

Критическое состояние в низкоразмерных сверхпроводниках с краевым барьером

Р.М. Айнбиндер, И.Л. Максимов

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
пр. Гагарина, 23, г. Нижний Новгород, 603950, Россия
E-mail: romain@inbox.ru; ilmaks@phys.unn.ru*

Статья поступила в редакцию 11 октября 2006 г., после переработки 8 ноября 2006 г.

Исследовано совместное влияние поверхностного барьера и объемного пиннинга на форму кривых намагниченности и гармоник магнитной восприимчивости для пластины, помещенной в параллельное магнитное поле. Описано изменение формы данных кривых и характерные различия в поведении некоторых гармоник с учетом влияния обоих механизмов необратимости. Подтвержден эффект изменения знака мнимой части третьей фурье-гармоники магнитной восприимчивости при смене доминирующего механизма необратимости, обнаруженный в тонких пленках.

Досліджено спільний вплив поверхневого бар'єра та об'ємного пінінгу на форму кривих намагніченості та гармоніки магнітної сприйнятливості для пластины, яка поміщена в паралельне магнітне поле. Описано зміну форми даних кривих та характерні розходження в поведженні деяких гармонік з урахуванням впливу обох механізмів необоротності. Підтверджено ефект зміни знака уявної частини третьої фур'є-гармоніки магнітної сприйнятливості при зміні домінуючого механізму необоротності, що виявлено у тонких плівках.

PACS: 74.25.Or Смешанные состояния, критические поля и поверхностные барьеры;
74.25.Qt Вихревые решетки, пиннинг потока, ползучесть потока.

Ключевые слова: поверхностный барьер, объемный пиннинг, намагниченность, магнитная восприимчивость.

Введение

Изучение магнитных характеристик сверхпроводников II рода и их поведения в меняющемся во времени магнитном поле представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Большое число теоретических и экспериментальных работ посвящено исследованию намагниченности образцов различной геометрии, потерь и восприимчивостей. В ряду гистерезисных явлений важнейшую роль играют два низкочастотных механизма, оказывающие влияние на указанные характеристики: объемный пиннинг (ОП) магнитного потока и поверхностный (краевой) барьер (ПБ), препятствующий входу/выходу вихрей. Влияние, оказываемое этими механизмами на форму кривой намагниченности, обсуждалось многими авторами [1–7]. В частности, в [6,7] показано, что доминирование поверхностного барьера в тонкой пленке в перпендикулярном магнитном поле приводит к смене знака третьей гармоники

магнитной восприимчивости по сравнению с ситуацией, когда доминирует объемный пиннинг. В работе [8] сформулирована обобщенная локальная модель критического состояния, и на ее основе проанализировано совместное влияние поверхностного барьера и объемного пиннинга на кривые намагниченности и восприимчивость объемных сверхпроводников II рода. В то же время ряд работ посвящен изучению физических характеристик низкоразмерных сверхпроводников, активно исследуемых как экспериментально, так и теоретически [9,10]. Авторами [11] теоретически изучено поведение кривых намагниченности и гармоник магнитной восприимчивости для тонкой пластины в параллельном магнитном поле и пленки в перпендикулярном магнитном поле в рамках модели Бина. В работах [12,13] детально исследовали динамику входа и выхода магнитного потока в сверхпроводник с учетом объемного пиннинга и поверхностного барьера, а в [14,15] изучали процессы входа и

выхода вихрей в/из образца при повороте внешнего магнитного поля с учетом объемного и поверхностного пиннинга, а также нелокальных эффектов.

В настоящей работе рассмотрены кривые намагниченности и гармоники магнитной восприимчивости для пластины в параллельном магнитном поле при наличии поверхностного барьера для вхождения абрикосовских вихрей и объемного пиннинга, контролирующего их движение в сверхпроводнике. Все вычисления проведены в рамках нелокальной модели Бина (см. ниже). Показано, что в этом случае поведение кривых намагниченности обладает предельным переходом к ситуации, характерной для вида кривых намагниченности, возникающих при наличии только одного механизма необратимости. Предсказан эффект смены знака мнимой части третьей фурье-гармоники магнитной восприимчивости при смене доминирующего механизма необратимости.

1. Модель

Рассмотрим тонкую пластину шириной $d < \lambda$, выполненную из сверхпроводника II рода с объемными неоднородностями и помещенную во внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_0 = (0, 0, H_0)$. Ввиду симметрии задачи экранирующий ток будет иметь одну компоненту $j_y = j(x)$, удовлетворяющую уравнению

$$H - \lambda^2 \frac{d^2 H}{dx^2} = n(x) \Phi_0, \quad (1)$$

где $n(x)$ — плотность вихрей, $H(x)$ — локальное магнитное поле, Φ_0 — квант магнитного потока. Данное уравнение может быть получено из уравнений Максвелла–Лондонов с учетом эффектов нелокальности [14–16], т. е. в предположении, что второе слагаемое в левой части (1) должно быть тоже учтено. Предположим, что сверхпроводник помещен в циклически изменяющееся магнитное поле (которое сначала квазистатически увеличивается до амплитудного значения H_0 , а затем уменьшается до $-H_0$, далее нарастая до

значения H_0). Для учета краевого барьера в данной задаче мы полагаем, что абрикосовские вихри начинают входить в сверхпроводник, если абсолютная величина плотности тока на краю образца достигает порогового значения j_s , равного, в случае идеальной поверхности, величине плотности тока распаривания Гинзбурга–Ландау [17, 18]. Достигнув значения j_s , в дальнейшем плотность тока не может превысить этого значения. Таким образом, вплоть до некоторого поля $H_s \approx \lambda/\omega H_{s0}$ (где H_{s0} — поле подавления барьера в макроскопическом образце) образец находится в мейссеровском состоянии; при дальнейшем увеличении поля в сверхпроводник начнут проникать вихри. Согласно гипотезе Бина, в той области, где концентрация вихрей $n(x) \neq 0$, плотность тока становится равной плотности тока депиннинга j_p (мы предполагаем, что j_p не зависит от внешнего магнитного поля H — модель Бина). Вихри, проникающие в образец, будут распределены в образце в области $b(H) \leq x \leq a(H)$, в которой, согласно модели Бина [19], выполняется условие $j(x) = j_p$. Здесь величина $b(H)$ определяет глубину проникновения вихрей в образец (аналог глубины проникновения Бина [20]). В отличие от классической модели Бина, поле полного проникновения ($b = 0$) соответствует значению $H = \infty$; заметим, что эта особенность является проявлением общего свойства нелокальной модели критического состояния [7]. Параметр $a(H)$ определяет размер зоны, свободной от вихрей, через которую вихри сносятся вглубь образца в результате действия прикраевых токов с $j > j_p$. Появление этой величины в теории отражает то обстоятельство, что при наличии поверхностного барьера в задаче возникает макроскопически широкая прикраевая зона, свободная от вихрей [21]. Заметим, что утверждение о возникновении безвихревой области вблизи поверхности сверхпроводника впервые было сформулировано в [22]; впоследствии это явление обсуждалось в работе [23]. С учетом этого обстоятельства распределение тока в образце представляет собой комбинацию гиперболических функций

$$j(x) = \begin{cases} -\frac{c}{4\pi\lambda} A \operatorname{sh}(x/\lambda), & 0 \leq x \leq b, \\ -j_p, & b \leq x \leq a, \\ -\frac{c}{4\pi\lambda} (H \operatorname{sh}((x-\omega)/\lambda) + H_s \operatorname{ch}((x-\omega)/\lambda)), & a \leq x \leq \omega, \end{cases} \quad (2)$$

где $H_{s0} = 4\pi j_s \lambda / c$, $H_p = 4\pi j_p \lambda / c$, а величины $A(H)$, $K(H)$, $a(H)$, $b(H)$ в уравнении (2) находятся в результате численного решения системы уравнений, полученной из условий сшивки плотности тока и локального магнитного поля в точках $x = a$ и $x = b$:

$$\begin{cases} H_p = H \operatorname{sh}((a-\omega)/\lambda) + H_{s0} \operatorname{ch}((a-\omega)/\lambda), \\ H_p a/\lambda + K = H \operatorname{ch}((a-\omega)/\lambda) + H_s \operatorname{sh}((a-\omega)/\lambda), \\ H_p b/\lambda + K = A \operatorname{ch}(b/\lambda), \\ H_p = A \operatorname{sh}(b/\lambda). \end{cases} \quad (3)$$

Рассмотрим процесс уменьшения внешнего поля от H_0 до $-H_0$. В некотором интервале полей $H_{df} < H < H_0$, когда вихри являются замороженными в области $b(H_0) \leq x \leq a(H_0)$, распределение токов имеет вид

$$j(x) = \begin{cases} -\frac{c}{4\pi\lambda} A \operatorname{sh}(x/\lambda) - \frac{c}{4\pi\lambda} (H-H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda)/\operatorname{ch}(\omega/\lambda), & 0 \leq x \leq b_0 \\ -j_p - \frac{c}{4\pi\lambda} (H-H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda)/\operatorname{ch}(\omega/\lambda), & b_0 \leq x \leq a_0, \\ -\frac{c}{4\pi\lambda} (H \operatorname{sh}((x-\omega)/\lambda) + H_s \operatorname{ch}((x-\omega)/\lambda)), & a_0 \leq x \leq \omega, \end{cases} \quad (4)$$

здесь $b(H_0) = b_0$, $a(H_0) = a_0$.

При поле, равном $H_{df} = H_0 - 2H_p \operatorname{ch}(\omega/\lambda)/\operatorname{sh}(a_0/\lambda)$, плотность тока $j(a_0)$ достигает значения $-j_p$, в результате чего вихри начнут двигаться к краю образца (поток частично депинингуется). Таким образом, величина H_{df} представляет собой поле, вплоть до которого магнитный поток полностью заморожен [24,25]

(при $H < H_{df}$ поток частично депинингуется). Магнитный поток, захваченный сверхпроводником, остается внутри него (реализуется режим фиксированного потока вплоть до значения внешнего магнитного поля, равного $H_{ex} = H_0 - (H_{s0} + H_p)/\operatorname{th}(\omega/\lambda)$). В данном интервале полей $H_{ex} < H < H_{df}$ распределение токов имеет следующий вид:

$$j(x) = \begin{cases} -\frac{c}{4\pi\lambda} A \operatorname{sh}(x/\lambda) - \frac{c}{4\pi\lambda} (H-H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda)/\operatorname{ch}(\omega/\lambda), & 0 \leq x \leq b_0, \\ -j_p - \frac{c}{4\pi\lambda} (H-H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda)/\operatorname{ch}(\omega/\lambda), & b_0 \leq x \leq a_1, \\ j_p, & a_1 \leq x \leq a_2, \\ -\frac{c}{4\pi\lambda} (H \operatorname{sh}((x-\omega)/\lambda) + H_s \operatorname{ch}((x-\omega)/\lambda)), & a_2 \leq x \leq \omega, \end{cases} \quad (5)$$

где граница области замороженного потока a_1 и граница области, заполненной вихрями, $a_2 < \omega$ (т. е. между a_2 и ω находится безвихревая зона) определяются из следующих уравнений:

$$\begin{cases} -H_p = H_0 \operatorname{sh}((a_2-\omega)/\lambda) + H_{s0} \operatorname{ch}((a_2-\omega)/\lambda) + (H-H_0) \operatorname{sh}(a_2/\lambda)/\operatorname{ch}(\omega/\lambda), \\ \operatorname{sh}(a_1/\lambda) = -\frac{2H_p}{H-H_0} \operatorname{ch}(\omega/\lambda). \end{cases} \quad (6)$$

Величина H_{ex} описывает внешнее поле, при котором вихри начинают выходить с краев образца (в этом случае $a_2 = \omega$) [24, 25]. Дальнейшее снижение поля от H_{ex} приведет к выходу вихрей из пленки, так что в интервале значений внешнего поля $H^* < H < H_{ex}$ величина $j(x)$ суть

$$j(x) = \begin{cases} -\frac{c}{4\pi\lambda} A \operatorname{sh}(x/\lambda) - \frac{c}{4\pi\lambda} (H-H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda)/\operatorname{ch}(\omega/\lambda), & 0 \leq x \leq b_0, \\ -j_p - \frac{c}{4\pi\lambda} (H-H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda)/\operatorname{ch}(\omega/\lambda), & b_0 \leq x \leq a_1, \\ j_p, & a_1 \leq x \leq \omega. \end{cases} \quad (7)$$

Заметим, что при $H = H^*$ вихри остаются только в области $b(H_0) \leq x \leq a(H_0)$. Поэтому величина H^* имеет смысл поля, при котором захваченные вихри локализованы в односвязной области (при $x > 0$), и удовлетворяет уравнению

$$H + H_p \left(\omega\lambda - \operatorname{arcsch} \left(\frac{2H_p}{H_0 - H} \operatorname{ch}(\omega\lambda) \right) \right) = 0. \quad (8)$$

Плотность тока на краю пленки, будучи отрицательной, по модулю превосходит $-j_s$, поэтому, в соответствии с моделью Бина, антивихри в образец не входят. При дальнейшем уменьшении внешнего поля распределение тока принимает вид

$$j(x) = \begin{cases} -\frac{c}{4\pi\lambda} A \operatorname{sh}(x/\lambda) - \frac{c}{4\pi\lambda} (H - H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda) / \operatorname{ch}(\omega\lambda), & 0 \leq x \leq b_0, \\ -j_p - \frac{c}{4\pi\lambda} (H - H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda) / \operatorname{ch}(\omega\lambda), & b_0 \leq x \leq a_1, \\ -\frac{c}{4\pi\lambda} (H \operatorname{sh}((x - \omega)/\lambda) + D \operatorname{ch}((x - \omega)/\lambda)) - \frac{c}{4\pi\lambda} (H - H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda) / \operatorname{ch}(\omega\lambda), & a_1 \leq x \leq \omega, \end{cases} \quad (9)$$

где величина $D = (H_p - H_0 \operatorname{sh}((a_1 - \omega)/\lambda)) / \operatorname{ch}((a_1 - \omega)/\lambda)$ определяется с учетом граничных условий $H(\omega) = H_0$. При этом распределение тока остается фиксированным вплоть до поля $H = H_{\text{en}}^{(-)}$, начиная с которого (при снижении поля) антивихри проникают в образец. В интервале полей $-H_0 < H < H_{\text{en}}^{(-)}$ нетрудно найти

$$j(x) = \begin{cases} -\frac{c}{4\pi\lambda} A \operatorname{sh}(x/\lambda) - \frac{c}{4\pi\lambda} (H - H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda) / \operatorname{ch}(\omega\lambda), & 0 \leq x \leq b_0, \\ -j_p - \frac{c}{4\pi\lambda} (H - H_0) \operatorname{sh}(x/\lambda) / \operatorname{ch}(\omega\lambda), & b_0 \leq x \leq a_1, \\ j_p, & a_1 \leq x \leq a_3, \\ -\frac{c}{4\pi\lambda} (H \operatorname{sh}((x - \omega)/\lambda) - H_{s0} \operatorname{ch}((x - \omega)/\lambda)), & a_3 \leq x \leq \omega, \end{cases} \quad (10)$$

где a_3 (граница области антивихрей) и $H_{\text{en}}^{(-)}$ находятся из условий

$$-H_p = H \operatorname{sh}((a_3 - \omega)/\lambda) - H_{s0} \operatorname{ch}((a_3 - \omega)/\lambda), \quad (11)$$

$$\frac{H_p - H_0 \operatorname{sh}((a_1 - \omega)/\lambda)}{\operatorname{ch}((a_1 - \omega)/\lambda)} + (H - H_0) \operatorname{th}(\omega\lambda) + H_s = 0. \quad (12)$$

Отметим, что при $H = -H_0$ распределение тока является зеркальным отражением распределения токов при $H = H_0$, что отражает симметрию задачи.

2. Кривые намагниченности и гармоники магнитной восприимчивости

Приведенные выше выражения для распределения токов позволяют найти намагниченность сверхпроводящего образца при различных значениях внешнего магнитного поля. При достаточно больших амплитудах H_0 намагниченность $-M(H)$ определяется следующим образом:

$$-M(H) = \begin{cases} H \left(1 - 2 \frac{\lambda}{\omega} \operatorname{th} \frac{\omega}{\lambda} + 2 \frac{\lambda^2}{\omega^2} (1 - 1/\operatorname{ch} \omega\lambda) \right), & 0 \leq H \leq H_s \uparrow, \\ \frac{2}{\omega^2} \left[-A b \lambda \operatorname{sh} \frac{b}{\lambda} + A \lambda^2 (\operatorname{ch} b/\lambda - 1) - K \frac{a^2 - b^2}{2} - H_p \frac{a^3 - b^3}{3\lambda} + \right. \\ \left. + H \left(\frac{\omega^2}{2} + a \lambda \operatorname{sh} \frac{a - \omega}{\lambda} + \lambda^2 (1 - \operatorname{ch} \frac{a - \omega}{\lambda}) \right) - H_{s0} \left(\omega \lambda - a \lambda \operatorname{ch} \frac{a - \omega}{\lambda} + \lambda^2 \operatorname{sh} \frac{a - \omega}{\lambda} \right) \right], \\ H_s \leq H \leq H_0 \uparrow. \end{cases} \quad (13)$$

(Знак \uparrow означает нарастание поля.) Формулы для намагниченности при последующем уменьшении внешнего поля от амплитудного значения не приведены

ввиду их громоздкости, поскольку они содержат много различных случаев. При относительно низких амплитудах внешнего магнитного поля $H_0 \leq \hat{H}_0$, где

\hat{H}_0 является решением уравнения $H_{df} = H_{ex}$, принимающего вид

$$2H_p / \text{sh}(a_0/\lambda) = (H_{s0} + H_p) / \text{sh}(\omega\lambda), \quad (14)$$

а $a_0 = a_0(\hat{H}_0)$, зависимость $-M(H)$ имеет подобный вид, с тем отличием, что в этом случае отсутствует режим замороженного потока (все вихри сразу депиннигуются), а величина H^* не наблюдается в случае, когда $H_s \approx H_p$. (Физически в этом случае при поле $H_{en}^{(-)}$ все вихри из депиннигованной области уже вышли, и в образец начинают входить антивихри.) В противоположном случае, когда доминирует поверхностный барьер ($H_s \gg H_p$), величина H^* существует обычным образом (т. е. вихри начинают выходить при H_{ex} и полностью выходят при H^* ; таким образом, при $H < H^*$ все депиннигованные вихри мгновенно выходят из сверхпроводника).

На рис. 1, 2 показана зависимость $-M(H)$ для различных значений H_s и H_p и при больших и малых амплитудах H_0 . Видно, что в обоих случаях наличие поверхностного барьера приводит к возникновению стандартных пиков у намагниченности при $H = \pm H_s$. С увеличением отношения H_s/H_p амплитуда пиков растет и их положение смещается в сторону более высоких (по модулю) полей.

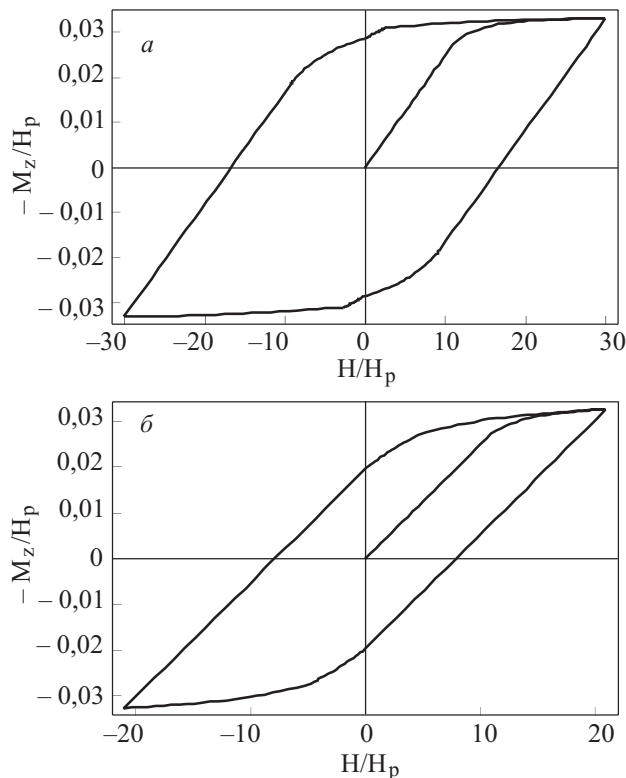


Рис. 1. Зависимость $-M(H)$ для $H_{s0} = 1$; большие амплитуды $H_0 \geq \hat{H}_0 = 21$ (а); малые амплитуды $H_0 \leq \hat{H}_0 = 21$ (б). Все поля даны в единицах H_p .

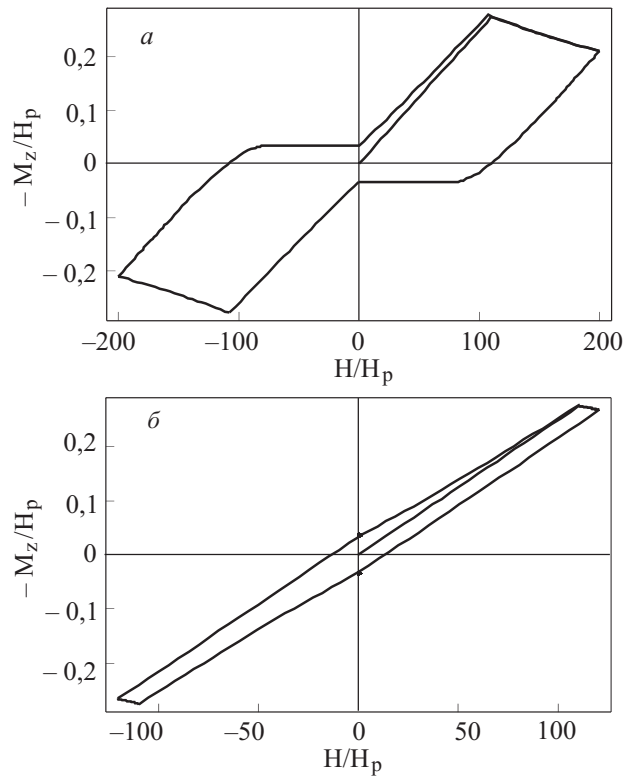


Рис. 2. Зависимость $-M(H)$ для $H_{s0} = 11$; большие амплитуды $H_0 \geq \hat{H}_0 \approx 120$ (а); малые амплитуды $H_0 \leq \hat{H}_0 \approx 120$ (б). Все поля даны в единицах H_p .

Если внешнее магнитное поле H изменяется периодически во времени: $H(t) = H_0 \cos(\omega t)$, намагниченность $M(t)$ также является периодической функцией с периодом $T = 2\pi/\omega$. Фурье-гармоники намагниченности определяют гармоники магнитной восприимчивости в соответствии с формулой ($\theta = \omega t$)

$$\chi_n^{ac} = \frac{2}{\pi H_0} \int_0^\pi M(\theta) e^{in\theta} d\theta = \chi_n' + i\chi_n'' \quad (15)$$

Как следует из симметрии задачи ($M(H) = -M(-H)$), все четные гармоники автоматически равны нулю. На рис. 3–6 показаны реальная и мнимая часть первой (фундаментальной) и третьей гармоники, вычисленные по формулам (13–15) при различных значениях H_{s0} и H_p . Отметим (см. рис. 3–6), что при поле $H_0 = \hat{H}_0$ возникает характерный излом в поведении соответствующих гармоник (в условиях доминирования поверхностного барьера). Поэтому величина \hat{H}_0 , на наш взгляд, несет в себе весьма полезную информацию об особенностях гармоник намагниченности, контролируемых поверхностным барьером. Видно также, что наличие поверхностного барьера приводит к качественному изменению поведения третьей гармоники намагниченности по сравнению с таковой в сверхпроводниках, у которых отсутствует данный механизм необратимости, а также и к количественному

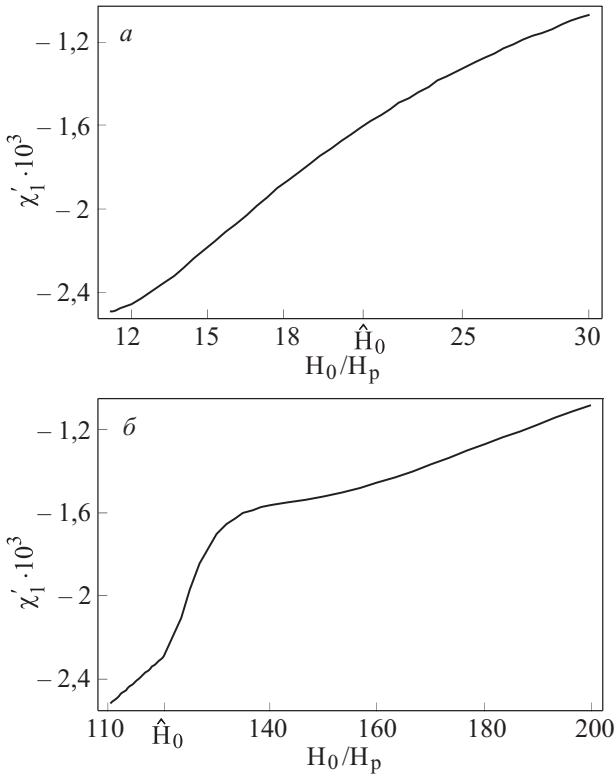


Рис. 3. Реальная часть первой гармоники магнитной восприимчивости χ'_1 как функция амплитуды внешнего магнитного поля H_0 ; $H_{s0}/H_p = 1,1$ (а); $H_{s0}/H_p = 11$ (б).

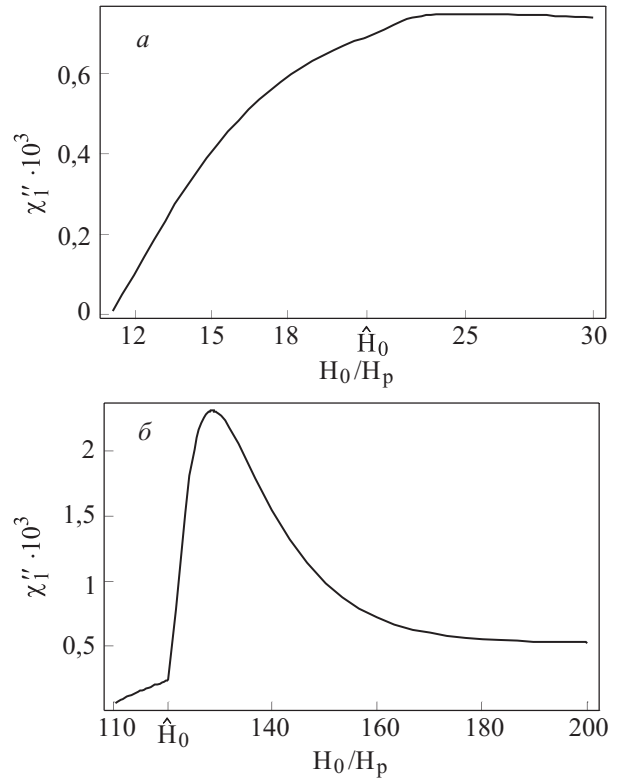


Рис. 4. Мнимая часть первой гармоники магнитной восприимчивости χ''_1 как функция амплитуды внешнего магнитного поля H_0 ; $H_{s0}/H_p = 1,1$ (а); $H_{s0}/H_p = 11$ (б).

влиянию на форму зависимости $\chi_n(H_0)$ (смена знака реальной части третьей гармоники [6,7]).

Наконец, нами вычислены гистерезисные потери рассматриваемой пластины. В работах [26–28] показано, что диссипируемая энергия на единицу длины определяется следующим образом (см. рис. 7):

$$P(H_0) = \oint M(H) dH = 2 H_0 \int_0^\pi M(\theta) \sin \theta d\theta = \pi H_0^2 \chi''_1. \quad (16)$$

Наше исследование двух предельных случаев ($H_0 - H_s \ll H_s$ и $H_0 \gg \hat{H}_0$) показывает, что зависимость $P(H_0)$ имеет следующие асимптотики:

$$P_{SB}(H_0) \sim \begin{cases} (H_0 - \hat{H}_0)^{0,5}, & H_0 \gg \hat{H}_0, \\ H_0 - H_s, & H_0 - H_s \ll H_s \end{cases} \quad (17)$$

в ситуации, когда доминирует поверхностный барьер, и

$$P_{BP}(H_0) \sim \begin{cases} (H_0 - \hat{H}_0)^{0,5}, & H_0 \gg \hat{H}_0, \\ (H_0 - H_s)^{1,2}, & H_0 - H_s \ll H_s \end{cases} \quad (18)$$

в обратном случае (доминирует объемный пиннинг). Отметим наличие одинакового показателя $p = 0,5$, характерного вдали от области припорогового поведения диссипации в обеих физически различающихся ситуациях, а также линейный ход диссипации вблизи

порога вхождения вихрей (доминирует поверхностный барьер). Что касается степени $p = 1,2$ в формуле (18), полученной численно, то ее происхождение нами пока не понято. Как известно, наличие поверхностного барьера приводит к тому, что потери мощности в сверхпроводнике возникают только в случае, когда амплитуда переменного внешнего поля превышает пороговое поле вхождения вихрей: $H_0 > H_s$. Между тем наличие лишь объемного пиннинга приводит к тому, что вихри проникают в образец практически при нулевом поле (величиной поля H_{c1} можно пренебречь). Поэтому наличие подобных степенных зависимостей у мощности диссипации свидетельствует о пороговом эффекте появления диссипации в гистерезисных сверхпроводящих системах при учете конечной величины поверхностного барьера независимо от интенсивности объемного пиннинга магнитного потока. Данные асимптотики хорошо согласуются с результатами работы [10] (практически линейное поведение диссипации при малых полях и степенное поведение с показателем степени 0,7 при $H_0 > 3H_s$).

Линейный ход асимптотики с ПБ отражает поведение макроскопического (трехмерного) образца вблизи порога вхождения вихрей в образец с барьером. Относительно показателя степени $p = 1,2$ в формуле (18) можно заключить, что это принципиально новый ре-

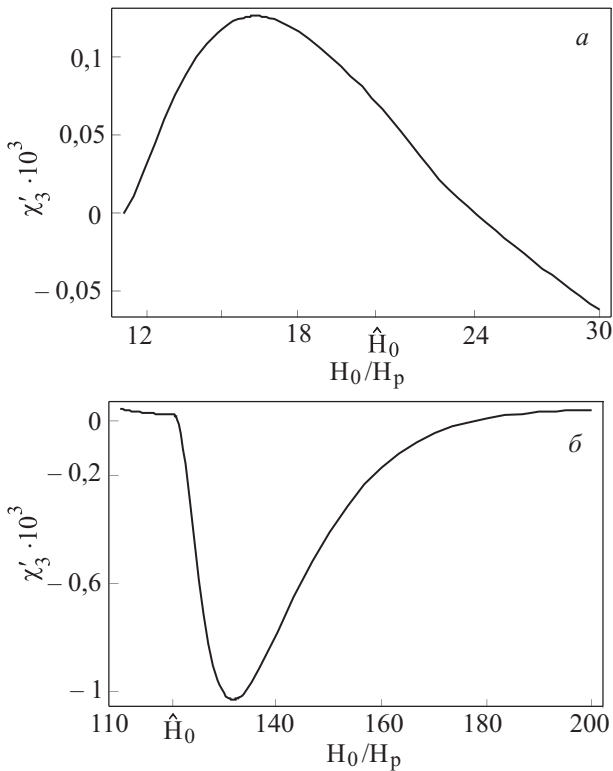


Рис. 5. Реальная часть третьей гармоники магнитной восприимчивости χ'_3 как функция амплитуды внешнего магнитного поля H_0 ; $H_{s0}/H_p = 1,1$ (а); $H_{s0}/H_p = 11$ (б).

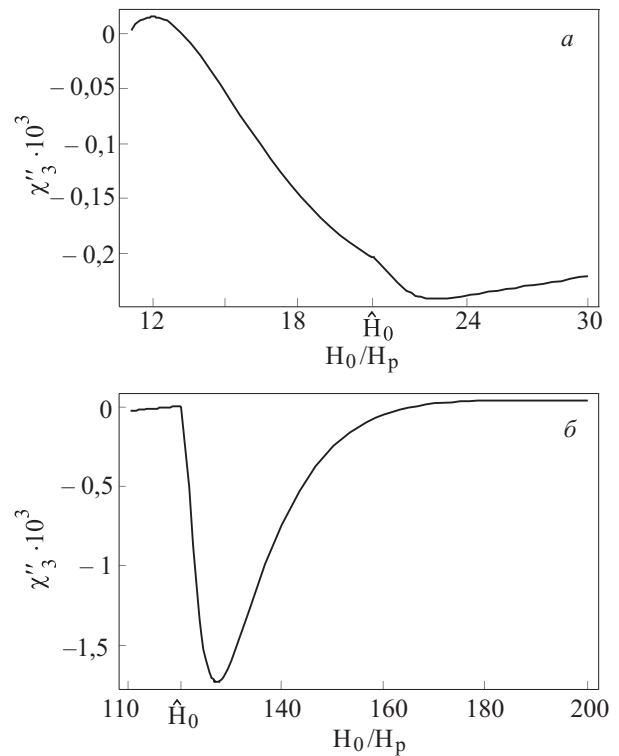


Рис. 6. Мнимая часть третьей гармоники магнитной восприимчивости χ''_3 как функция амплитуды внешнего магнитного поля H_0 ; $H_{s0}/H_p = 1,1$ (а); $H_{s0}/H_p = 11$ (б).

зультат, естественно возникающий в нашей теории и отсутствующий в прежней стандартной теории критического состояния. Что касается показателя степени $p = 0,5$ в формуле (18), справедливом вдали от порога вхождения в случае доминирования ОП (и существенно отличающегося от величины $p = 3,0$, характерного в продольной геометрии), то он, по-видимому, представляет собой величину показателя степени Бина в макроскопическом образце, обладающем высоким размагничивающим фактором. К сожалению, аналитические результаты в этой ситуации мы привести не можем.

На рис. 8, 9 показаны зависимости поля размораживания потока H_{df} , поля выхода вихрей H_{ex} , поля H^* и поля входа антивихрей $H_{en}^{(-)}$ от амплитуды внешнего магнитного поля H_0 для двух случаев: $H_{s0}/H_p = 1,1$ и $H_{s0}/H_p = 11$. В отличие от результатов работы [10], зависимость $H_{ex}(H_0)$ является линейной, что связано, главным образом, с наличием линейной по полю мейсснеровской добавки на этапе $H_{df} < H < H_0$, когда вихри являются замороженными в области $b(H_0) \leq x \leq a(H_0)$. Видно, что при амплитуде внешнего

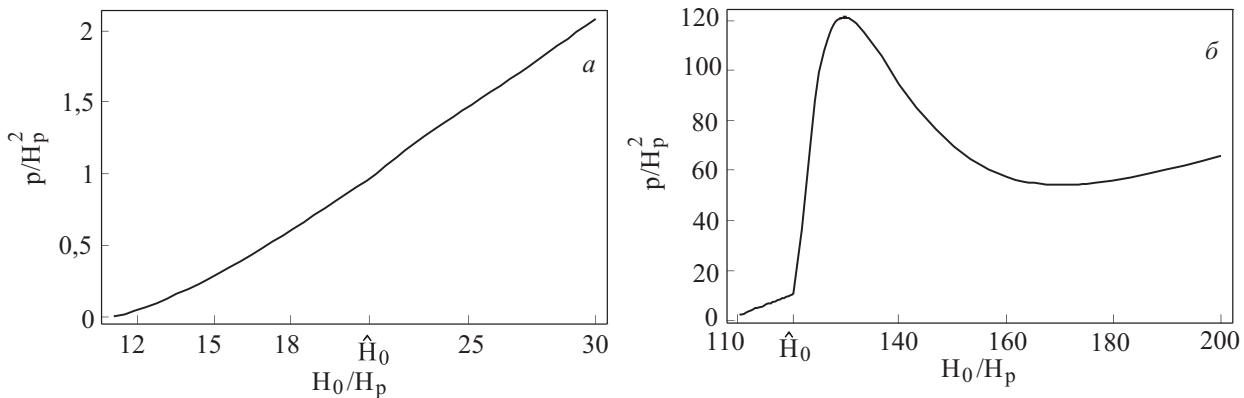


Рис. 7. Гистерезисные потери на единицу длины как функция амплитуды внешнего магнитного поля H_0 ; $H_{s0}/H_p = 1,1$ (а); $H_{s0}/H_p = 11$ (б).

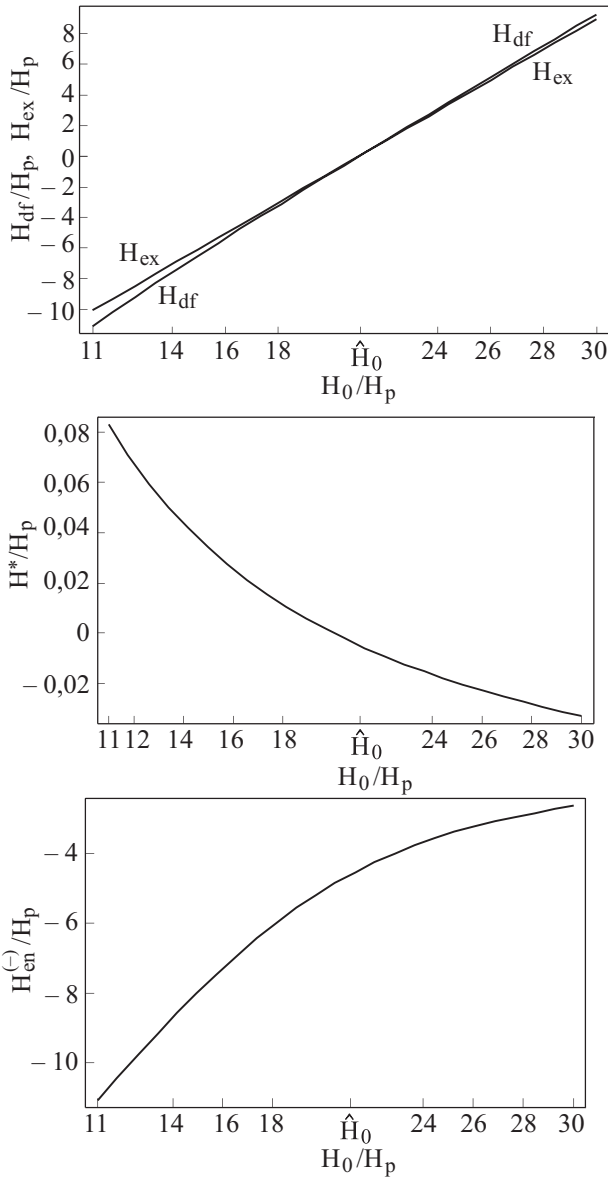


Рис. 8. Зависимость поля размораживания потока H_{df} , поля выхода вихрей H_{ex} , поля H^* и поля входа антивихрей $H_{en}^{(-)}$ от амплитуды внешнего магнитного поля H_0 для $H_{s0}/H_p = 1,1$.

магнитного поля $H_0 = \hat{H}_0$ величины полей H_{df} и H_{ex} становятся равными, и при дальнейшем снижении амплитуды поля H_{ex} принимает меньшие значения по сравнению с H_{df} . Поэтому при амплитудах $H_0 < \hat{H}_0$ отсутствует режим замороженного потока, в результате чего оказывается необходимым по-другому описывать распределения вихрей на этапах снижения поля (с учетом того, что $H_{df} = H_{ex}$, т.е. число возможных режимов распределения потока уменьшается). Заметим, что поле H^* , при котором захваченные вихри локализованы в односвязной области, принимает значения, близкие к нулю, а поля входа антивихрей $H_{en}^{(-)}$ изменяются вблизи поля входа вихрей H_s , взятого с обратным

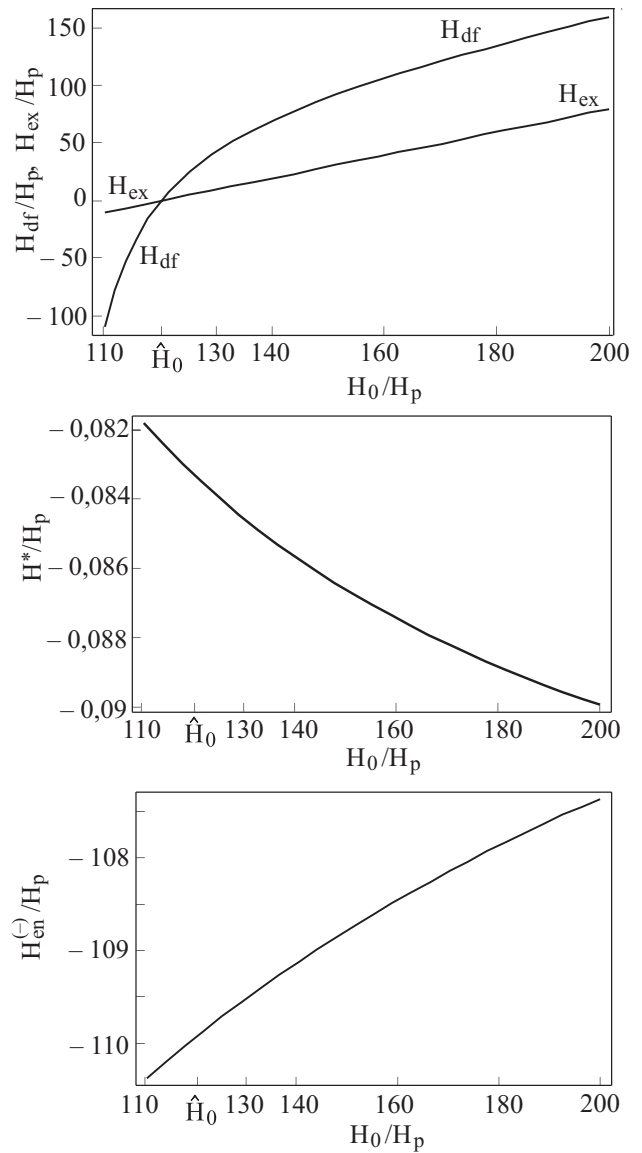


Рис. 9. Зависимость поля размораживания потока H_{df} , поля выхода вихрей H_{ex} , поля H^* и поля входа антивихрей $H_{en}^{(-)}$ от амплитуды внешнего магнитного поля H_0 для $H_{s0}/H_p = 11$.

знаком: $H_{en}^{(-)}/H_p \approx -H_s/H_p \approx -11$ (для $H_{s0}/H_p = 1,1$) и $H_{en}^{(-)}/H_p \approx -H_s/H_p \approx -110$ (для $H_{s0}/H_p = 11$).

Заключение

В работе сформулировано трехмерное описание критического состояния, возникающего в мезоскопических образцах с шириной $\omega \leq \lambda$. Для этого случая построена замкнутая кривая намагниченности и исследовано поведение гармоник магнитной восприимчивости в зависимости от амплитуды внешнего поля. Подтвержден эффект смены знака мнимой части третьей гармоники магнитной восприимчивости при изменении доминирующего механизма необратимос-

ти (объемный пиннинг или поверхностный барьер). Обнаружены новые режимы асимптотического поведения зависимости диссипируемой энергии от амплитуды осцилляций переменного внешнего магнитного поля. В частности, численно найдены индексы степенной зависимости энергии как вблизи поля вхождения вихрей в сверхпроводник, так и в области сильных магнитных полей.

В заключение заметим, что, на наш взгляд, применяемая нами методика учета поверхностного барьера и объемного пиннинга является более последовательной в сравнении с расчетами, опубликованными в цикле работ группы Mazaki [3–5]. Действительно, учет поверхностных эффектов с помощью введения скачка магнитного поля на поверхности сверхпроводника, предложенного, например, в работе [29], представляется физически неубедительным, поскольку не позволяет описать детали критического состояния (распределение тока и поля с учетом поверхностных эффектов) самосогласованным образом. Поэтому, видимо, более целесообразным было бы применение нашей методики при расчетах кривых намагниченности мезоскопических сверхпроводящих образцов II рода.

1. T. Ishida and R.B. Goldfarb, *Phys. Rev.* **B41**, 8937 (1990).
2. L. Ji, R.H. Sohn, G.C. Spalding, C.J. Lobb, and M. Tinkham, *Phys. Rev.* **B40**, 10936 (1989).
3. K. Yamamoto, H. Mazaki, H. Yasuoka, S. Katsuyama, and K. Kosuge, *Phys. Rev.* **B46**, 1122 (1992).
4. S. Tochinara, H. Yasuoka, and H. Mazaki, *Physica* **C295**, 101 (1998)
5. H. Yasuoka, S. Tochinara, M. Mashino, and H. Mazaki, *Physica* **C305**, 125 (1998)
6. G.M. Maksimova, D.Yu. Vodolazov, M.V. Balakina, and I.L. Maksimov, *Solid State Commun.* **111**, 367 (1999).
7. I.L. Maksimov, D.Yu. Vodolazov, and G.M. Maksimova, *Physica* **C356**, 67 (2001)
8. J.R. Clem, *J. Appl. Phys.* **50**, 3518 (1979).
9. E. Zeldov, A.I. Larkin, V.B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaykovich, V.M. Vinokur, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).
10. И.Л. Максимов, А.А. Елистратов, *Письма в ЖТФ* **23**, 27 (1997).
11. I.L. Maksimov and A.A. Elistratov, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1650 (1998).
12. В.С. Горбачев, С.Е. Савельев, *ЖЭТФ* **109**, 1387 (1996).
13. С.Е. Савельев, В.С. Горбачев, *ЖЭТФ* **110**, 1032 (1996).
14. С.Е. Савельев, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский, *ЖЭТФ* **114**, 1804 (1998).

15. L.M. Fisher, S.E. Savel'ev, and V.A. Yampols'skii, *Physica* **C336**, 85 (2000)
16. L.M. Fisher, I.F. Voloshin, V.S. Gorbachev, S.E. Savel'ev, and V.Ya. Yampol'skii, *Physica* **C245**, 1247 (1995).
17. M.Yu. Kupriyanov and K.K. Likharev, *Sov. Phys. Solid State* **16**, 1835 (1975).
18. M. Benkraouda and J.R. Clem, *Phys. Rev.* **B53**, 5716 (1996).
19. C.P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
20. Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, *Неустойчивости в сверхпроводниках*, Наука, Москва (1984).
21. D.Yu. Vodolazov, I.L. Maksimov, and E.H. Brandt, *Physica* **C384**, 211 (2003).
22. J.R. Clem, *Low Temp. Phys. LT-13*, H.D. Timmerhaus (ed.), Plenum, NY (1974), p. 102.
23. В.В. Брыскин, С.Н. Дороговцев, *ЖЭТФ* **102**, 1025 (1992).
24. И.Л. Максимов, *Письма в ЖТФ* **22**, 56 (1996).
25. И.Л. Максимов, А.А. Елистратов, *ФТТ* **42**, 196 (2000).
26. W.T. Norris, *J. Phys.* **D3**, 489 (1970).
27. E.H. Brandt and M. Indenbom, *Phys. Rev.* **B48**, 12893 (1993).
28. R.M. Ainbinder and G.M. Maksimova, *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 1 (2003).
29. W.I. Dunn and P. Hlawiczka, *Brit. J. Appl. Phys.* **1**, 1469 (1968).

The critical state in low-dimensional superconductors with an edge barrier

R.M. Ainbinder and I.L. Maksimov

A combined effect of the surface barrier and the volume pinning on the shape of magnetization curves and the harmonic of magnetic susceptibility has been investigated on a plate placed in a parallel magnetic field. The change in the curve shapes and the characteristic distinctions in the behavior of some harmonics are described taking into account both mechanisms of irreversibility. The effect of the change of sign in the imaginary part of the third Fourier-harmonics of magnetic susceptibility under the change of the dominating irreversibility mechanism has been confirmed.

PACS: 74.25.Op Mixed states, critical fields, and surface sheaths;
74.25.Qt Vortex lattices, flux pinning, flux creep.

Keywords: surface barrier, volume pinning, magnetization curves, magnetic susceptibility.