

Особенности переменной магнитной восприимчивости тонких сверхпроводящих пленок с большим критическим током

М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина

E-mail: kovalch@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 17 апреля 2013 г., после переработки 15 июля 2013 г.

Впервые исследованы особенности переменной (ас) магнитной восприимчивости, возникающие в тонких сверхпроводящих пленках с большим критическим током. Такие особенности обнаружены в некоторых пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на магнитопольевых и температурных зависимостях ас восприимчивости в виде Z-образной ступеньки для действительной компоненты, $\chi'_m(H)$ или $\chi'_m(T)$, и V-образной впадины для мнимой компоненты, $\chi''_m(H)$ или $\chi''_m(T)$, где индекс m означает измерения в максимуме полярной диаграммы $\chi''(\chi')$ («максимуме потерь»). Не в максимуме потерь эффект также наблюдается, а его величина зависит от глубины входа-выхода вихрей. Высказано предположение, что эффект обусловлен зависимостями критического тока и крипа потока от магнитного поля. Проведены приближенные вычисления магнитной восприимчивости тонкого диска с помощью модифицированных формул Клема–Санчеса, в которые введена зависимость критической плотности тока от приложенного магнитного поля, $j_c(H)$. Расчеты на основании реальной зависимости $j_c(H)$ в исследованных пленках и при простейшем учете крипа потока позволили получить зависимости $\chi'_m(H)$ и $\chi''_m(H)$, качественно подобные экспериментальным, в том числе с Z- и V-особенностями при большом критическом токе. Показано, что в таких образцах нарушаются соотношения модели Клема–Санчеса между критической плотностью тока, с одной стороны, и компонентами ас магнитной восприимчивости, а также амплитудой ас поля в максимуме потерь, с другой.

Вперше досліджено особливості змінної (ас) магнітної сприйнятливості, які виникають в тонких надпровідних плівках з великим критичним струмом. Такі особливості знайдено в деяких плівках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на магнітопольових та температурних залежностях ас сприйнятливості у вигляді Z-подібної сходинки для дійсної компоненти, $\chi'_m(H)$ чи $\chi'_m(T)$, та V-подібної западини для уявної компоненти, $\chi''_m(H)$ чи $\chi''_m(T)$, де індекс m означає вимірювання у максимумі полярної діаграми $\chi''(\chi')$ («максимумі втрат»). Не в максимумі втрат ефект також спостерігається, а його величина залежить від глибини входу-виходу вихорів. Висловлено припущення, що цей ефект зумовлений залежностями критичного струму та крипу потоку від магнітного поля. Проведено наближені обчислення магнітної сприйнятливості тонкого диску за допомогою модифікованих формул Клема–Санчеса, в які введено залежність критичної густини струму від прикладеного магнітного поля, $j_c(H)$. Розрахунки на основі реальної залежності $j_c(H)$ в досліджених плівках та при простому врахуванні крипу потоку дозволили отримати залежності $\chi'_m(H)$ та $\chi''_m(H)$, якісно подібні до експериментальних, в тому числі з Z- та V-особливостями при великому критичному струмі. Показано, що в таких зразках порушуються співвідношення моделі Клема–Санчеса між критичною густиною струму, з одного боку, та компонентами ас магнітної сприйнятливості, а також амплітудою ас поля у максимумі втрат, з іншого.

PACS: 74.25.Na Магнитные свойства;
74.25.Sv Критические токи.

Ключевые слова: ВТСП, тонкие пленки, ас магнитная восприимчивость.

1. Введение

Бесконтактный метод переменной (ас) магнитной восприимчивости нашел успешное применение при

решении очень разных научных задач для сверхпроводников 2-го рода (см., например, [1–9], а также [10,11] и ссылки там). Это один из наиболее удобных и эффективных методов определения критической плот-

ности тока и исследования вихревой динамики. В последнее время он предлагается для тестирования нового класса материалов — так называемых «покрытых проводников» [12,13].

Для установления связи между измеряемыми компонентами ас магнитной восприимчивости и внутренними характеристиками образца базовой на данный момент остается модель Клема и Санчеса (далее КС-модель), развитая в [14–16] на основе модели критического состояния Бина [17]. Соответствие этой модели экспериментальным данным во многих случаях считается достаточным. Хотя эта модель была разработана для использования при отсутствии приложенного внешнего статического магнитного поля, она обычно применяется и при его наличии. Перемагничивание тонкого диска при одновременном приложении переменного h и постоянного H магнитных полей рассматривалось в [18]. Было показано, что магнитный момент диска в рамках допущений КС-модели можно разделить на постоянную и переменную составляющие, причем переменная составляющая не зависит от постоянного (dc) поля. Это означает, что формулы КС-модели для ас магнитной восприимчивости применимы при наличии dc поля в той же мере, что и при его отсутствии, если в пределах изменения суммарного поля за период колебания ас поля можно пренебречь изменением критической плотности тока.

В КС-модели ас магнитные характеристики тонкого диска определяются значением одной переменной $x = h_0/H_d$, где $H_d = j_c d/2$ — характеристическое поле модели, h_0 — амплитуда ас поля, j_c — критическая плотность тока и d — толщина диска. Каждому значению переменной x соответствует определенная глубина входа-выхода вихрей и точка на полярной диаграмме $\chi''(\chi')$, где χ' и χ'' — действительная и мнимая компоненты основной гармоники ас магнитной восприимчивости соответственно. Ниже рассчитанные значения магнитной восприимчивости нормированы на $\chi_0 = 8R/(3\pi d)$, где R — радиус диска, а экспериментальные значения нормированы на $\chi_0^{\text{exp}} = -\chi'(h_0 \rightarrow 0)$. Нормированные магнитные восприимчивости в максимуме полярной диаграммы («максимуме потерь») являются константами КС-модели: $\chi'_m = -0,380$ и $\chi''_m = 0,241$, а амплитуда ас поля в этой точке h_{m0}^{CS} связана с критической плотностью тока соотношением

$$h_{m0}^{\text{CS}} = 0,971 j_c d. \quad (1)$$

Это соотношение лежит в основе экспериментального метода «максимума потерь». (Следует отметить, что числовой коэффициент в (1) несколько зависит от формы образца, в частности, для квадратных пленок он равен 0,91 [13]).

Наиболее важными факторами, которые всегда присутствуют в реальных образцах, но не учтены в КС-модели, являются крип магнитного потока и зависи-

мость критического тока от магнитного поля. Их влияние на процесс перемагничивания тонкого диска и его полярную диаграмму рассматривалось в модельных расчетах Брандта [19] и Шанцева и др. [20,21]. Однако проявление этих факторов в ас магнитной восприимчивости реальных образцов изучено недостаточно. Особенно это относится к зависимости критического тока от магнитного поля.

Основанием для данной работы послужило наше наблюдение, что при изменении внешних условий — статического поля или температуры — измеренные в максимуме потерь компоненты магнитной восприимчивости тонких пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ показывают качественно разное поведение в разных образцах. В одной группе образцов зависимости $\chi'_m(H)$ и $\chi''_m(H)$ монотонные и качественно согласуются с расчетами [19–21]. В другой группе пленок магнитополевая зависимость $\chi'_m(H)$ имеет вид Z-образной ступеньки, а на зависимости $\chi''_m(H)$ при этом наблюдается V-образная немонотонность (впадина). Аналогичные Z- и V-особенности появляются в этих пленках и на температурных зависимостях $\chi'_m(T)$ и $\chi''_m(T)$ в статическом поле. Такие особенности, описанные, насколько нам известно, впервые, не находят качественного объяснения на основе КС-модели (где χ'_m и χ''_m — константы) и результатов вычислений в [19–21].

Для корректного использования метода ас магнитной восприимчивости представляется важным выяснить, как в измеряемых этим методом величинах проявляется реальная зависимость критического тока от магнитного поля и какова роль в этих проявлениях крипа вихрей. В этом состоит предмет исследований в настоящей работе.

Во втором разделе статьи приведены экспериментальные результаты для образцов с разным поведением χ'_m и χ''_m при изменении внешних условий, а также описаны проявления упомянутых Z- и V-особенностей вне максимума полярной диаграммы. В третьем разделе описано перемагничивание тонкого диска модифицированными соотношениями КС-модели, в которые введена зависимость критической плотности тока от приложенного поля, $j_c(H)$. В четвертом разделе приведены вычисления ас магнитной восприимчивости с использованием реальной полевой зависимости критической плотности тока в конкретных образцах. Из результатов расчетов следует, что упомянутые Z- и V-особенности появляются при большой величине критического тока, а их форма, кроме прочего, зависит от изменения скорости крипа вихрей в магнитном поле. В таких образцах на зависимости $h_{m0}(H)$ появляется резкий излом (который ранее [22] связывали с изменением механизма ограничения критического тока), а по сравнению с КС-моделью изменяются зависимости $\chi'(h_0)$ и $\chi''(h_0)$, а также связь между их формой и амплитудой h_{m0} , с одной стороны, и критической плотно-

стью тока, с другой. В пятом разделе анализируются использованные в расчетах допущения, а также обсуждаются основные вопросы, связанные с проявлением в эксперименте полевой зависимости критической плотности тока. В Заключение кратко сформулированы основные результаты представленной работы.

2. Экспериментальные результаты

В данной работе исследовались тонкие сверхпроводящие пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, ориентированные осью c перпендикулярно плоскости пленки, выращенные методом лазерной абляции. Измерения проводились преимущественно при постоянной температуре $T = 77$ К для образцов, погруженных в жидкий азот. Часть измерений проводилась при температурах выше 77 К, в парах азота. Использовалась стандартная методика, как раньше в [6,8,23]. Оси магнитных катушек ориентировали вертикально, а плоскость образца — горизонтально; фоновое магнитное поле не учитывали.

При каждом значении постоянного магнитного поля сканировалась амплитуда a_c поля и определялись три величины, соответствующие максимуму $\chi''(h_0)$: h_{m0} , χ'_m и χ''_m . При температурных исследованиях сканирование амплитуды проводилось при медленном непрерывном уменьшении температуры, как описано в [6,8]. Результаты таких измерений определяются текущими значениями температуры образца и статического поля и не зависят от предыстории изменений внешних условий [18,24]. Измерения проводились на частотах a_c поля 3033, 933 и 33 Гц; результаты для разных частот качественно одинаковы. Скорость крипа $Q = d \ln j_c / d \ln f$ вычислялась из измерений на частотах 3033 и 33 Гц, как в [6,23].

Исследованные нами образцы можно разделить на две группы: в одной из них упомянутые выше Z- и V-особенности наблюдались, а в другой таких особенностей нет. Ниже представлены результаты для одного образца из каждой группы, см. табл. 1. Температурные и магнитополевые зависимости критического тока и скорости крипа вихрей для этих образцов были детально исследованы в [6,8,23]; некоторые результаты из [23] будут использованы в настоящей работе.

На рис. 1 и 2 приведены магнитополевые зависимости четырех характеристик, измеренных при постоянной температуре для образцов PP8 и AC86 соответственно. Величину h_{m0} в рамках (1) можно рассматривать как аналог критического тока. Отметим, что в образце

PP8 магнитополевые зависимости восприимчивостей в максимуме потерь, χ'_m и χ''_m , а также скорости крипа Q монотонны и все имеют низкополевое плато примерно в той же области полей, что и плато на зависимости критического тока. За пределами низкополевого плато критический ток уменьшается, а скорость крипа растет (см. [23,25]). В этой же области полей увеличиваются по абсолютной величине и магнитные восприимчивости χ'_m и χ''_m . На рис. 1(б) особенно хорошо видна корреляция между скоростью крипа и мнимой частью восприимчивости χ''_m . Такие результаты последовательны с расчетами Брандта [19] и в этом смысле предсказуемы. В образце AC86 на магнитополевых зависимостях действительной и мнимой компонент восприимчивости видны Z- и V-особенности соответственно. В целом поведение магнитных восприимчивостей χ'_m и χ''_m в этом образце плохо коррелирует с поведением критического тока и скорости крипа и качественно не следует из теоретических предсказаний Брандта [19] и Шанцева и др. [20,21]. Характер пиннингования вихрей в тонких пленках таков, что при изменении статического поля критический ток и скорость крипа изменяются монотонно. На этом фоне немонотонное изменение мнимой компоненты восприимчивости, $\chi''_m(H)$, которое можно видеть на рис. 2(б), является неожиданным, так же как и выход действительной компоненты $\chi'_m(H)$ на второе плато при высоких полях (рис. 2(а)).

Если к образцу с показанными Z- и V-особенностями приложить небольшое постоянное поле H , то аналогичные особенности проявляются и в температурных зависимостях $\chi'_m(T, H = \text{const})$ и $\chi''_m(T, H = \text{const})$ соответственно. Пример таких зависимостей приведен на рис. 3. Они качественно похожи на магнитополевые зависимости при постоянной температуре (рис. 2). При увеличении постоянного поля положение особенностей смещается к более низким температурам; в образце AC86 при полях больше 4 мТл они выходят за пределы использованного нами температурного диапазона.

При измерении вне максимума потерь возникает вопрос об адекватном представлении результатов. Если в процессе измерений одновременно изменяется и амплитуда a_c поля и критическая плотность тока, то, по аналогии с КС-моделью, «физичным» будет представление результатов в зависимости от безразмерной переменной $r = h_0/h_{m0} \approx h_0/2H_d$, однозначно связанной с глубиной входа вихрей при перемагничивании (частный случай $r = 1$ соответствует максимуму потерь).

Таблица 1. Характеристики использованных образцов: T_c — критическая температура; H_p — ширина низкополевого плато на зависимости $j_c(H, T = 77$ К), определенная, как в [23]; $h_{m0}(0)$ — амплитуда h_{m0} при $H = 0$ и $T = 77$ К

Пленка	d , нм	Подложка	T_c , К	$j_c(77$ К), МА/см ²	H_p , мТл	$h_{m0}(0)$, мТл
PP8	300	LaAlO ₃	87,2	0,96	13,3	3,5
AC86	100	SrTiO ₃	88,1	3,1	2,8	3,7

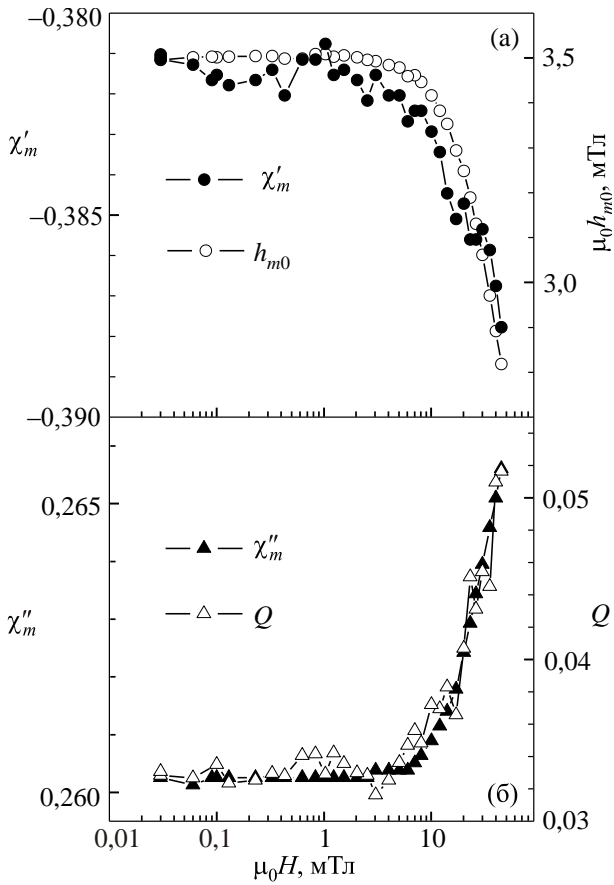


Рис. 1. Экспериментальные магнито-температурные зависимости характеристик образца PP8: магнитных восприимчивостей χ'_m и χ''_m , амплитуды ас поля в максимуме потерь h_{m0} и скорости крипа Q . Частота 3033 Гц, $T = 77$ К.

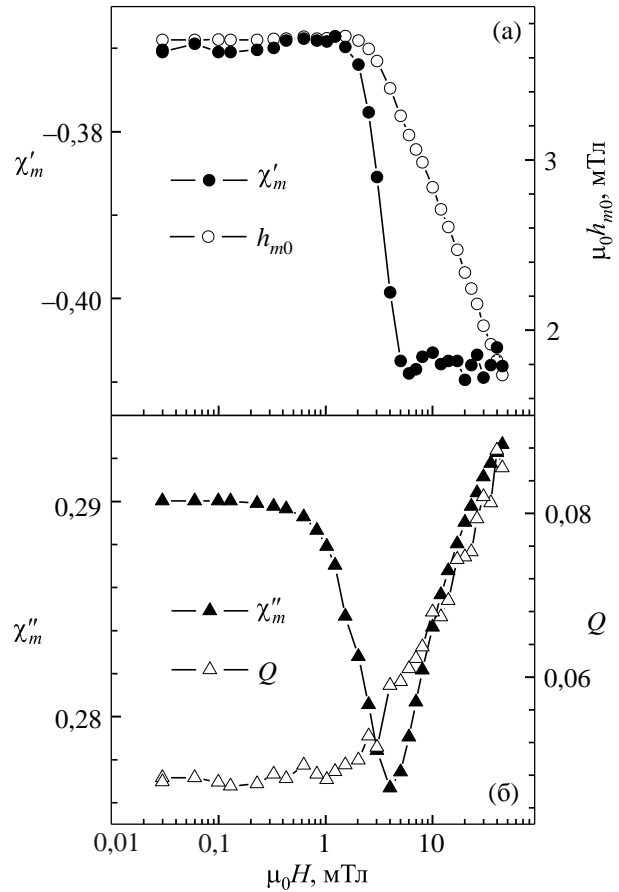


Рис. 2. Экспериментальные магнито-температурные зависимости характеристик образца AC86. Обозначения, как на рис. 1. Частота 3033 Гц, $T = 77$ К.

Было обнаружено, что в образце AC86 при $r \neq 1$ Z- и V-особенности на зависимостях $\chi(H, r = \text{const})$ остаются, но величина эффекта (высота ступеньки и глубина впадины) зависит от значения r .

Как показано на рис. 4, абсолютная высота ступеньки увеличивается по мере увеличения глубины входа

вихрей и выходит на насыщение при $r \approx 1$ (вблизи максимума потерь). Однако величину эффекта лучше характеризует относительная высота ступеньки по отношению к среднему по полю значению $\chi'(r)$, которое не сильно отличается от ожидаемого в КС-модели. При

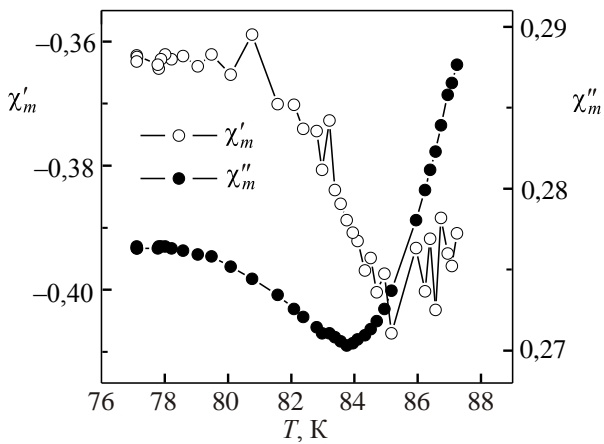


Рис. 3. Образец AC86. Температурные зависимости магнитных восприимчивостей χ'_m и χ''_m в постоянном поле 1 мТл. Частота 933 Гц.

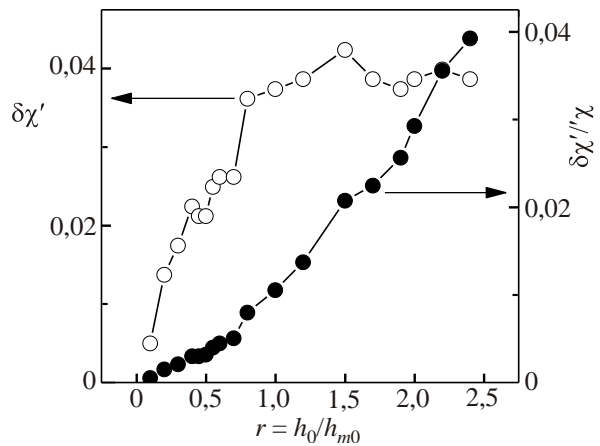


Рис. 4. Образец AC86. Высота Z-ступеньки на зависимости $\chi'(H, r = \text{const})$ при разных значениях параметра r : абсолютная (в единицах χ_0 , \circ) и относительная (\bullet), см. текст. Измерения на частоте 933 Гц при $T = 77$ К.

больших значениях r (малых значениях χ') относительная высота ступеньки достигает 0,4. Относительная глубина впадины на зависимости $\chi''(H, r = \text{const})$ тоже может достигать нескольких десятых, но при малых значениях r .

Пленки, в которых наблюдались Z- и V-особенности, могли существенно отличаться между собой по разным характеристикам: осаждены на подложки LaAlO_3 и SrTiO_3 , имели толщину от 100 до 300 нм, критическую температуру от 88 до 90,5 К и ширину низкополевого плато на зависимости $j_c(H, T = 77 \text{ К})$ от 2,8 до 8 мТл (что соответствует разным размерам монокристаллических блоков в плоскости пленки [22]). В то же время эти пленки имеют и общие характеристики, по которым они отличаются от пленок, в которых Z- и V-особенностей нет. К таким характеристикам относятся: большая плотность критического тока $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$ при $T = 77 \text{ К}$; резкий переход на зависимости $h_{m0}(H)$ от низкополевого плато к приблизительно логарифмическому спаду; амплитуда h_{m0} на плато больше, чем ширина плато. В образцах с такими характеристиками амплитуда колебаний критического тока в максимуме потерь должна сильно зависеть от величины постоянного поля вследствие как сильного изменения с полем величины j_c (особенно в области края плато), так и сильного (и немоного) изменения производной dj_c/dH . Мы предположили, что это и есть основная причина необычной зависимости ас восприимчивости от dc поля. При выходе dc поля за пределы плато растет интенсивность крипа. Крип увеличивает мнимую компоненту восприимчивости χ''_m [19]. Появление у впадины на $\chi''_m(H)$ высокополевого стенки (быстрое возрастание χ''_m после минимума) может быть следствием возрастания крипа. Эти предположения были проверены модельными расчетами.

3. Модель перемагничивания

Использованная для расчетов модель основана на модели критического состояния, примененной к образцу в виде тонкого диска в магнитном поле H , перпендикулярном его плоскости. Сделанные приближения совпадают со всеми приближениями КС-модели, кроме одного: для описания влияния зависимости критической плотности тока j_c от магнитного поля на ас магнитную восприимчивость использовано допущение, что критическая плотность тока, одинаковая во всем образце, зависит от величины H . Эту зависимость зададим функцией $j_c(H)$. Сделанное допущение позволяет использовать аналитическое выражение для распределения плотности тока в образце, полученное Михеенко и Кузовлевым [14] в рамках модели критического состояния. При этом оказалось, что сам процесс перемагничивания описывается формулами, аналогичными формулам, полученным для случая $j_c = \text{const}$, с

некоторыми изменениями, описанными ниже. Таким образом, моделирование процесса перемагничивания образца существенно упрощается в сравнении с использованием более точных моделей, учитывающих зависимость критической плотности тока не от внешнего, а от локального магнитного поля в образце.

На этапе первичного намагничивания тонкого диска радиусом R и толщиной d из состояния ZFC при монотонном квазистатическом увеличении приложенного поля до величины H_a распределение плотности азимутального тока j_ϕ можно записать в виде

$$j_\phi(\rho, H_a) = -\left(\frac{2j_{ca}}{\pi}\right) \arctg\left[\frac{\rho}{R} \sqrt{\frac{R^2 - a^2}{a^2 - \rho^2}}\right], \quad \rho \leq a, \quad (2)$$

$$j_\phi(\rho, H_a) = -j_{ca}, \quad a \leq \rho \leq R, \quad (3)$$

где $j_{ca} = j_c(H_a)$, ρ — радиальная координата от центра диска, a — координата границы входа вихрей:

$$a = R/\text{ch}(H_a/H_{da}), \quad (4)$$

а $H_{da} = j_{ca}d/2$ — характеристическое поле.

Введение в эту формулу зависимости $j_c(H)$ не влияет на ее соответствие модели критического состояния.

Если приложенное поле H_a , достигнув значения H_1 , начнет монотонно уменьшаться, распределение плотности тока можно записать в виде суммы двух составляющих: $j_\phi(\rho, H_a) = j_{\phi 1}(\rho, H_1) + j_{\phi 2}(\rho, H_a)$. Составляющая $j_{\phi 1}$ описывает распределение плотности тока в конце этапа первичного намагничивания и определяется формулами (2)–(4), в которых нужно сделать очевидные замены:

$$H_a \rightarrow H_1; \quad j_{ca} \rightarrow j_{c1} = j_c(H_1); \quad H_{da} \rightarrow H_{d1} = j_{c1}d/2; \\ a \rightarrow a_1 = R/\text{ch}(H_1/H_{d1}). \quad (5)$$

Составляющая $j_{\phi 2}$ описывает изменение распределения плотности тока при изменении приложенного поля от H_1 до H_a и записывается в виде

$$j_{\phi 2}(\rho, H_a) = \frac{2(j_{c1} + j_{ca})}{\pi} \arctg\left[\frac{\rho}{R} \sqrt{\frac{R^2 - b^2}{b^2 - \rho^2}}\right], \quad \rho \leq b, \quad (6)$$

$$j_{\phi 2}(\rho, H_a) = j_{c1} + j_{ca}, \quad b \leq \rho \leq R, \quad (7)$$

$$b = R/\text{ch}[(H_1 - H_a)/(H_{d1} + H_{da})]. \quad (8)$$

Эта формула аналогична выражению, предложенному Жу и др. [15] для случая $j_c = \text{const}$ (с заменой $2j_c$ на $j_{c1} + j_{ca}$), и выражение для j_ϕ также соответствует модели критического состояния: в кольце $b \leq \rho \leq R$ плотность тока равна критической, а в круге $\rho \leq b$ неизменным остается магнитное поле.

Последующие этапы перемагничивания описываются аналогичным образом. Если приложенное поле H_a состоит из постоянной составляющей H_{dc} и переменной составляющей с амплитудой h_0 , то распределения плотности тока после первого этапа перемагничивания ($H_a = 0 \rightarrow H_a = H_{dc} + h_0$) и после третьего ($H_a = H_{dc} - h_0 \rightarrow H_a = H_{dc} + h_0$) будут одинаковыми. Это означает, что петля намагниченности $M(H_a)$ является замкнутой. Для ее вычисления можно использовать аналитическое выражение, полученное в [14] для распределения $j_\varphi(\rho, H_a)$ в виде (2)–(4) для случая $j_c = \text{const}$. При этом намагниченность диска, как и в [18], можно разделить на две составляющие. Постоянная составляющая не зависит от текущих значений ас поля и критического тока:

$$M_{dc} = -\chi_0 H_1 S(H_1/H_{d1}), \quad (9)$$

где
$$S(x) = \frac{1}{2x} \left[\arccos\left(\frac{1}{\text{ch } x}\right) + \frac{\text{sh } x}{\text{ch}^2 x} \right]. \quad (10)$$

Переменная составляющая равна:

— при уменьшении ас поля от $+h_0$ до $-h_0$:

$$M_{ac\downarrow} = +\chi_0(h_0 - h_a)S(h_0 - h_a)/(H_{d1} + H_{da}); \quad (11)$$

— при увеличении ас поля от $-h_0$ до $+h_0$:

$$M_{ac\uparrow} = +2h_0\chi_0 S(2h_0)/(H_{d1} + H_{d2}) - \chi_0(h_a + h_0)S(h_a + h_0)/(H_{d2} + H_{da}), \quad (12)$$

где h_a — текущее значение ас поля.

В отличие от случая с постоянным критическим током [18], в (11), (12) переменная составляющая намагниченности через параметры H_d зависит от постоянно поля.

Другие ас магнитные характеристики диска вычисляются из формул (11), (12) стандартным образом [16].

4. Вычисления

4.1. Сравнение гистерезисных петель

Промежуточным этапом в вычислении ас магнитной восприимчивости является определение зависимости намагниченности образца от времени при его циклическом перемагничивании. Эту зависимость удобно представлять в виде зависимости намагниченности от приложенного поля, имеющей гистерезисный характер. Для оценки применимости предложенной упрощенной модели, рассчитанные петли гистерезиса сравнивались с результатами расчетов Шанцева и др. [20,21], выполненных в рамках модели критического состояния (без учета крипа) с зависимостью локального значения критической плотности тока от локального же поля. Сравнение петель гистерезиса, рассчитанных для образца с кимовской зависимостью критической плотности тока от поля, $j_c(H) = j_{c0}/(1+|H/H_0|)$ [26] (см. рис. 5),

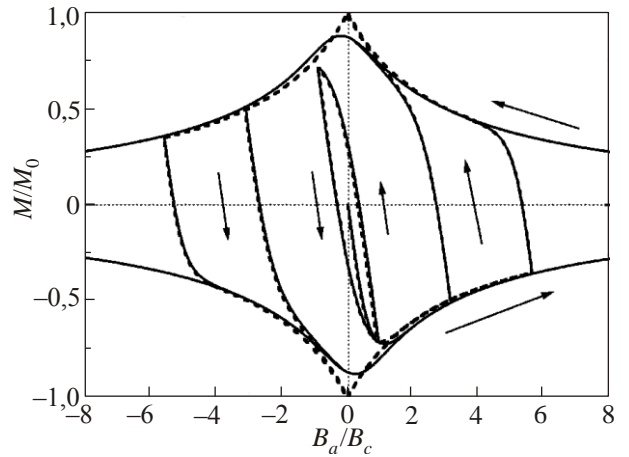


Рис. 5. Петли перемагничивания тонкого сверхпроводящего диска, имеющего кимовскую зависимость критической плотности тока от поля, рассчитанные Шанцевым и др. [21] (сплошные кривые) и полученные в данной работе (штриховые). $B_c = \mu_0 j_{c0} d/2$, $M_0 = j_{c0} R/3d$.

показывает, что заметные отличия в результатах расчетов возникают лишь вблизи нулевого моментального значения приложенного поля при условии, что амплитудное его значение насыщает магнитный момент образца. Влияние этих отличий на ас магнитную восприимчивость обсуждается ниже.

4.2. Модельные расчеты на основе экспериментальных результатов для образца PP8

Прежде чем рассматривать обнаруженные экспериментально особенности ас магнитной восприимчивости, коротко остановимся на результатах измерений для образца PP8, в котором таких особенностей не оказалось. Для их описания из существующих в литературе модельных зависимостей $j_c(H)$ (из модели Кима и нескольких моделей пиннинга вихрей в тонких пленках сверхпроводников [22,27–31]) была выбрана та, которая лучшим образом описывала полученные экспериментально зависимости $h_{m0}(H)$. (Отметим сразу, что первоначально связь между критической плотностью тока j_c и амплитудой h_{m0} определялась в соответствии с формулой (1).) Таковой оказалась зависимость, полученная в модели коллективного депиннинга вихрей с массива проникающих дислокаций, расположенных на межблочных границах (далее КД-модель) [22,27,32]:

$$\frac{j_c(H)}{j_c(0)} = 1 - \left[1 - f(I^* y) \right] \left[\frac{\Gamma(v, v/y)}{\Gamma(v)} \right]^2 - f(I^* y) \left[\frac{\Gamma(v, v/y) - (v/y)\Gamma(v-1, v/y)}{\Gamma(v)} \right]^2, \quad (13)$$

где $v = \langle L \rangle^2 / \sigma^2$ ($\langle L \rangle$ — средний размер блока, σ^2 — дисперсия распределения блоков по размерам),

$l^* = l/\langle L \rangle$, l — расстояние между дислокациями на межблочной границе, $y = \sqrt{H/(H_0\tau)}$ (H_0 — характеристическое поле КД-модели, $\tau = 1 - T/T_c$ — приведенная температура), $\Gamma(x)$, $\Gamma(x,y)$ — соответственно полная и неполная гамма-функции,

$$f(x) = \begin{cases} [\sqrt{1-x^2} + \arcsin(x)/x]/2, & x < 1 \\ \pi/4x, & x \geq 1 \end{cases}$$

При фитировании варьировались параметры $j_c(0)$, v , $H_0\tau$ и l^* . Соответствие экспериментальной зависимости $h_{m0}(H)$ и полученной при фитировании оказалось хорошим, а отличие измеренных значений ас магнитной восприимчивости от постоянных значений, предсказываемых КС-моделью, было связано нами с влиянием крипа.

Для описания возможного влияния зависимости $j_c(H)$ на измеряемые характеристики образца, амплитуду h_{m0} и компоненты ас магнитной восприимчивости, с помощью предложенной модели были рассчитаны их магнитопольные зависимости для трех модельных образцов: М1, М7 и М10. Считалось, что в этих образцах зависимость $j_c(H)$ имеет форму (13). Параметры этой зависимости для образца М1 брались равными значениям, полученным при фитировании экспериментально полученной зависимости $h_{m0}(H)$ для образца РР8. Для образцов М7 и М10 зависимости $j_c(H)$ отличались от таковой для М1 только значением параметра $j_c(0)$, определяющим масштаб зависимости $j_c(H)$ по оси ординат, соответственно в 7 и 10 раз большим. Влияние крипа не учитывалось.

Оказалось, что для образца М1 рассчитанная зависимость $h_{m0}(H)$ (рис. 6(а)) практически неотличима от зависимости $h_{m0}^{CS}(H)$, полученной из $j_c(H)$ с помощью формулы (1). Это говорит о корректности применения для М1 (и, соответственно, с точностью до учета крипа, для образца РР8) формул КС-модели. На это же указывают значения компонент ас магнитной восприимчивости, рассчитанных для М1, и очень слабая их зависимость от поля.

В образцах М7 и М10 критическая плотность тока j_c (а значит, и амплитуда h_{m0}) существенно выше, и отличия от КС-модели проявляются даже при отсутствии постоянного поля. Для удобства сравнения представленные на рис. 6(а) результаты расчета магнитопольных зависимостей $h_{m0}(H)$ нормированы на значения амплитуды $h_{m0}^{CS}(0)$, полученные при использовании формулы (1). При такой нормировке отличие величины $h_{m0}(H=0)/h_{m0}^{CS}(H=0)$ от единицы характеризует отклонения от КС-модели при $H = 0$ из-за влияния зависимости $j_c(H)$. При ненулевых полях отклонения от КС-модели неплохо характеризует различие рассчитанных для М7 и М10 зависимостей $h_{m0}(H)$ от этой же зависимости для М1, в котором влияние зависимости

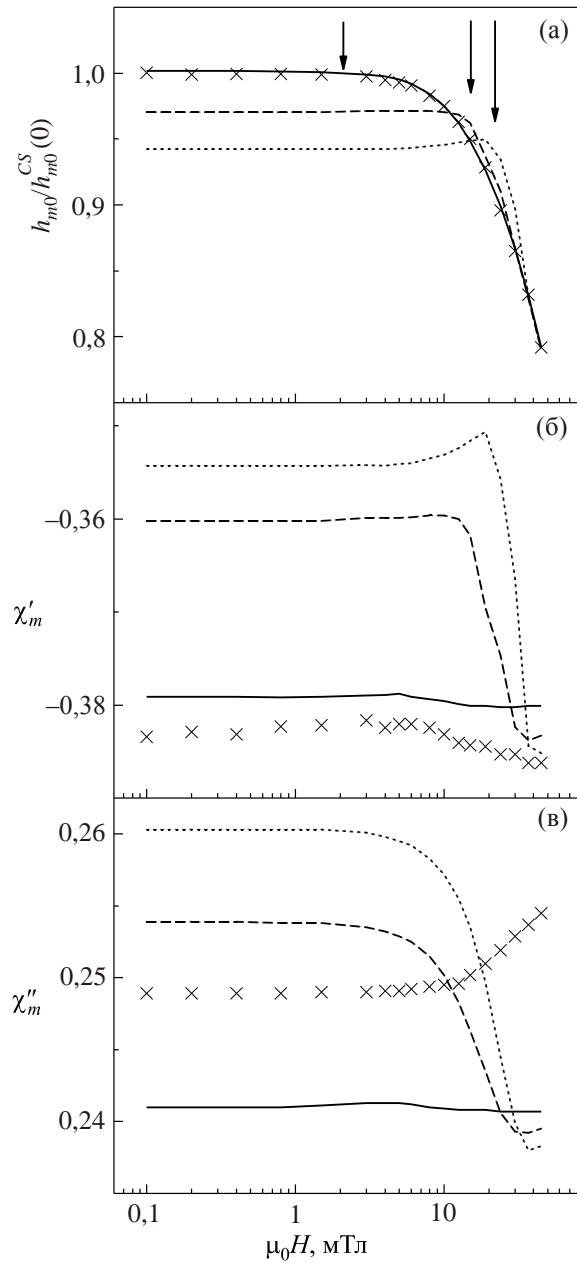


Рис. 6. Магнитопольные зависимости амплитуды h_{m0} (а) и компонент ас магнитной восприимчивости χ'_m (б) и χ''_m (в), полученные экспериментально для образца РР8 (×) и рассчитанные для модельных образцов М1 (сплошные кривые), М7 (штриховые кривые) и М10 (точечные кривые). Стрелками указаны эффективные значения ас поля $h_{m0}(0)/\sqrt{2}$ для образцов М1, М7 и М10.

$j_c(H)$ практически незаметно. С увеличением критической плотности тока (параметра $j_c(0)$ в (13)) отклонения от КС-модели ожидаемо растут, а магнитопольная зависимость $h_{m0}(H)$ перестает повторять форму зависимости $j_c(H)$: ширина низкополевого плато H_p начинает определяться эффективным значением ас поля $h_{m0}/\sqrt{2}$ при малых H , а переход между участками постоянства и уменьшения h_{m0} становится более резким.

Влияние зависимости $j_c(H)$ проявляется также и на рассчитанных магнитолевых зависимостях компонент ас магнитной восприимчивости (рис. 6(б) и (в)). При этом на зависимости действительной ее части χ'_m имеется особенность (ступенька), подобная обнаруженной экспериментально в образце АС86. В то же время на зависимости мнимой компоненты $\chi''_m(H)$, хотя и имеется особенность, но другого характера, нежели в образце АС86. Это, вместе с отмеченной выше корреляцией магнитолевых зависимостей скорости крипа Q и мнимой части восприимчивости χ''_m в образце РР8, говорит о том, что даже для качественного описания магнитолевых зависимостей ас магнитной восприимчивости в исследованных образцах необходимо учет влияния крипа.

4.3. Сравнение результатов расчетов и эксперимента для образца АС86

Как было сказано выше, для описания обнаруженных особенностей в магнитолевых зависимостях ас магнитной восприимчивости образца АС86 необходимо учитывать влияние не только зависимости $j_c(H)$, но и крипа.

Из представленных выше данных видно, что основной вклад в значения магнитной восприимчивости в максимуме потерь, χ'_m и χ''_m , определяется в рамках КС-модели, обозначим его χ_{CS} . По сравнению с ним вклады от зависимости $j_c(H)$, обозначим его χ_j , и от крипа, обозначим его χ_Q , малы, и в первом приближении их можно записать как независимые поправки:

$$\chi \approx \chi_{CS} + \chi_j + \chi_Q, \quad (14)$$

где χ означает χ'_m или χ''_m . При этом предполагается, что χ_{CS} — константы, χ_j определяются зависимостью критической плотности тока от поля, а χ_Q — скоростью изменения наблюдаемой критической плотности тока, описываемой величиной Q .

Для качественного описания влияния зависимости $j_c(H)$ на измеряемые величины использована рассмотренная выше приближенная модель. При этом, как и для образца РР8, наилучшее описание экспериментальной зависимости $h_{m0}(H)$ дает использование зависимости $j_c(H)$, полученной в КД-модели (рис. 7(а)). На расчетных зависимостях $\chi'_m(H)$ и $\chi''_m(H)$ проявляются особенности (рис. 7(б) и (в)), подобные приведенным выше для модельных образцов.

Вклад крипа в магнитные восприимчивости χ'_m и χ''_m учитывался следующим образом. Существование зависимостей $\chi'_m(Q)$ и $\chi''_m(Q)$ (а значит, и $\chi_Q(Q)$) подтверждается существующими модельными расчетами (например, [19]), но конкретный вид этой зависимости априори неизвестен и может отличаться в разных образцах.

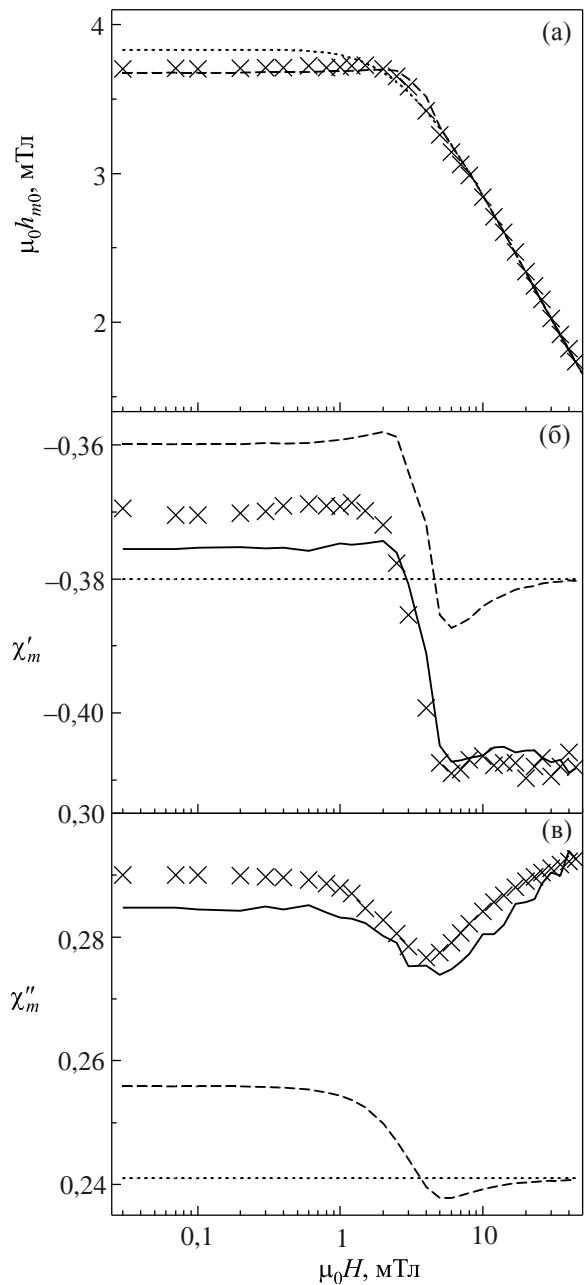


Рис. 7. Магнитолевые зависимости амплитуды h_{m0} (а) и компонент ас магнитной восприимчивости χ'_m (б) и χ''_m (в), полученные экспериментально для образца АС86 (\times), рассчитанные по КС-модели (точечные кривые), с учетом влияния зависимости $j_c(H)$ (штриховые кривые), и с учетом влияния как зависимости $j_c(H)$, так и крипа (сплошные кривые).

Для оценки влияния крипа на восприимчивость использовалось предположение, что

$$\chi_Q(Q(H)) = A Q(H). \quad (15)$$

Значения постоянных A могут быть определены из экспериментальных данных при наибольшем из использованных постоянных полей, где (см. результаты расчетов χ_j на рис. 7) можно пренебречь влиянием $j_c(H)$ (т.е. $\chi_j \approx 0$). Фактически формула (15) представляет собой

второй член разложения в ряд зависимости $\chi_Q(Q)$ в окрестности точки $Q = 0$ (первый член равен нулю). Для использования более точного приближения (например, в окрестности другого значения Q) имеющихся экспериментальных данных недостаточно.

С учетом оценки вклада крипа рассчитанные кривые (рис. 7(б) и (в)) качественно хорошо описывают экспериментальные результаты для обеих компонент восприимчивости. Таким образом, сделанные качественные оценки подтверждают предположение, что причинами появления Z-ступеньки и V-впадины является совместное влияние на магнитную восприимчивость факторов, которые не учитываются в КС-модели: крипа вихрей и зависимости критической плотности тока от магнитного поля.

4.4. Определение критической плотности тока

Представленные выше результаты расчетов для модельных образцов (М1, М7 и М10) позволяют оценить ошибки, которые возникают при использовании формулы (1) для определения критической плотности тока из величины h_{m0} в образцах, в которых существенно влияние зависимости $j_c(H)$. Так, если рассчитанные (см. рис. 6(а)) значения h_{m0} пересчитать в критическую плотность тока по формуле (1), то полученная зависимость $j_c^{\text{reverse}}(H) = h_{m0}(H)/0,971d$ для образцов М7 и М10 будет заметно отличаться от заложенной в расчеты зависимости $j_c(H)$. Согласно результатам расчетов, отличие максимально при $H = 0$ и сложным образом зависит от величины H , меняя знак по мере ее увеличения и становясь незаметным при больших полях, где изменение j_c при изменении приложенного поля в пределах двойной амплитуды ас поля становится малым (рис. 8).

Иногда критическую плотность тока определяют на основе КС-модели, но не из значения h_{m0} , как в формуле (1), а из расчетного приближения эксперимен-

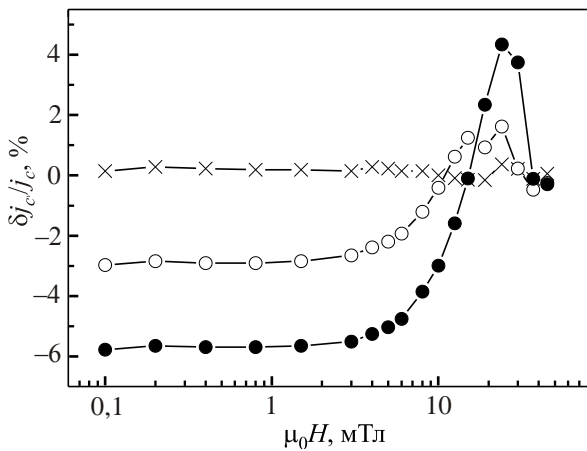


Рис. 8. Относительная ошибка (здесь $\delta j_c(H) = j_c^{\text{reverse}}(H) - j_c(H)$) определения критической плотности тока из величины h_{m0} по формуле (1) для модельных образцов М1 (\times), М7 (\circ) и М10 (\bullet).

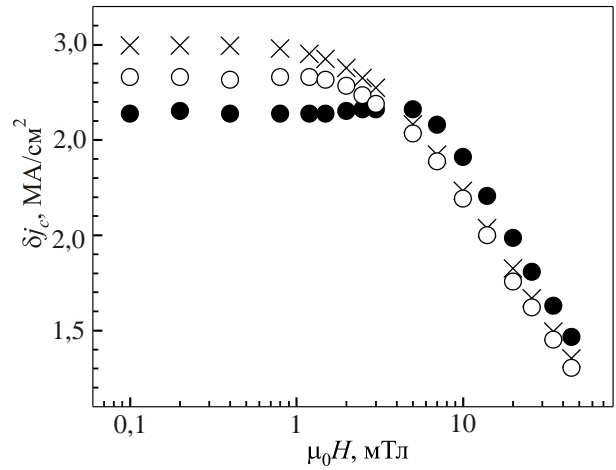


Рис. 9. Критическая плотность тока для образца АС86, определенная из $h_{m0}(H)$ по предложенной в данной работе модели (\times) и из приближения расчетными зависимостями КС-модели экспериментальных зависимостей $\chi'(h_0)$ (\bullet) и $\chi''(h_0)$ (\circ), полученных при разных статических полях H на частоте 933 Гц при $T = 77$ К.

тальных зависимостей компонент первой [28] или высших [33] гармоник восприимчивости от амплитуды приложенного ас поля h_0 . Это особенно актуально для толстых образцов, в которых трудно достичь максимума χ'' [11]. На рис. 4 косвенно показано, что зависимость критической плотности тока от магнитного поля может существенно исказить ожидаемые в КС-модели значения $\chi(h_0)$, следовательно, и определяемое из них значение критической плотности тока. Более явно это видно на рис. 9, где приведены зависимости $j_c(H)$, определенные из экспериментальных результатов для образца АС86 тремя разными способами: представленным выше приближением зависимости $h_{m0}(H)$ с использованием предложенной модели и приближением зависимостей $\chi'(h_0)$ и $\chi''(h_0)$ расчетными зависимостями КС-модели. Видно, что при определении критического тока приближением зависимостей $\chi'(h_0)$ и $\chi''(h_0)$ переход от низкополевого плато к спаду $j_c(H)$ имеет разную резкость, а ширина плато отличается в три раза. В то же время в образце РР8 все три способа дали одинаковые зависимости $j_c(H)$, т.е. в случае не очень больших критических токов различия моделей теряют свое значение.

5. Обсуждение

В модели перемагничивания мы предположили, что критический ток в образце не зависит от координаты, и ввели его однозначную зависимость от приложенного (однородного) магнитного поля. В действительности, критическая плотность тока зависит от плотности вихрей, т.е. от поля внутри образца. Внутреннее поле, а вместе с ним и критическая плотность тока зависят от

координаты. Кроме того, при циклическом перемагничивании диска среднее внутреннее поле в области входа вихрей несколько отстает от приложенного, что вносит определенную неоднозначность в реальную зависимость $j_c(H)$ для среднего значения критического тока. Эти различия в реальных и смоделированных процессах не позволяют использовать наши расчеты для точного описания эксперимента. Однако оказывается, что для определения намагниченности в полях вблизи характеристического и выше эти различия становятся несущественными. Они проявляются только в малых полях, $H < j_c(0)d/2$. Это видно как из точных расчетов Шанцева и др. (рис. 3 в [21]), так и при сравнении наших расчетов с расчетами [21] на рис. 5.

При одновременном приложении dc поля H и ac поля с амплитудой $h_{m0}(H)$ принятые в модели упрощения проявляются, когда в окрестность нуля попадает нижняя граница суммарного поля, т.е. при $|H - h_{m0}(H)| < j_c(0)d/2$. В этой окрестности на вычисленных зависимостях $h_{m0}(H)$ и $\chi'_m(H)$ появляется осцилляция. Она сравнительно мала по сравнению с изменением рассчитанных величин и становится заметной при подробном прохождении шкалы магнитного поля — пример приведен на рис. 10.

В то же время использованные приближения позволили получить выражения для намагниченности диска в аналитическом виде, что существенно упростило числовое фитирование результатов эксперимента. Путем расчетов получено качественное подтверждение основных экспериментальных результатов: 1) особенности на зависимостях $\chi'_m(H)$ и $\chi''_m(H)$ появляются при большом критическом токе в образце (рис. 6(б), (в)); 2) также при большом критическом токе на зависимости $h_{m0}(H)$ появляется излом (край плато становится резким) (рис. 6(а)); 3) при простейшем учете крипа

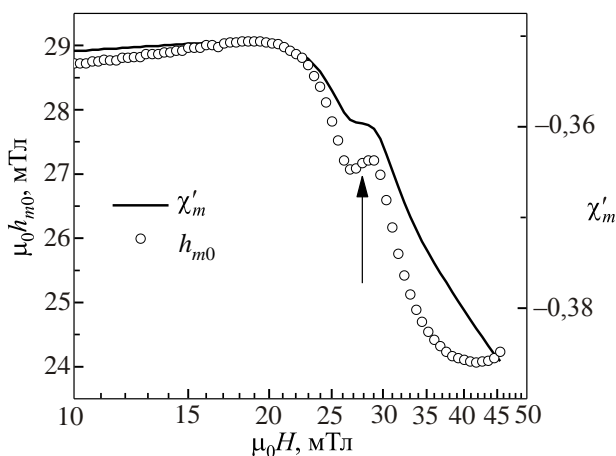


Рис. 10. Реакция модели на переход суммарного поля через нуль: подробно рассчитанные зависимости $h_{m0}(H)$ (сплошная линия) и $\chi'_m(H)$ (○), соответствующие зависимостям на рис. 6(а) и (б) соответственно для М10. Стрелкой показано поле $H = h_{m0}(H)$, см. текст.

форма расчетных зависимостей $\chi'_m(H)$ и $\chi''_m(H)$ становится подобной экспериментальной (рис. 7(б), (в)).

Резкий край плато на зависимости $h_{m0}(H)$ наблюдали ранее в [22] и связывали с переходом между двумя разными механизмами ограничения критического тока. Такая интерпретация основывалась на отождествлении амплитуды h_{m0} с критическим током согласно (1). Выше показано, что при большом критическом токе зависимости $h_{m0}(H)$ и $j_c(H)$ становятся качественно разными, и плато имеет резкий край только на зависимости $h_{m0}(H)$.

Появление Z- и V-особенностей на температурных зависимостях $\chi'_m(T)$ и $\chi''_m(T)$ в постоянном поле (рис. 3) связано, очевидно, с движением края плато $j_c(H)$ при изменении температуры. Эти зависимости в данной работе численно не моделировали, как и измерения вне максимума полярной диаграммы, рис. 4. В общем случае величина ac магнитной восприимчивости зависит от того, какому участку функции $j_c(H)$ соответствует диапазон изменений суммарного поля за период ac поля. В представленных экспериментах этот участок изменялся выбором величины dc поля, амплитуды ac поля или изменением функции $j_c(H)$ путем выбора образца или температуры. Каждый вариант может быть исследован более подробно.

Как упоминалось, экспериментальные результаты в данной работе лучше всего описываются зависимостью $j_c(H)$ из КД-модели. Это свидетельствует в пользу межблочных дислокаций как основных центров пиннинга в наших образцах и о важности коллективного взаимодействия вихрей с массивом центров пиннинга. В то же время подобные описанным (но не тождественные им) особенности на ac магнитной восприимчивости, как показал расчет, можно получить и при других известных зависимостях $j_c(H)$, например, из модели Кима или Мезетти и др. [28]. С разными вариациями они должны проявляться во всех образцах с большим критическим током, в том числе и выращенных по специальным технологиям с внедрением различного типа дефектов (как, например, в [34–38]). По их присутствию в экспериментальных результатах можно оценить необходимость учета зависимости $j_c(H)$.

Наконец, отметим, что отклонения ac магнитной восприимчивости от стандартного поведения расширяют возможности для тестирования теоретических моделей, а также могут быть источником дополнительной информации об образце.

6. Заключение

Исследованы отклонения ac магнитной восприимчивости в тонких сверхпроводящих пленках от обычного поведения, возникающие вследствие зависимости критического тока и крипа вихрей от магнитного поля.

В пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ экспериментально обнаружено, что ас магнитная восприимчивость в максимуме полярной диаграммы при определенных условиях имеет особенности на магнитолевых зависимостях при постоянной температуре, а также на температурных зависимостях в постоянном поле: Z-образную ступеньку для действительной компоненты, $\chi'_m(H)$ и $\chi'_m(T)$, и V-образную впадину для мнимой, $\chi''_m(H)$ и $\chi''_m(T)$. Подобные особенности проявляются для магнитной восприимчивости и в других точках полярной диаграммы — при других значениях параметра $r = h_0/h_{m0}$, который характеризует глубину входа-выхода вихрей при перемагничивании. Относительная величина эффекта зависит от значения r и может достигать нескольких десятков процентов, что должно заметно исказить зависимости $\chi(h_0)$ по сравнению с расчетами в КС-модели.

Для сравнения с экспериментом зависимости $\chi'_m(H)$ и $\chi''_m(H)$ при постоянной температуре рассчитаны с приближенным учетом магнитолевых зависимостей критического тока и крипа вихрей. Для вычислений использованы соотношения КС-модели, в которые формально введена зависимость критической плотности тока от приложенного поля, $j_c(H)$. Выбранный вид функции $j_c(H)$ соответствовал модели коллективного депиннинга вихревой решетки с массива сквозных межблочных дислокаций, а ее конкретные параметры определялись фитированием экспериментальной зависимости $h_{m0}(H)$ для данного образца. Влияние крипа вихрей на магнитную восприимчивость учитывалось феноменологически, на основании измеренной полевой зависимости скорости релаксации тока для того же образца. Расчеты показали качественное согласие с основными экспериментальными наблюдениями.

Величина ас магнитной восприимчивости зависит от функции $j_c(H)$ и того, какой ее участок обходит суммарное поле за период ас поля. Z- и V-образная особенности на $\chi'_m(H)$ и $\chi''_m(H)$ соответственно появляются при большом критическом токе в образце, когда амплитуда измерительного поля h_{m0} на низкополевом плато критического тока оказывается больше ширины плато. При этом край плато на зависимости $h_{m0}(H)$ становится значительно резче, чем край плато критического тока, и сдвигается в сторону больших полей — теперь ширина плато $h_{m0}(H)$ равна эффективному значению измерительного ас поля при $H = 0$. Коэффициент связи между величинами h_{m0} и j_c изменяется относительно значения в КС-модели и становится зависимым от статического поля, что требует соответствующих уточнений при измерении критического тока методом максимума потерь, причем как при наличии статического поля, так и при его отсутствии. Учет $j_c(H)$ требуется также при определении критического тока не в максимуме потерь, а по зависимостям $\chi(h_0)$.

Авторы благодарят С.М. Рябченко за полезные обсуждения.

1. G. Pasquini, L. Civale, H. Lanza, and G. Nieva, *Phys. Rev. B* **59**, 9627 (1999).
2. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, С.М. Рябченко, Ю.В. Федотов, *ФНТ* **27**, 131 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 96 (2001)].
3. Ю.В. Федотов, Э.А. Пашицкий, С.М. Рябченко, В.А. Комашко, В.М. Пан, В.С. Флис, Ю.В. Черпак, *ФНТ* **29**, 842 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 630 (2003)].
4. M. Suenaga, Q. Li, Z. Ye, M. Iwakuma, K. Toyota, F. Funaki, S.R. Foltyn, H. Wang, and J.R. Clem, *J. Appl. Phys.* **95**, 208 (2004).
5. S. Raedts, A.V. Silhanek, V.V. Moshchalkov, J. Moonens, and L.H.A. Leunissen, *Phys. Rev. B* **73**, 174514 (2006).
6. М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов, *ФНТ* **32**, 277 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 205 (2006)].
7. E. Bartolomé, A. Palau, A. Llordés, T. Puig, and X. Obradors, *Phys. Rev. B* **81**, 184530 (2010).
8. Д.Г. Ковальчук, М.П. Черноморец, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов, *ФНТ* **36**, 101 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 81 (2010)].
9. M. Motta, F. Colauto, R. Zadorosny, T.H. Johansen, R.B. Dinner, M.G. Blamire, G.W. Ataklti, V.V. Moshchalkov, A.V. Silhanek, and W.A. Ortiz, *Phys. Rev. B* **84**, 214529 (2011).
10. M. Polichetti, M.G. Adesso, D. Zola, J. Luo, G.F. Chen, Z. Li, N.L. Wang, C. Noce, and S. Pace, *Phys. Rev. B* **78**, 224523 (2008).
11. D.-X. Chen, A. Sanchez, C. Navau, Y.-H. Shi, and D.A. Cardwell, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 085013 (2008).
12. A. Youssef, Z. Švindrych, and Z. Janů, *J. Appl. Phys.* **106**, 063901 (2009).
13. D.-X. Chen, C. Navau, N. Del-Valle, and A. Sanchez, *Physica C* **470**, 89 (2010).
14. P.N. Mikheenko and Yu.E. Kuzovlev, *Physica C* **204**, 229 (1993).
15. J. Zhu, J. Mester, J. Lockhart, and J. Turneaure, *Physica C* **212**, 216 (1993).
16. J.R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev. B* **50**, 9355 (1994).
17. C.P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
18. Д.Г. Ковальчук, М.П. Черноморец, *Укр. фіз. журн.* **55**, 417 (2010).
19. E.H. Brandt, *Phys. Rev. B* **55**, 14513 (1997).
20. D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, and T.H. Johansen, *Phys. Rev. B* **60**, 13112 (1999).
21. D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, and T.H. Johansen, *Phys. Rev. B* **61**, 9699 (2000).
22. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов, В.И. Вакарюк, В.М. Пан, В.С. Флис, *ФНТ* **28**, 245 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 172 (2002)].
23. М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов, Э.А. Пашицкий, *ФНТ* **32**, 1096 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 832 (2006)].
24. A.I. Kosse, A.Yu. Prokhorov, V.A. Khokhlov, G.G. Levchenko, A.V. Semenov, D.G. Kovalchuk, M.P. Chernomorets, and P.N. Mikheenko, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 075015 (2008).

25. F.C. Klaassen, G. Doornbos, J.M. Huijbregtse, R. C. F. van der Geest, B. Dam, and R. Griessen, *Phys. Rev. B* **64**, 184523 (2001).
26. Y.B. Kim, C.F. Hempstead, and A.R. Strnad, *Phys. Rev.* **129**, 528 (1963).
27. Yu.V. Fedotov, S.M. Ryabchenko, E.A. Pashitskii, A.V. Semenov, V.I. Vakaryuk, V.S. Flis, and V.M. Pan, *Physica C* **372–376** 1091 (2002).
28. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, and A. Rovelli, *Phys. Rev. B* **60**, 7623 (1999).
29. V. Hardy, S. Hebert, M. Hervieu, Ch. Simon, J. Provost, A. Wahl, and A. Ruyter, *Phys. Rev. B* **58**, 15218 (1998).
30. C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A. Abal'oshev, I. Abal'osheva, P. Gierlowski, S.J. Lewandowski, M.V. Indenbom, and S. Barbanera, *Phys. Rev. B* **66**, 024523 (2002).
31. А.И. Коссе, Ю.Е. Кузовлев, Г.Г. Левченко, Ю.В. Медведев, А.Ю. Прохоров, В.А. Хохлов, П.Н. Михеенко, *Письма ЖЭТФ* **78**, 832 (2003).
32. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.V. Semenov, K.G. Tretiachenko, and Yu.V. Fedotov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 3714 (2003).
33. K. Schindler, M. Ziese, P. Esquinazi, H. Hochmuth, M. Lorenz, K. Zimmer, and E.H. Brandt, *Physica C* **417**, 141 (2005).
34. J. Gutiérrez, A. Llordés, J. Gázquez, M. Gibert, N. Romá, S. Ricart, A. Pomar, F. Sandiumenge, N. Mestres, T. Puig, and X. Obradors, *Nature Mater.* **6**, 367 (2007).
35. В.С. Флис, А.А. Каленюк, А.Л. Касаткин, В.О. Москалюк, А.И. Ребиков, В.Л. Свечников, К.Г. Третьяченко, В.М. Пан, *ФНТ* **36**, 74 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 59 (2010)].
36. Ö. Polat, J.W. Sinclair, Y.L. Zuev, J.R. Thompson, D.K. Christen, S.W. Cook, D. Kumar, Yimin Chen, and V. Selvamanickam, *Phys. Rev. B* **84**, 024519 (2011).
37. N. Haberkorn, M. Miura, J. Vasa, B. Maiorov, I. Usov, P. Dowden, S.R. Foltyn, T.G. Holesinger, J.O. Willis, K.R. Marken, T. Izumi, Y. Shiohara, and L. Civale, *Phys. Rev. B* **85**, 174504 (2012).
38. H. Matsui, H. Ogiso, H. Yamasaki, T. Kumagai, M. Sohma, I. Yamaguchi, and T. Manabe, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 232601 (2012).

The peculiarities of ac magnetic susceptibility in thin superconducting films with a high critical current

M.P. Chornomorets and D.G. Kovalchuk

The peculiarities of ac magnetic susceptibility, arising in thin superconductive films with a high critical current were investigated for the first time. Such peculiarities were found in magnetic field and temperature dependencies of susceptibility of some $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films. They manifest themselves as a Z-like step in the real component dependencies, $\chi'_m(H)$ or $\chi'_m(T)$, and a V-like depression in the imaginary curves, $\chi''_m(H)$ or $\chi''_m(T)$, where subscript m corresponds to the measurements at the maximum of the Cole-Cole diagram $\chi''(\chi')$ (“loss maximum”). Out of the loss maximum the effect is observed as well, and its magnitude depends on vortices repenetration depth. It was supposed that the effect appeared owing to the magnetic field dependence of critical current and flux creep. We provided the approximate calculations of ac magnetic susceptibility using the modified Clem–Sanchez formulae to which the dependence of critical current density from applied magnetic field, $j_c(H)$, had been included. The calculations based on the real $j_c(H)$ in the investigated films and with the simplest account of flux creep provided the dependences $\chi'_m(H)$ and $\chi''_m(H)$ that are qualitatively similar to the experimental ones including those with Z- and V-like peculiarities at high critical current. It is shown that for these samples the Clem–Sanchez relations between critical current density on the one hand, and magnetic susceptibility components and the ac field amplitude at the loss maximum on the other hand, are violated.

PACS: 74.25.Ha Magnetic properties;
74.25.Sv Critical currents.

Keywords: HTS, thin films, ac magnetic susceptibility.