих рядов происходит при дальнейшем увеличении поля тока. Указанный промежуток времени совпадает с промежуток времени, в течение которого ток принимает значения, отвечающие особенностям на ВАХ, и происходит перемещение области аннигиляции. Принимая, что 1 шаг МК эквивалентен $\sim 10^9$ с [18], получим, что время движения волны перемагничивания от края образца к центру $\sim 10^{-3}$ с и скорость волны ~ 0.1 см/с. Данные значения по порядку величины соответствуют оценкам в нашей предыдущей работе [18].

4. Заключение

Рассмотрено перемагничивание собственным полем транспортного тока образца ВТСП с ферромагнитными частицами в качестве объемных дефектов. Показан нелинейный характер вольт-амперных характеристик, что объясняется самосогласованным взаимодействием магнитных моментов примесных частиц с вихревой системой, приводящим к скачкообразному изменению „дефектности“ ансамбля ферромагнитных примесей. Рассчитаны скорости течения магнитного потока в области неустойчивости. Установлено существование областей с разной скоростью течения вихрей. Показано движение волны перемагничивания магнитных дефектов вблизи неустойчивости, сопутствующей волнам аннигиляции вихрей. В области неустойчивости ВАХ наблюдается необычное движение фронта аннигиляции (от центра пластины к краю), несмотря на возрастание транспортного тока.

Заметим, что расчет проводился для небольшой пластины ВТСП размером $6 \times 5 \mu\text{m}$. С одной стороны, такой выбор достаточен для корректного анализа, так как

размеры исследуемой системы много больше глубины проникновения магнитного поля. С другой стороны, этот масштаб диктовался возможностями численной схемы. Геометрия расчета в [5–7] такова, что в вертикальном направлении (как показано на рис. 4) имеют место периодические граничные условия, позволяющие минимизировать эффект границ. В реальной экспериментальной ситуации по этому направлению будет вводиться транспортный ток. Рассмотрим квазидномерный образец (микромостик) длиной порядка нескольких миллиметров, но с шириной, близкой к ширине рассмотренной нами системы (несколько микрометров). Тогда каждую область вдоль образца масштабом порядка нескольких микрометров можно аппроксимировать рассмотренной здесь малой системой. Вблизи нелинейного участка ВАХ одному и тому же значению напряжения на образце соответствует несколько значений тока, так что в каждой микрообласти может из-за флуктуаций тока реализоваться различная токовая ситуация (точки $A-F$ согласно рис. 4). В этом случае в направлении приложенного тока могут возникнуть и перемещаться ферромагнитный домен и домен вихревой плотности, а экспериментально будут наблюдаться переменные во времени составляющие тока и напряжения. Наблюдаемая ситуация близка к эффекту Ганна в полупроводниках. И в нашем случае, и в случае многодолинных полупроводников существует две вихревые подсистемы с различными средними подвижностями (а в полупроводниках две электронные подсистемы), что приводит к нелинейности ВАХ и доменным структурам.

Список литературы

- [1] J. Duron, F. Grilli, B. Dutoit, S. Stavrev. *Physica C* **401**, 231 (2004).
- [2] E.S. Otabe, S. Komatsu, V.S. Vyatkin, M. Kiuchi, T. Kawahara, S. Yamaguchi, *Physica C* **494**, 173 (2013).
- [3] Y. Zhao, J. Fang, W. Zhang, J. Zhao, L. Sheng. *Physica C* **471**, 1003 (2011).
- [4] S. Stavrev, Y. Yang, B. Dutoit. *Physica C* **378–381**, 1091 (2002).
- [5] Д.С. Одинцов, И.А. Руднев, В.А. Кашурников. *ЖЭТФ* **130**, 1, 77 (2006).
- [6] I.A. Rudnev, D.S. Odintsov, V.A. Kashurnikov. *Phys. Lett. A* **372**, 3934 (2008).
- [7] Д.С. Одинцов, И.А. Руднев, В.А. Кашурников. *ЖЭТФ* **132**, 1(7), 287 (2007).
- [8] E.A. Ilyina, C. Cirillo, C. Attanasio. *Physica C* **470**, 877 (2010).
- [9] M.D. Ainslie, T.J. Flack, A.M. Campbell. *Physica C* **472**, 50 (2012).
- [10] L.S. Lima, C.C. de Souza Silva, J. Albino Aguiar. *Physica C* **479**, 147 (2012).
- [11] L.S. Lima, C.C. de Souza Silva. *Phys. Rev. B* **80**, 054 514 (2009).
- [12] B. Li, K. Xu, S. Hara, D. Zhou, Y. Zhang, M. Izumi. *Physica C* **475**, 51 (2012).
- [13] W.T. Norris. *J. Phys. D* **3**, 489 (1970).
- [14] J.R. Clem, J.H. Claasse, Y. Mawatari. *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 1130 (2007).
- [15] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев, А.П. Сотникова. *ЖЭТФ* **143**, 546 (2013).
- [16] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев. *ФТТ* **56**, 5, 861 (2014).
- [17] A. Snezhko, T. Prozorov, R. Prozorov. *Phys. Rev. B* **71**, 024 527 (2005).
- [18] В.А. Кашурников, А.Н. Максимова, И.А. Руднев. Письма в *ЖЭТФ* **100**, 494 (2014).
- [19] W.E. Lawrence, S. Doniach. In: *Proc. of LT 12 / Ed. E. Kanda. Keigaku, Tokyo* (1971). P. 361.
- [20] R. Prozorov, Y. Yeshurun, T. Prozorov, A. Gedanken. *Phys. Rev. B* **59**, 6956 (1999).
- [21] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* **240**, 826, 599 (1948).