

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФЕРРОМАГНЕТИКА И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

В. А. Кашурников^{a,}, А. Н. Максимова^a, И. А. Руднев^{a,b,**}, А. П. Сотникова^{a,b}*

*^a Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

*^b Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур
53-421, Вроцлав, Польша*

Поступила в редакцию 6 апреля 2012 г.

В модели слоистого высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) учтено взаимодействие вихря Абрикосова с ферромагнитной подложкой. Методом Монте-Карло рассчитаны петли перемагничивания при различных величинах магнитного момента подложки, а также при разной температуре. Продемонстрировано нелинейное взаимодействие сверхпроводника с ферромагнетиком. Проведены экспериментальные измерения намагниченности ВТСП-пленок на магнитных и немагнитных подложках. Обнаружено сильное влияние ферромагнетизма подложки на форму и величину намагниченности композита ВТСП–подложка. Экспериментальные данные коррелируют с результатами расчета.

DOI: 10.7868/S0044451013030139

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все большее внимание уделяется исследованию влияния ферромагнетизма на сверхпроводящее состояние для решения как прикладных, так и фундаментальных проблем. Изучаются ферромагнитные примеси в высокотемпературных (ВТСП) и низкотемпературных (НТСП) сверхпроводниках с целью улучшения токонесущих способностей, и взаимодействие ферромагнитных фаз со сверхпроводимостью для анализа природы сверхпроводящего состояния и проблемы сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости в смешанном вихревом состоянии.

Так, экспериментально исследовались частицы Fe в Hg–13%In [1], получены кривые намагниченности для случаев совпадающих и противоположных направлений внешнего поля и остаточной намагниченности примесей. Показано усиление пиннинга при возрастании концентрации примесей и проведен теоретический анализ взаимодействия вихря с ферромагнитной частицей. Наблюдалось усиление пиннинга для магнитных частиц по сравне-

нию с немагнитными [2, 3], а также рассчитана сила взаимодействия одиночной вихревой нити со сферической магнитной частицей произвольного радиуса. При исследовании частиц ферромагнитного Gd в Nb [4] было показано, что сила пиннинга обусловлена гистерезисными потерями на перемагничивание.

Существенная часть исследований касается непосредственно конфигураций вихревых структур, возникающих в тонких сверхпроводящих пленках вблизи магнитных наночастиц. В работе [5] экспериментально зафиксировано усиление пиннинга вихрей в тонкой пленке квадратной решеткой магнитных наночастиц. Наблюдалось различные конфигурации из объединенных вокруг магнитной точки одного, двух и трех вихрей. В работах [6, 7] исследовалась зависимость сопротивления указанной структуры от угла между нормалью к слою и внешним полем. Показано, что притяжение вихря к точке обусловлено как подавлением сверхпроводимости в области вблизи кора магнитного вихря [6], так и магнитным взаимодействием между магнитным и сверхпроводящим вихрями [7]. Аналитически получена энергия взаимодействия между вихрем в пленке и магнитным диполем конечных размеров, находящимся на произвольном расстоянии от нее [8]. Численно исследовались структуры, образуемые вихрями вокруг ферромагнитного диска, помещенного на пленку, при раз-

*E-mail: kash@pico.mephi.ru

**E-mail: IARudnev@mephi.ru

личной величине его магнитного момента [9]. Рассчитывались конфигурации вихрей, возникающих над ферромагнитным слоем [10], и было показано, что направление магнитного момента вихря совпадает с направлением намагниченности лежащего ниже домена и плотность вихрей особенно велика вблизи доменных стенок.

Таким образом, одна из актуальных проблем сверхпроводимости заключается в исследовании взаимодействия вихревого состояния сверхпроводника с ферромагнитной фазой, а также корректный учет намагниченности ферромагнетика и влияния его магнитного момента на динамику вихрей в сверхпроводнике. Особенно это важно для ВТСП-материала из-за его высоких критических параметров, слоистой структуры и возможности получения тонких токонесущих ВТСП-слоев на магнитных подложках.

Целью представляемой работы является точный расчет и экспериментальное наблюдение процессов перемагничивания слоистого ВТСП-материала, находящегося в непосредственном контакте с ферромагнитной подложкой, а также сопоставление результатов расчета и экспериментальных данных.

В статье формулируется модель слоистого ВТСП-материала, описываются взаимодействия вихревых нитей между собой, с границей, дефектами и подложкой. Рассматриваются процессы перемагничивания в бездефектном ВТСП только с учетом магнитной подложки. Показано нелинейное взаимодействие сверхпроводника и ферромагнетика. Затем исследуется реальный ВТСП-материал с немагнитными примесями, но на магнитной подложке. Также демонстрируется нелинейный характер взаимодействия подложки и ВТСП при перемагничивании. В последнем разделе статьи представлены экспериментальные результаты по перемагничиванию ВТСП-лент на подложках с различным содержанием Ni. Продемонстрировано качественное соответствие экспериментальных данных и численных результатов. Удастся численным моделированием качественно воспроизвести эксперимент и показать нелинейный характер взаимодействия ферромагнетика и сверхпроводника.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. МОДЕЛЬ

Расчеты проводились методом Монте-Карло в рамках двумерной модели высокотемпературного сверхпроводника в предположении слабой связи между ВТСП-слоями [11–14]. Модель представляет

предельный случай реалистичной трехмерной модели, которая учитывает различные типы плоскостных взаимодействий и межплоскостное взаимодействие на основе функционала Лоренца–Дониака [15]. При этом считается, что вихревая нить в объемном слое сверхпроводника является совокупностью взаимодействующих плоскостных вихрей (пэнкейков).

В нашем подходе предполагается, что пэнкейки слабо взаимодействуют в различных плоскостях, и вклады плоскостей аддитивно суммируются в общей энергии сверхпроводника.

Взаимодействие пэнкейков в плоскостях друг с другом, границей, дефектами выбрано в том же виде, что и при описании двумерного сверхпроводника [11–13] толщиной s .

Пэнкейки в плоскости взаимодействуют с дальнедействующим потенциалом, имеющим следующий вид:

$$U(r_{ij}) = U_0 K_0 \left(\frac{r_{ij}}{\lambda} \right), \quad U_0 = s \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^2}, \quad (1)$$

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{3.3} \right]^{-1/2},$$

где λ — глубина проникновения магнитного поля, $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока, $K_0(x)$ — функция Макдональда.

Для расчета равновесного распределения вихрей численно минимизировался термодинамический потенциал Гиббса системы с переменным числом вихрей-пэнкейков, имеющий с учетом всех взаимодействий следующий вид:

$$G = sN\varepsilon + \sum_{i < j} U(r_{ij}) + s \sum_{i,j} U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} U_{surf}(r_{ij}^{(im)}), \quad (2)$$

где ε — собственная энергия вихря; N — число вихрей в системе; второй член в правой части описывает парное взаимодействие вихрей (1), третий — взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, четвертый — взаимодействие вихрей с поверхностью и внешним полем (подробное описание взаимодействий см. в модели [11]).

Далее учитывается, что в условиях эксперимента сверхпроводник нанесен на подложку из ферромагнитного материала. При расчетах подложка вводится в виде совокупности точечных частиц — «примесей», магнитный момент которых оценивается из экспериментальных данных. Действительно,

магнитная подложка — это фактически внешние поля, пронизывающие сверхпроводник. А поскольку сверхпроводник тонкий, можно предположить, что, несмотря на экранировку, по крайней мере пограничные слои ВТСП находятся в поле ферромагнитной подложки. Моделирование однородной подложки совокупностью магнитных частиц оправдано тем, что суммарная намагниченность частиц в итоге однородна при тех концентрациях, которые используются при расчетах. Магнитные поля частиц многократно перекрываются, принимая практически постоянное значение. Поскольку эти частицы находятся вне сверхпроводника, влиянием магнитного поля вихрей можно пренебречь и считать, что перемагничивание подложки осуществляется только внешним полем. По этой же причине не нужно учитывать немагнитную часть взаимодействия вихря с ферромагнитной «примесью» (притяжение к области с пониженными или вовсе отсутствующими сверхпроводящими свойствами). Таким образом, учитывается только влияние подложки на сверхпроводник, а обратной связью в данной работе будем пренебрегать. Заметим, что ниже мы рассмотрим ситуацию как с учетом, так и без учета немагнитной части взаимодействия с центрами пиннинга, моделируя в первом случае обычные немагнитные дефекты, присутствующие в объеме сверхпроводника.

В итоге взаимодействие с центрами пиннинга учитывает ферромагнитную подложку, и потенциал «примесей» имеет следующий вид:

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

$$U_{pm} = -\mu H_\nu, \quad (3b)$$

где μ — проекция магнитного момента примесной частицы на направление внешнего поля (совпадающее с направлением поля вихря), H_ν — поле, созданное вихрем в точке, где находится примесь. При расчетах выбирается значение $\mu \approx 10^3 \mu_0$, а

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

(второе соотношение соответствует полю в центре вихря). Здесь μ_0 — магнетон Бора, κ — параметр Гинзбурга–Ландау, ξ — длина корреляции. В формуле (3a) U_{pn} соответствует немагнитной части взаимодействия; в случае подложки $U_{pm} = 0$, так как примесные частицы находятся вне сверхпроводника. Таким образом, $U_p = U_{pn}$ (без учета немагнитных

дефектов в сверхпроводнике). Размер частицы выбран малым по сравнению с характерным расстоянием, на котором меняется поле вихря, так что энергия их взаимодействия может быть приближенно записана в виде (3b). Перемагничивание частиц подложки осуществляется только внешним полем. Будем полагать, что поле вихрей, находящихся вблизи частицы, не влияет на величину проекции их магнитного момента на ось, перпендикулярную сверхпроводящим слоям. С другой стороны, для вихря это «примесный» центр пиннинга с формой потенциальной ямы, соответствующей взаимодействию с магнитным диполем, поэтому он будет притягиваться к нему соразмерно величине проекции магнитного момента «примеси» на направление магнитного поля.

Выбранные параметры моделирования соответствуют типичным характеристикам высокотемпературного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$. Расчеты проводились в диапазоне внешних полей $H = 0\text{--}300$ Э при температурах $T = 5\text{--}50$ К.

Окончательно, рассматривается двумерная пластина сверхпроводника второго рода толщиной s , моделирующая усредненную сверхпроводящую плоскость ВТСП-материала с энергией Гиббса (2), с магнитными «примесью», моделирующими ферромагнитную подложку. «Примеси» располагаются хаотично с равномерным распределением и заданной двумерной плотностью. Образец имеет конечную ширину d (много больше глубины проникновения λ) в направлении x (именно в направлении x вводятся граничные условия для сверхпроводника и, соответственно, текут мейссеровские токи, что формирует для проникающей снаружи сверхпроводника вихревой нити барьер Бина–Ливингстона) и периодические граничные условия в направлениях y . Внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси z .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Для расчета намагниченности сверхпроводника необходимы, как исходные данные, параметры ферромагнетика. Из экспериментальных данных для ферромагнитной подложки NiW представляем кривую намагниченности (см. рис. 9 ниже) в отсутствие сверхпроводника при $T = 95$ К. Процесс перемагничивания происходит обратимо.

С использованием этой зависимости (в предположении слабой зависимости от температуры) магнитного момента подложки от внешнего поля были рассчитаны кривые перемагничивания системы

сверхпроводник–подложка при различной намагниченности насыщения подложки (это осуществлялось изменением как концентрации частиц, так и величины магнитного момента частиц, моделирующих подложку).

3.1. Расчет в отсутствие немагнитных дефектов

Рассмотрим сначала результаты расчета в ситуации, когда в ВТСП-материале мало собственных дефектов либо их влиянием по сравнению с магнитным взаимодействием с подложкой можно пренебречь.

Для использования экспериментальной зависимости намагниченности подложки (см. рис. 9 ниже) при расчетах следует провести нормировку экспериментального значения момента насыщения на теоретическое значение суммарного момента магнитных частиц, моделирующих подложку, также в состоянии насыщения, что приводит к магнитному моменту частиц подложки порядка $10^3 \mu_0$ при двумерной концентрации $c \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$, приходящейся на рассчитываемый в модели сверхпроводящий слой глубиной $s \sim 10^{-7} \text{ см}$.

Действительно, если размер «примесной» частицы подложки выбрать приблизительно равным ξ , то можно оценить число атомов в такой частице. Далее, если магнитный момент одного атома $\mu \leq 10 \mu_0$, имеем для примеси $\mu \sim 10^3 \mu_0$. Подбирая концентрацию примесей $c \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$, получаем, что при таком их количестве расстояние между ними становится меньше λ и, следовательно, можно ожидать значительного перекрытия их потенциальных ям. Параметры образца, использованные при расчете: размер $6 \times 3 \text{ мкм}^2$, толщина сверхпроводящего слоя 0.27 нм . В этом случае поле насыщения подложки близко к первому критическому полю модельного образца рассматриваемого сверхпроводника.

На рис. 1 представлены зависимости от внешнего поля магнитного момента системы сверхпроводник–подложка.

Расчеты выполнены для диапазона температур $T = 4\text{--}30 \text{ К}$. Для расчета одной точки проводилось 10^6 элементарных шагов Монте-Карло, что соответствует реальным временам, близким к характерным временам релаксации системы вихрей.

Видно, что при увеличении температуры происходит некоторое сужение петли намагничивания. Это справедливо и при более сильном влиянии подложки.

Для детального анализа полезно выделить вклад сверхпроводника из общего магнитного момента си-

стемы. Численный эксперимент позволяет выделить вклад в намагниченность только от сверхпроводящих вихрей, вычитая вклад подложки, а также получить возникающие в процессе перемагничивания конфигурации вихрей. Кривые намагниченности только сверхпроводника для рассмотренных выше параметров показаны на рис. 2, картины распределения магнитного потока в некоторых точках петли — на рис. 3.

Наблюдаются некоторые необычные для сверхпроводника второго рода особенности перемагничивания.

Так, кривая заходит в парамагнитную область (см. правую нижнюю четверть рис. 3). Это можно объяснить тем, что с увеличением намагниченности подложки и ее насыщении возрастает эффективность создаваемых ей магнитных «примесей» и усиливается пиннинг вихрей. При этом пиннинг носит коллективный характер, их количество возрастает по сравнению со случаем равновесной концентрации. Расчет показывает, что суммарная энергия взаимодействия магнитных «примесей» образует достаточно глубокую потенциальную яму с практически плоским дном, что и приводит к эффекту коллективного отклика вихрей. В эксперименте такой случай, в принципе, можно реализовать при достаточно толстой подложке. Но на практике эффективно подложка действует на сверхпроводник только своей приповерхностной областью (остальная часть подложки экранируется), поэтому, как правило, этот эффект ослаблен. Эффект при расчетах ярко проявился из-за отсутствия влияния обычных немагнитных дефектов в толще сверхпроводника. Включение обычного механизма пиннинга, как будет показано ниже, сильно подавляет «парамагнитный» эффект.

Можно проследить в деталях за динамикой перемагничивания для более подробного анализа ситуации. На рис. 3 представлены конфигурации вихревой системы в различных точках петли намагничивания.

Как следует из рис. 3, вихри при перемагничивании слабо закрепляются на магнитных дефектах, в большей степени присутствует коллективный пиннинг. Это может быть обусловлено малой глубиной и большим радиусом действия ($\sim \lambda$) потенциала магнитной «примеси». При отсутствии немагнитной части взаимодействия (потенциал которой сильно уменьшается на расстоянии порядка ξ) остается только энергия магнитного момента частицы в поле вихря, характерный радиус затухания которого как раз и равен λ .

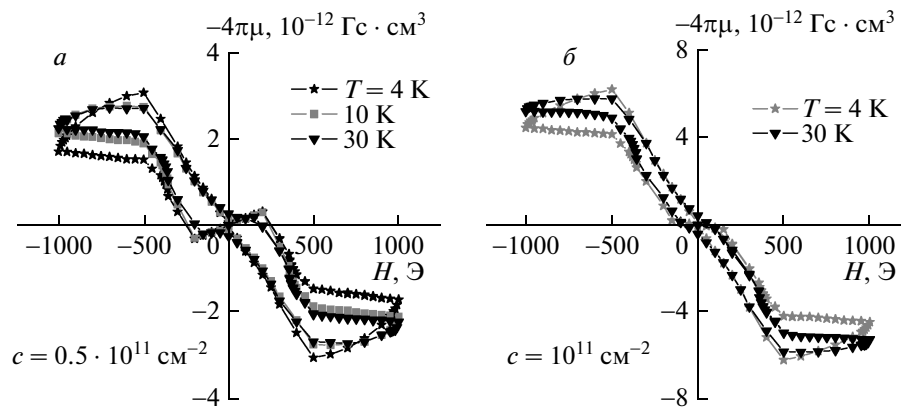


Рис. 1. Кривые намагниченности системы сверхпроводник–подложка при различных температуре и концентрации магнитных дефектов (т.е. различной толщине ферромагнитной подложки). Магнитный момент сверхпроводника вместе с примесями порядка 10^{-12} Гс · см³ есть результат прямого расчета: $-4\pi\mu = (B - H)V - 4\pi N\mu_1$, где V — объем образца, N — количество примесей, μ_1 — магнитный момент отдельной частицы

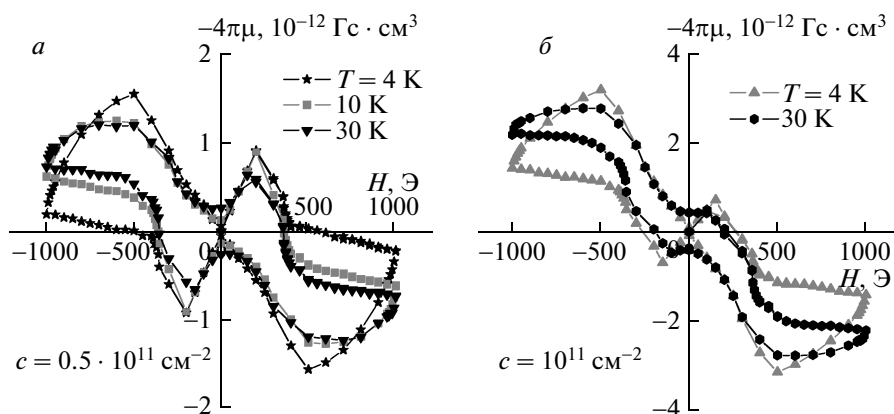


Рис. 2. Кривые намагниченности только сверхпроводника

Тем не менее имеют место все атрибуты перемагничивания вихревой системы — схлопывание насыщенной области с краев пластины (1), полное насыщение вихревой системы в «парамагнитной» области (2), остаточная намагниченность (3) и аннигиляция и проникновение в образец вихрей противоположного знака (4) при смене направления внешнего поля. При этом в «парамагнитной» области концентрация вихрей больше равновесной при более высокой температуре (см. рис. 2) при повышении внешнего поля, а при обратном уменьшении поля они покидают сверхпроводник интенсивнее также при более высокой температуре. Заметим, что при самой высокой температуре расчета 30 К наблюдается небольшая остаточная намагниченность как при слабом влиянии подложки, так и при более сильном.

Еще одну особенность перемагничивания можно более ярко проиллюстрировать следующим образом. Рассмотрим исходные петли намагничивания ферромагнетика и чистого сверхпроводника (напомним, что пока в расчете не учитываются обычные, немагнитные дефекты в объеме ВТСП-материала). Результаты показаны на рис. 4. Затем сложим магнитные моменты сверхпроводника (SC) и ферромагнетика (FM), а для сравнения наложим результат на расчетные кривые перемагничивания (как для суммарной системы, так и только для сверхпроводника). Результаты представлены на рис. 5.

Различие очевидно — кривые не совпадают, особенно в области насыщения ферромагнетика. Таким образом, имеем нелинейное взаимодействие ферромагнетика и сверхпроводника. Как показывают рас-

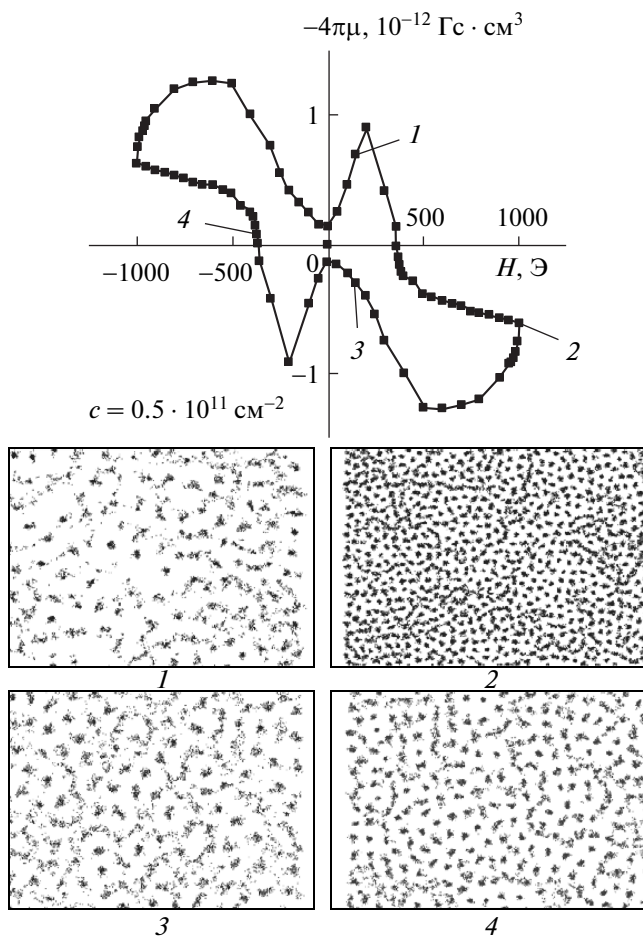


Рис. 3. Конфигурации вихрей в отмеченных точках кривой намагниченности. $T = 10$ К. Яркость точек соответствует величине локального магнитного поля. Обозначены вихри, магнитный поток которых имеет положительное (1, 2, 3) и отрицательное (4) направления

четные данные, влияние ферромагнитной фазы может привести к своеобразной «парамагнитной» фазе при сильном влиянии подложки.

3.2. Расчет в реальном дефектном сверхпроводнике

Учтем теперь, что сверхпроводник содержит дефекты структуры — центры пиннинга, и введем их конечную концентрацию. Тогда слагаемое в энергии Гиббса системы (2), отвечающее за взаимодействие с дефектами, представляется в следующем виде:

$$s \sum_{i,j_m} U_{pm}(r_{ij_m}) + s \sum_{i,j_n} U_{pn}(r_{ij_n})$$

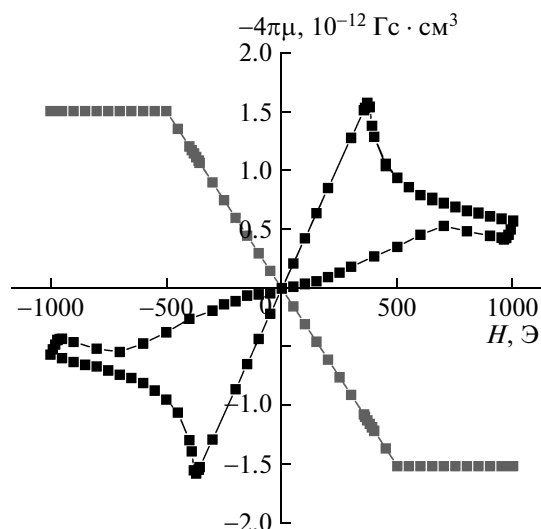


Рис. 4. Кривая перемагничивания подложки (серые точки), использованная в расчете ($c = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, магнитный момент частиц в состоянии насыщения $1440 \mu_0$), и петля намагничивания чистого сверхпроводника (черные точки) в отсутствие подложки. $T = 4$ К

(вид потенциала дефекта U_{pn} с пространственным размером порядка ξ соответствует модели [11]). Теперь исходная петля намагничивания сверхпроводника имеет конечную ширину. Изучим, как в таком более реальном случае ферромагнитная подложка будет взаимодействовать с ВТСП-материалом.

На рис. 6 проиллюстрировано различие петель намагниченности в сверхпроводнике с примесями и без них в присутствии ферромагнитной подложки.

Количество немагнитных примесей выбрано из соображений сопоставимости суммарной энергии пиннинга вихрей и энергии взаимодействия сверхпроводника с магнитной подложкой.

Как видно, петля уширяется за счет пиннинга вихрей на обычных дефектах, возрастает остаточная намагниченность, при этом первое критическое поле H_{c1} не меняется.

Посмотрим теперь, как будет модифицироваться исходно уширенная обычным пиннингом петля намагничивания при постепенном усилении ферромагнитного взаимодействия, начиная от полного отсутствия влияния подложки. Результаты представлены на рис. 7 для концентрации немагнитных дефектов $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

Если посмотреть на отклик только сверхпроводника (рис. 7б), то видно, что первое критическое поле H_{c1} уменьшается с увеличением влияния под-

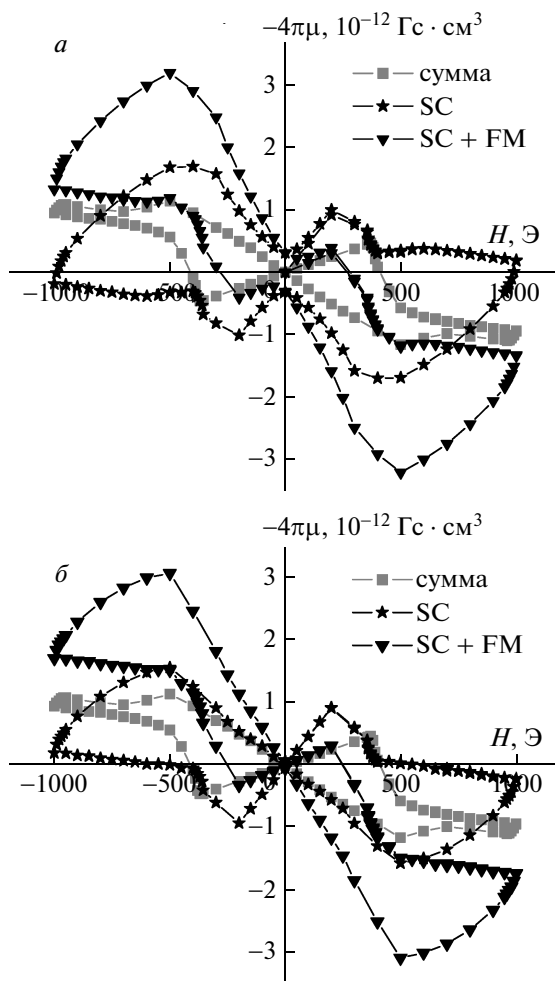


Рис. 5. Сравнение результатов точного расчета системы с петлей намагниченности, полученной непосредственным сложением кривых на рис. 4 (серые точки). Намагниченность на рис. б рассчитана при частоте перемагничивания, в два раза меньшей, чем на рис. а (число элементарных шагов Монте-Карло для расчета данных (б) равно $2 \cdot 10^6$)

ложки, а остаточная намагниченность определяется только обычными центрами пиннинга (даже при большом магнитном моменте подложки). Также петля сильно уширяется вблизи поля H_{c1} (точнее, в области насыщения подложки за счет существенного пиннинга на магнитных примесях при обратном ходе поля).

При этом эффект «парамагнетизма» подавлен (как показывают расчеты, он в слабом виде проявляется только при увеличении концентрации магнитных примесей).

Теперь обсудим вопрос о нелинейном взаимодействии ферромагнетика и сверхпроводника.

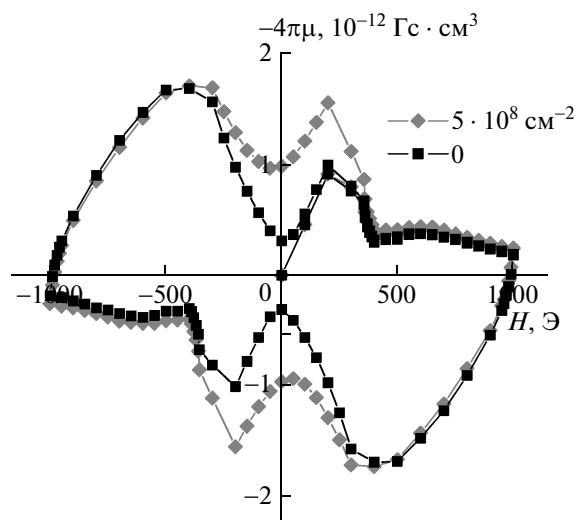


Рис. 6. Сравнение кривых для бездефектного образца (черные точки) и образца, содержащего немагнитные дефекты с концентрацией $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ (серые точки) на магнитной подложке. Показан магнитный момент только сверхпроводника, $T = 4 \text{ К}$. Концентрация магнитных примесей в обоих случаях $c = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

Так же, как и в случае отсутствия немагнитного пиннинга, рассмотрим исходные петли намагничивания ферромагнетика и примесного сверхпроводника (рис. 8а). Затем сложим магнитные моменты сверхпроводника и ферромагнетика и наложим результат на расчетные кривые перемагничивания (как для суммарной системы, так и только для сверхпроводника). Полученные кривые показаны на рис. 8б.

Опять видим различие результатов прямого суммирования моментов и точного расчета системы сверхпроводник-ферромагнетик. Таким образом, нелинейное взаимодействие ферромагнетика и сверхпроводника проявляется и в этом более реалистичном случае. Налицо как меньшая величина первого критического поля, так и больший диамагнитный отклик при увеличении поля.

4. ИЗМЕРЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ВТСП-ПЛЕНОК НА МАГНИТНЫХ И НЕМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ

Для проведения экспериментов использовались тонкие (менее 1 мкм) слои ВТСП, нанесенные на металлические подложки из сплава Хастеллой (Ni+W). В зависимости от концентрации вольфра-

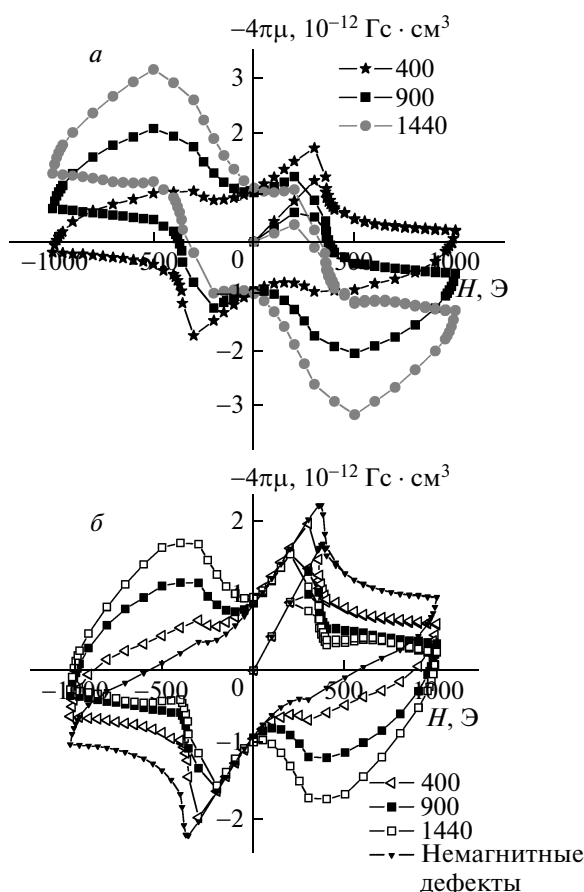


Рис. 7. Петли намагничивания всего образца (а) и отдельно сверхпроводника (б) при различных значениях магнитного момента частиц подложки (в магнетонах Бора). $T = 4$ К, $c = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

ма, которая варьируется в диапазоне от 0 до 5%, эти подложки обладают различными магнитными свойствами, которые могут оказывать влияние на интегральную намагниченность ВТСП-ленты. Поскольку подложки являются либо парамагнетиками, либо ферромагнетиками, а ВТСП — диамагнетик, суммарная намагниченность ленты будет зависеть от относительного вклада подложки и ВТСП. При этом в разных магнитных полях и при разных температурах вклад различных магнитных компонент ленты может быть различен.

Для исследований были выбраны композиты (металлическая подложка, буферные слои, ВТСП-пленка, защитная пленка), полученные фирмами AMSC и Super Power (SP). В первом случае металлические подложки обладали ферромагнитными свойствами, во втором — нет. Измерения намагниченности проводились с помощью шагового магнитометра [16] на

образцах размером $4 \times 4 \times 0.1 \text{ мм}^3$. Температура варьировалась в диапазоне 4.2–100 К, магнитное поле изменялось от 0 до 14 Тл, ориентация поля — перпендикулярно плоскости ленты.

Определение намагниченности подложек проводилось двумя способами. При первом намагниченность образцов измерялась при $T = 95$ К, т.е. когда сверхпроводник находился в нормальном состоянии. Очевидно, что основной вклад в сигнал намагниченности дает именно подложка. Однако при этом оставалась неизвестной температурная зависимость магнитной восприимчивости подложки и было неясно, насколько значения намагниченности и восприимчивости, полученные при $T = 95$ К, соответствуют величинам при более низких температурах. Поэтому для образца с магнитной подложкой также применялась другая процедура. После проведения измерений интегральной намагниченности при температурах ниже T_c образец аккуратно расщеплялся по слою ВТСП на две части, тонкий слой ВТСП тщательно счищался и обе половинки склеивались. В результате получался новый образец, который имел геометрические размеры и массу практически такую же, как исходный (масса ВТСП слоя не более 1%), но только без сверхпроводящего слоя. Эта процедура позволила измерить намагниченность подложки при различных температурах в диапазоне от 4.2 до 95 К.

На рис. 9 представлены кривые намагниченности $M(H)$ для образцов AMSC и SP при $T = 95$ К. Поскольку критическая температура ВТСП-слоев $T_c = 92$ К, магнитные свойства определяются только подложкой. Намагниченность подложки SP меньше подложки AMSC более чем на 2 порядка. Измерения намагниченности подложек при различных температурах показали, что в диапазоне от 95 К до 4.2 К намагниченность металлической подложки AMSC меняется незначительно, не более, чем на 3%.

На рис. 10 показаны кривые $-M(H)$ для лент AMSC и SP при $T = 77$ К. Видна существенная разница в форме кривых, обусловленная влиянием магнитных свойств подложек. Влияние ферромагнетизма подложки ленты AMSC настолько сильно, что кривая $M(H)$ принципиально отличается от классической кривой $M(H)$ для сверхпроводников второго рода, как, например, для ленты SP. Фактически диамагнетизм ВТСП-слоя полностью завуалирован влиянием подложки. Однако, если из суммарной намагниченности ленты AMSC вычесть намагниченность подложки, измеренной при той же температуре, получается намагниченность ВТСП-слоя (рис. 11), аналогичная намагниченности SP. Очевид-

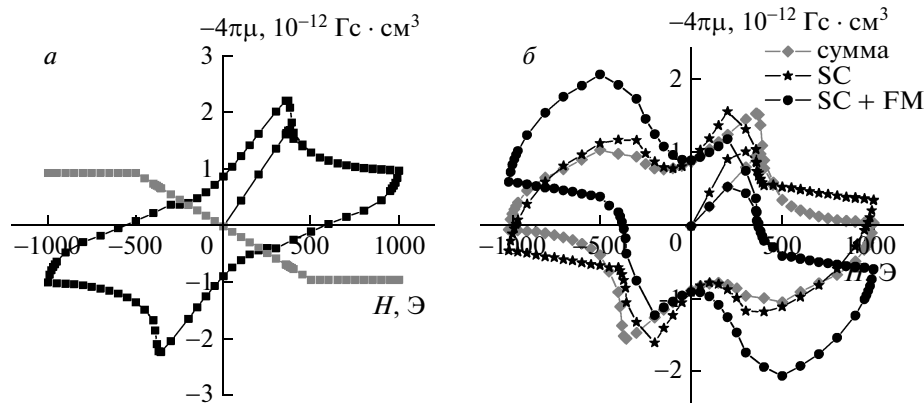


Рис. 8. а) Кривая перемагничивания подложки, использованная в расчете ($c = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, магнитный момент частиц $1440\mu_0$), и петля намагничивания сверхпроводника с дефектами (концентрация $c = 0.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$) в отсутствие подложки. б) Сравнение результатов точного расчета системы с петлей намагниченности, полученной непосредственным сложением кривых на рис. а

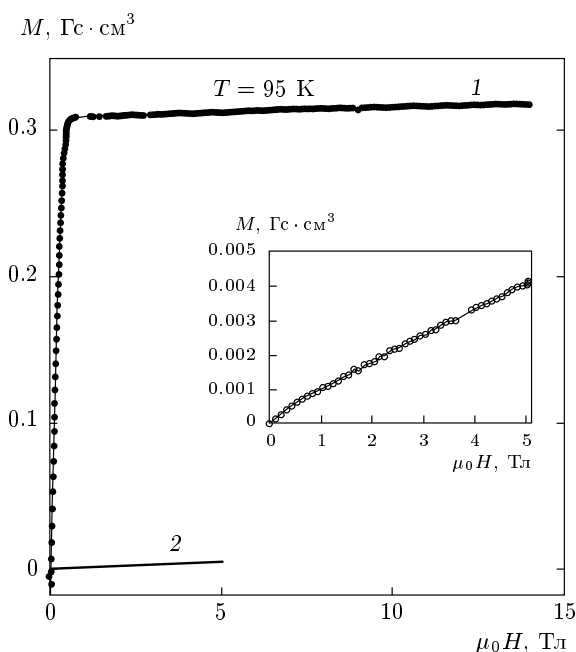


Рис. 9. Намагниченность M образцов с магнитной подложкой (1) и немагнитной подложкой ((2) и на вставке) при $T = 95 \text{ К}$. Критическая температура ВТСП-слоев $T_c = 92 \text{ К}$, поэтому магнитные свойства определяются только подложкой

но, что остаются небольшие различия, обусловленные различием свойств ВТСП-материалов.

Существенное различие кривых намагниченности ВТСП-слоев на магнитных и немагнитных подложках проявляется во всем диапазоне температур

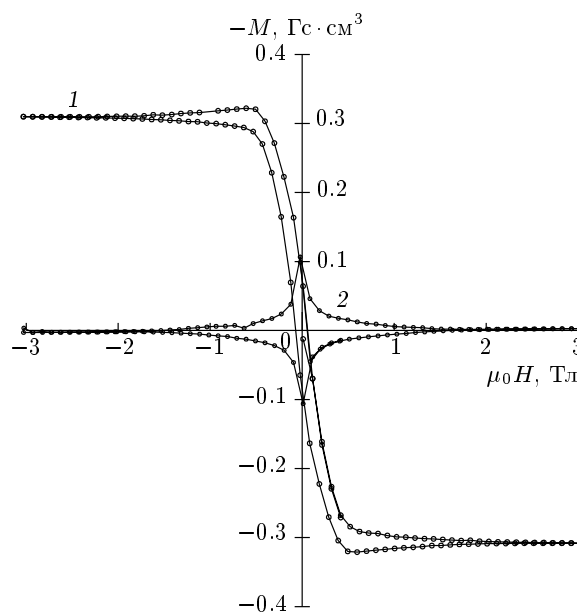


Рис. 10. Кривые $-M(H)$ образцов с магнитной подложкой (1) и немагнитной подложкой (2) при $T = 77 \text{ К}$

от 4.2 до 77 К (рис. 12).

Таким образом, экспериментально показано, что ферромагнетизм металлической подложки существенно искажает форму кривых намагниченности ВТСП-лент. Однако после учета магнитной восприимчивости подложки магнитные характеристики слоев ВТСП оказываются схожи. Поскольку зависимость $M(H)$ подложки безгистерезисная, можно

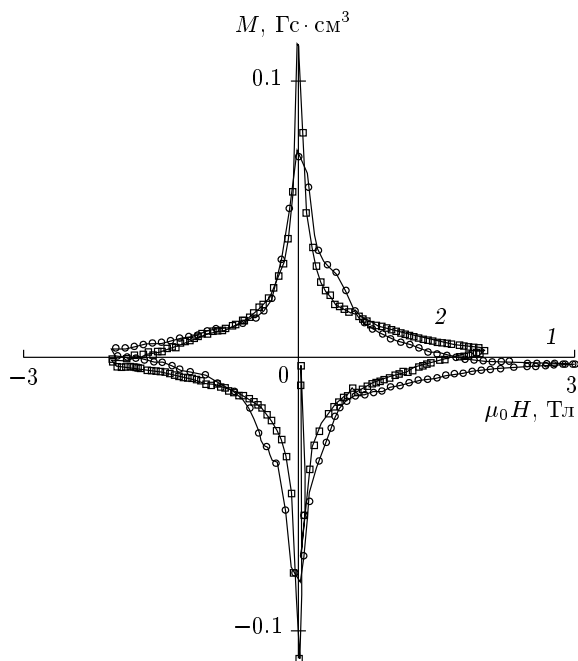


Рис. 11. Кривые $M(H)$ ВТСП-слоя AMSC (1) и ленты SP (2) при $T = 77$ К (без учета влияния подложки)

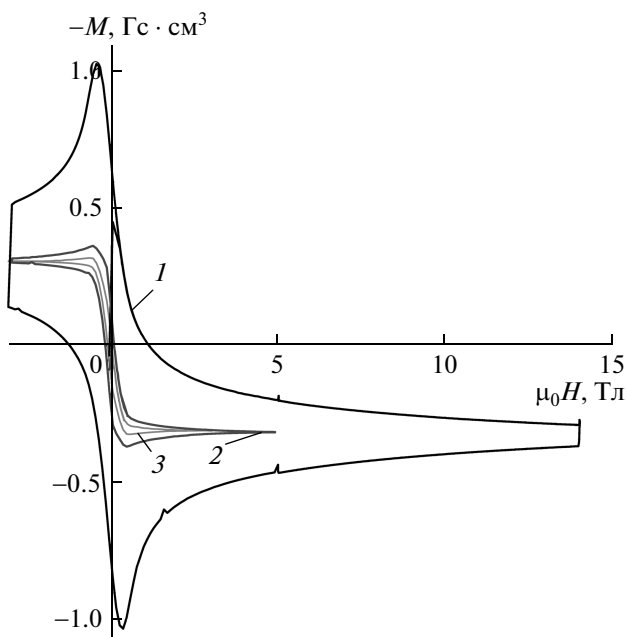


Рис. 12. Кривые $-M(H)$ композитных лент ВТСП на магнитной подложке при различных температурах: $T = 4.2$ К (1), 50 К (2), 77 К (3)

ожидать, что магнетизм подложки не скажется на величине энергетических потерь в переменных электромагнитных полях и детальный анализ полученных кривых $M(H)$ может дать исчерпывающую информацию о гистерезисных потерях в 2G ВТСП-лентах AMSC и SP в широком диапазоне температур от 4.2 до 77 К и в магнитных полях до 14 Тл.

Рассмотрим, как соотносятся экспериментальные и расчетные данные. Прежде всего, обращает на себя внимание удовлетворительное качественное совпадение расчетных кривых намагниченности, показанных на рис. 10, 12 (ср. с рис. 1, 7), признаки которого следующие.

1. Наличие при слабых полях диамагнитного состояния. Если при высоких температурах диамагнетизм подавлен (рис. 10), то при низких температурах, когда вклад сверхпроводника велик, он ясно проявляется (кривая 1 на рис. 12). Теоретические гистерезисные кривые также свидетельствуют об этом, когда концентрация магнитных частиц меньше (т. е. ферромагнитная подложка тоньше), и проявляется вклад сверхпроводника (рис. 1). Также весьма заметен диамагнитный отклик, если рассчитывается реальный сверхпроводник с исходно уширенной петлей перемагничивания за счет обычных немагнитных примесей (рис. 7) в присутствии ферромагнитной подложки.

2. Сильный парамагнитный отклик, обусловленный нарастанием намагниченности подложки. В больших магнитных полях намагниченность принимает асимптотическое значение, определяемое подложкой, так как намагниченность сверхпроводника при увеличении поля стремится к нулю. И на расчетных, и на экспериментальных кривых $M(H)$ четко виден локальный максимум, обусловленный резким увеличением намагниченности сверхпроводника при уменьшении поля.

Таким образом, поведение кривой намагниченности композита сверхпроводник – магнитная подложка качественно совпадает с расчетным. Это не является тривиальным результатом в силу необычности сильного парамагнитного сигнала такого композита.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитаны кривые перемагничивания слоистого ВТСП-образца на ферромагнитной подложке при различных величине ее намагниченности насыщения и температуре. Получены конфигурации вихрей в различных точках петли.

Показано, что имеет место нелинейное взаимодействие ферромагнетика и сверхпроводника.

При сильном влиянии подложки даже в относительно чистом, бездефектном ВТСП-материале ферромагнетик может привести в сверхпроводнике к эффективному коллективному пиннингу и даже к своеобразной «парамагнитной» фазе при сильном влиянии подложки.

Учет режима пиннинга на собственных немагнитных дефектах также приводит к нелинейному изменению петли намагничивания, так что может увеличиться диамагнитный отклик при возрастании внешнего магнитного поля.

Экспериментальные данные по измерению намагниченности ВТСП-композиата на магнитной подложке показали качественное согласие с расчетными кривыми.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-00561) и Министерства образования и науки Российской Федерации (ГК 16.513.11.3061).

ЛИТЕРАТУРА

1. T. H. Alden and J. D. Livingston, *J. Appl. Phys.* **37**, 3551 (1966).
2. A. Snezhko, T. Prozorov, and R. Prozorov, *Phys. Rev. B* **71**, 024527 (2005).
3. A. Palau, H. Parvaneh, N. A. Stelmashenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 117003 (2007).
4. N. D. Rizzo, J. Q. Wang, D. E. Prober et al., *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2285 (1996).
5. T. Shapoval, V. Metlushko, M. Wolf et al., *Phys. Rev. B* **81**, 092505 (2010).
6. A. Hoffmann, L. Fumagalli, N. Jahedi et al., *Phys. Rev. B* **77**, 060506(R) (2008).
7. J. E. Villegas, K. D. Smith, Lei Huang et al., *Phys. Rev. B* **77**, 134510 (2008).
8. M. V. Milosevic, S. V. Yampolskii, and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **66**, 174519 (2002).
9. M. V. Milosevic and F. M. Peeters, *Phys. Rev. B* **68**, 024509 (2003).
10. S. Erdin, I. F. Lyuksyutov, V. L. Pokrovsky, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 017001 (2002).
11. Д. С. Одинцов, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, *ЖЭТФ* **130**, 77 (2006).
12. I. A. Rudnev, D. S. Odintsov, and V. A. Kashurnikov, *Phys. Lett. A* **372**, 3934 (2008).
13. Д. С. Одинцов, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, *ЖЭТФ* **132**, 287 (2007).
14. И. А. Руднев, Д. С. Одинцов, В. А. Кашурников, *Изв. РАН, Сер. физ.* **71**, 1121 (2007).
15. W. E. Lawrence and S. Doniach, in *Proc. 12th Int. Conf. Low Temp. Phys.*, Kyoto (1970), ed. by E. Kanda, Keigaku, Tokyo (1971), p. 361.
16. V. I. Nizhankovskii and L. B. Lugansky, *Measurement Science and Technology* **18**, 1533 (2007).