

# ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ В ОБЛАСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

*В. А. Березин\**, *В. А. Тулин\*\**

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 19 июля 2012 г.

Изучено поглощение высокочастотного электромагнитного поля в сверхпроводнике второго рода  $\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$  в области магнитного поля  $H_{c2} < H < H_{c3}$ . Обнаружена компонента поглощения, пропорциональная скорости изменения внешнего магнитного поля. Предполагается, что эта часть поглощения связана с динамическим смешанным состоянием сверхпроводящей оболочки, содержащей двумерные вихри магнитного потока (вихри Кулика). Движение этих вихрей под действием критического тока обеспечивает необходимую разницу внешней и внутренней магнитных индукций сверхпроводящей оболочки при изменении внешнего магнитного поля. Данная модель хорошо описывает наблюдаемое поведение поглощения высокочастотного электромагнитного излучения.

DOI: 10.7868/S0044451013030127

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В сверхпроводящих материалах со значением параметра Гинзбурга–Ландау  $\kappa$  ( $\kappa = \lambda/\xi$ , где  $\xi$  и  $\lambda$  — длина когерентности и глубина проникновения магнитного поля), превышающим 0.417, в магнитном поле большем критического для объема (термодинамического критического поля,  $H_c$ , для сверхпроводников первого рода и второго критического поля,  $H_{c2}$ , для сверхпроводников второго рода) на поверхности остается тонкая сверхпроводящая прослойка, толщина которой порядка длины когерентности  $\xi$ . В магнитном поле, параллельном поверхности сверхпроводящего образца, эта прослойка сохраняется до поля  $H_{c3} = 1.695 H_{c2}$  [1]. Для образцов в форме цилиндра в магнитном поле, параллельном его оси, образуется замкнутая сверхпроводящая оболочка, аналогичная тонкостенной сверхпроводящей трубке. Для образцов более сложной формы сверхпроводящая оболочка располагается у поверхности образца, — там, где угол между направлением внешнего магнитного поля и касательной к поверхности в сагиттальной плоскости не превышает

значения  $\theta_0(H)$ , зависящего от магнитного поля. В 60-е, 70-е годы прошлого века поведение сверхпроводящих образцов в магнитном поле  $H_{c2} < H < H_{c3}$  широко изучалось как теоретически, так и экспериментально [2]. В экспериментальных исследованиях было показано, что для макроскопических образцов наблюдается метастабильное состояние с устойчивым сверхпроводящим током (с отличным от нуля магнитным моментом) в области  $H_{c2} < H < H_{c3}$ , которое существует достаточно длительное время, так что можно ввести понятие критического тока. Проблема критического (динамического) состояния двумерных объектов сверхпроводимости: поверхностной сверхпроводимости сверхпроводников с  $\kappa > 0.417$  [3–6], двумерного смешанного состояния сверхпроводников первого рода ([7], см. обзор [8]) и тонких сверхпроводящих пленок [9], а также связанная с ним проблема критического тока этих объектов вызывает интерес у исследователей до настоящего времени.

Дело в том, что многие физические свойства поверхностной сверхпроводимости исследуются в меняющемся магнитном поле в диапазоне  $H_{c2} < H < H_{c3}$ . При этом поверхностная оболочка вынужденно находится в критическом состоянии, т. е. исследуются свойства оболочки в критическом состоянии. Если же измерения выполняются в постоянном

\*E-mail: berezin@iptm.ru

\*\*E-mail: tulin@iptm.ru

магнитном поле, то без применения определенных мер свойства оболочки будут зависеть от магнитной предыстории. На самом деле, изменения свойств, связанных с существованием критического состояния, малы по сравнению с полномасштабными изменениями в диапазоне  $H_{c2} < H < H_{c3}$ , но при определенных условиях эти изменения хорошо наблюдаются и за ними стоят физические явления, представляющие интерес. Мы описываем здесь результаты изучения высокочастотного поглощения в области существования поверхностной сверхпроводимости на примере сплава PbIn.

## 2. ИСХОДНОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Исследование высокочастотного импеданса сверхпроводников второго рода является чувствительным методом в изучении поверхностной сверхпроводимости [10]. Импеданс сверхпроводников второго рода в области существования поверхностной сверхпроводимости  $H_{c2} < H < H_{c3}$  определяется параметром порядка вблизи поверхности, который зависит от величины магнитного поля и температуры. В сверхпроводниках второго рода глубина проникновения магнитного поля  $\lambda$  порядка или больше длины когерентности  $\xi$ . В этом случае в формирование электромагнитного отклика вовлечена и нормальная фаза [11]. Авторы работы [12] в предположении однородности параметра порядка и с помощью численного решения уравнения Гинзбурга–Ландау [13] предложили модель для описания зависимости импеданса от внешнего магнитного поля. Согласно этой модели, при изменении магнитного поля от  $H_{c2}$  до  $H_{c3}$  активная компонента поверхностного импеданса (при условии  $h\nu \ll \Delta$ ,  $\nu$  — частота электромагнитного поля,  $\Delta$  — сверхпроводящая энергетическая щель) меняется от очень малой величины, соответствующей сверхпроводнику, до импеданса нормального металла, который в случае сплавов и соединений достаточно велик.

Обратимся к критическому состоянию сверхпроводящей оболочки. Под критическим состоянием сверхпроводящей оболочки мы подразумеваем (по аналогии с критическим состоянием объемных сверхпроводников) состояние, когда в сверхпроводящей части материала течет конечный ток и одновременно меняется магнитное поле. Такое состояние характеризуется резистивными потерями. Проблемам расчета критического тока (перехода в критическое состояние) были посвящены работы [14–19]. В рабо-

те Харта и Шварца [18] было отмечено, что, хотя основные измерения электромагнитных свойств поверхностной сверхпроводимости проводятся на поверхности, где магнитное поле в среднем параллельно, всегда имеется небольшая локальная нормальная компонента поля, связанная с неидеальной плоскостностью поверхности. Эта же компонента появится на краях сверхпроводящей оболочки вследствие размагничивающих факторов. Авторы работы [18] предположили, что нормальная компонента магнитного поля проникает через оболочку в виде квантованных вихрей магнитного потока. Впоследствии Кулик [20] показал, что структура смешанного состояния поверхностной сверхпроводимости в наклонном магнитном поле представляет собой систему пересекающих оболочку двумерных квантованных вихрей, аналогичных вихрям Абрикосова в трехмерном случае. Развивая дальше эти идеи по аналогии с трехмерными вихрями, можно прийти к сопротивлению течения магнитного потока и далее к импедансу в смешанном состоянии [21].

Общее изменение импеданса в диапазоне магнитных полей  $H_{c2} < H < H_{c3}$  определяется изменением соотношения нормальной и сверхпроводящей фаз на глубине проникновения электромагнитного излучения (подавление параметра порядка магнитным полем). Кроме этого, наблюдается ряд особенностей в поведении поглощения сверхпроводников в области поверхностной сверхпроводимости [22]. Мы пытались систематизировать эти черты и разобраться в их происхождении.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

В этой работе мы изучали проявление поверхностной сверхпроводимости в сверхпроводнике второго рода — сплаве PbIn ( $\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$ ). На образец воздействовали три поля: постоянное внешнее, создаваемое электромагнитом, модулирующее переменное (пилообразной или синусоидальной формы) и высокочастотное (ВЧ). Измерялось поглощение высокочастотной мощности (пропорциональное действительной части поверхностного импеданса) на частоте около 400 МГц (рис. 1). В диапазоне дециметровых длин волн отклик образца на воздействие электромагнитных волн слабо зависит от частоты, поэтому значение частоты не существенно. В данном случае образец 9 представлял собой цилиндр диаметром 3.8 мм, длиной 25 мм. В качестве поглощающей ячейки использовался спиральный резонатор 7, изготовленный из медной проволоки диаметром

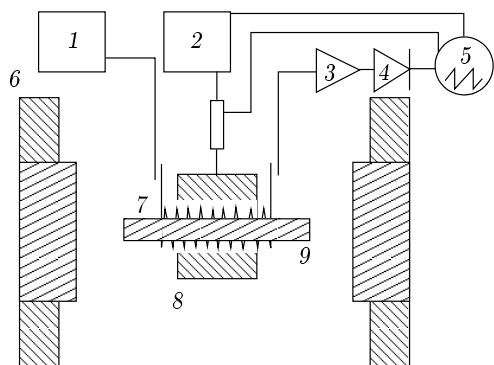


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки: 1 — высокочастотный генератор, 2 — генератор сигналов специальной формы, 3 — высокочастотный усилитель, 4 — детектор, 6 — электромагнит, 5 — регистрирующая система, на нее поступает сигнал, пропорциональный максимальной ВЧ-мощности, прошедшей через резонатор 7 с образцом 9, напряжение, пропорциональное току через катушку 8 и синхроимпульс, запускающий такт системы усреднения

0.2 мм. Размеры и форма спирального резонатора подбирались с точки зрения максимального коэффициента заполнения, т. е. спираль наматывалась на образец, обернутый фторопластовой пленкой. Изменения ВЧ-поля в резонаторе (в максимуме прохождения) при резонансном возбуждении электромагнитной волной постоянной амплитуды пропорциональны активной компоненте поверхностного импеданса образца, если ВЧ-отклик окружения при этом не меняется. Держатель 8 (медный каркас небольшого соленоида длиной 10 мм, содержащий 100 витков медной проволоки диаметром 0.5 мм) с образцом, спиральным резонатором и подводными коаксиальными линиями помещался в жидкий гелий и размещался между полюсами электромагнита 6. Связь с резонатором осуществлялась с помощью подведения центральных проводников коаксиальных линий к торцам спирали (электрическая связь). По одной коаксиальной линии к резонатору подводилась мощность от генератора 1, другая использовалась для измерения ВЧ-поля в резонаторе с образцом. Измерительная цепь содержала ВЧ-усилитель 3, ВЧ-детектор 4 (пиковый детектор) и регистрирующую систему на основе компьютеризированного осциллографа. Магнитное поле электромагнита устанавливалось параллельно оси спирального резонатора. Соленоид создавал переменное магнитное поле на частотах от 0.05 до 10000 Гц амплитудой несколько эрстед.

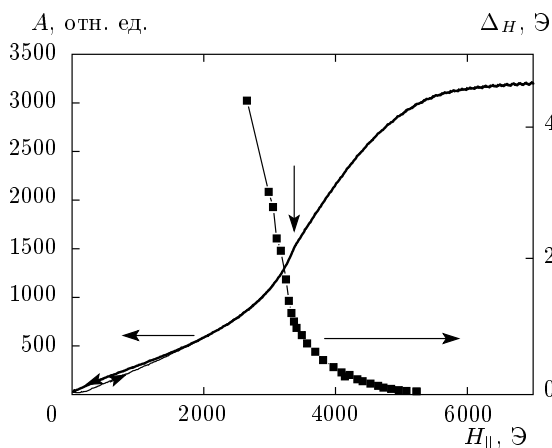
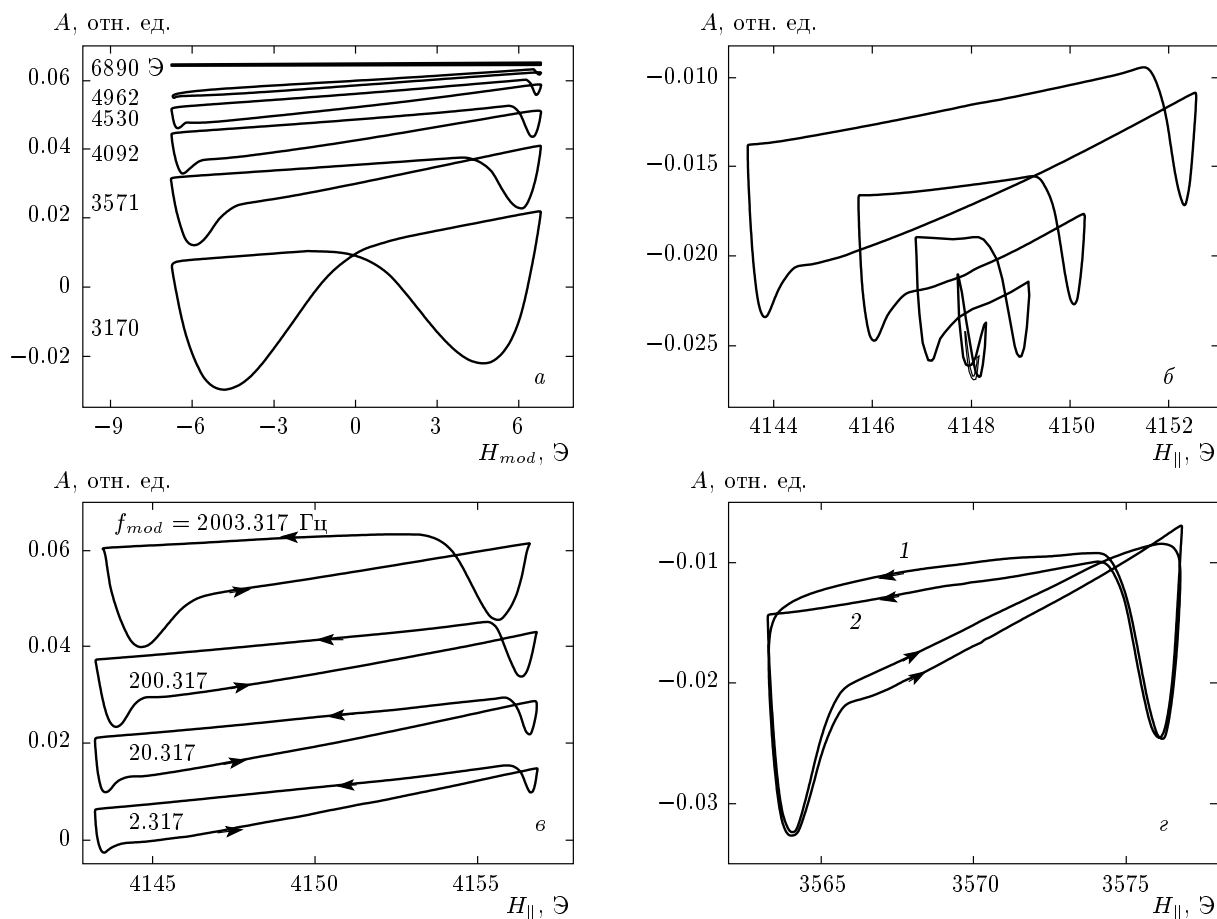


Рис. 2. Зависимость ВЧ-поглощения в сплошном цилиндре из  $Pb_{0.8}In_{0.2}$  от магнитного поля, параллельного оси цилиндра (сплошная кривая). Вертикальная стрелка указывает значение  $H_{c2}$ . Выше  $H_{c2}$  образец находится в состоянии поверхностной сверхпроводимости. Точки демонстрируют зависимость критического тока (в единицах магнитного поля)

Значение внешнего магнитного поля устанавливалось между  $H_{c2}$  и  $H_{c3}$  и проводилась его юстировка с помощью вращения электромагнита параллельно плоской поверхности образца по максимуму ВЧ-сигнала, прошедшего через спиральный резонатор. Максимальное прохождение ВЧ-сигнала соответствовало параллельной ориентации магнитного поля относительно оси цилиндрической поверхности образца. После указанной процедуры через катушку, ось которой также устанавливалась параллельно максимальной части поверхности образца (но уже без точной юстировки), пропускался низкочастотный переменный ток пилообразной формы, модулирующий на поверхности образца магнитное поле с амплитудой порядка единиц эрстед. В результате при выключенном токе в катушке и медленном изменении внешнего магнитного поля фиксировалась зависимость поверхностного импеданса образца в области существования сверхпроводимости (объемной и поверхностной), см. рис. 2 (сканирование проводилось во всем диапазоне магнитного поля). При включенной пилообразной модуляции и постоянном внешнем магнитном поле (параметр на рис. 3а) фиксировалась зависимость максимальной мощности, прошедшей через резонатор с образцом, от значения магнитного поля в заданном диапазоне модуляции (рис. 3а). Измерение амплитуды переменного магнитного поля проводилось по току в катушке предва-



**Рис. 3.** Зависимость ВЧ-поглощения в образце  $Pb_{0.8}In_{0.2}$  от мгновенного значения магнитного поля: *a* — при симметричном пилообразном изменении модулирующего поля и различных значениях постоянного магнитного поля; *b* — при симметричном пилообразном изменении модулирующего поля различной амплитуды; *v* — при симметричном пилообразном изменении модулирующего поля и различных частотах модуляции поля; *z* — при различной форме тока через катушку (симметричной пилообразной 1 и синусоидальной 2)

рительно прокалиброванным датчиком Холла. Для большей точности и чувствительности метода проводилась процедура компьютерного усреднения по большому числу периодов модуляции (до 16000 периодов).

**4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ**

В работе [22] с помощью той же методики, что используется в этой работе, был исследован сплав  $Pb_{0.8}In_{0.2}$ . Там было показано, что зависимость импеданса образца от магнитного поля в области значений между  $H_{c2}$  и  $H_{c3}$  обладает гистерезисным характером и этот гистерезис объяснялся разницей суммарного поля при увеличении и при уменьшении внешнего поля вследствие наличия в оболочке сверхтока.

На рис. 2 показан пример результатов измерений импеданса образца во всем диапазоне существования сверхпроводимости (сплошная кривая): в мейснеровской фазе, в смешанном состоянии, в фазе поверхностной сверхпроводимости и в нормальном состоянии. В области полей 3400 Э наблюдается излом, соответствующий переходу из смешанного состояния объемной сверхпроводимости к поверхностной сверхпроводимости ( $H_{c2}$ ). К сожалению, интересная для нас амплитуда гистерезиса в полях выше  $H_{c2}$  находится на уровне дрейфа аппаратуры (в пределах толщины линии на графике) и не может быть четко зафиксирована в этом случае. Процедура усреднения при многократной записи результатов в случае развертки магнитного поля электромагнита в диапазоне нескольких килоэрстед занимает неразумно большое время.

На рис. 3а изображено несколько примеров зависимости импеданса от мгновенного значения магнитного поля в случае пилообразной развертки магнитного поля в постоянном магнитном поле электромагнита, величина которого приведена в качестве параметра кривых на рисунке. Магнитное поле 3170 Э соответствует смешанному состоянию объемной сверхпроводимости [23], остальные кривые соответствуют поверхностной сверхпроводимости, в разной степени подавленной магнитным полем. Как видно на рисунке, все кривые обладают некоторыми общими свойствами. После смены направления развертки магнитного поля наблюдается относительно резкое уменьшение поглощения с формированием четкого минимума, ширина которого и амплитуда уменьшаются с ростом постоянного магнитного поля. Между минимумами, ограничивающими всю кривую, происходит плавное (близкое к линейному) нарастание поглощения с ростом магнитного поля. Видно, что подобный характер кривых сохраняется и при наличии объемной сверхпроводимости в фазе смешанного состояния.

На рис. 3б представлены такие же зависимости поглощения от мгновенного значения магнитного поля для различных амплитуд модуляции. Здесь показан процесс развития характерных кривых при возрастании амплитуды модуляции от величины порядка ширины минимума импеданса по магнитному полю до амплитуд, на порядок больших. Обращает на себя внимание различие величины изменения импеданса после прохождения минимума: после возрастания магнитного поля изменение минимально, после уменьшения поля изменение импеданса сравнимо с полной амплитудой. Это придает кривым вид треугольника. Наклон линии изменения импеданса (производная импеданса по магнитному полю) при возрастании поля достаточно постоянен, в то время как при уменьшении магнитного поля он меняется вплоть до изменения знака производной.

На рис. 3в изображены зависимости поглощения от мгновенного значения магнитного поля для различных частот модуляции (для разной скорости изменения внешнего магнитного поля). Здесь также использовалась пилообразная развертка тока через модуляционную катушку. Как показывают результаты, с возрастанием частоты модуляции минимум поглощения, связанный с изменением направления развертки магнитного поля, уширяется и его величина растет.

На рис. 3г изображены сравнительные результаты зависимости поглощения от мгновенного значения магнитного поля для различной формы развертки

магнитного поля (пилообразной и синусоидальной) катушки. Как следует из этих результатов, величина поглощения высокочастотной мощности зависит не только от мгновенного значения магнитного поля. По форме кривых зависимости величины поглощения высокочастотной мощности от мгновенного значения магнитного поля мы можем судить, насколько сигнал содержит слагаемое, пропорциональное модулю скорости изменения магнитного поля. Для разных частот развертки наблюдается постоянство разницы величины поглощения при возрастании и убывании магнитного поля, что еще раз свидетельствует о том, что добавка к поглощению пропорциональна именно модулю скорости. Скорость развертки на рис. 3в меняется в 1000 раз, в то время как при переходе на синусоидальную развертку на частоте 50 Гц изменения характера поглощения на фоне почти прямой линии при пилообразной развертке хорошо заметны.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данной работе мы изучали поведение поглощения электромагнитного ВЧ-поля образцом  $Pb_{0.8}In_{0.2}$  в области существования поверхностной сверхпроводимости при циклическом изменении внешнего магнитного поля небольшой амплитуды. Как видно на рис. 3, все экспериментальные кривые обладают общим характерным видом.

1. После прохождения момента изменения направления развертки магнитного поля (с возрастания на убывание и наоборот) наблюдается минимум ВЧ-поглощения. Ширина и амплитуда минимума уменьшаются с ростом постоянного магнитного поля и увеличиваются с ростом частоты модуляции.

2. После прохождения минимума происходит близкое к линейному изменение поглощения в зависимости от магнитного поля с заметным гистерезисом (поглощение при росте поля меньше, чем при уменьшении). Такого типа зависимости импеданса сверхпроводника от мгновенного значения магнитного поля являются характерной чертой поверхностной сверхпроводимости. Мы наблюдали их в ряде сверхпроводников ( $Nb$ ,  $YB_6$ ,  $ZrB_{12}$ ).

В работе [22] с помощью той же методики, что используется в этой работе, был исследован сплав  $Pb_{0.8}In_{0.2}$  и гистерезис объяснялся разницей суммарного поля при увеличении и при уменьшении внешнего поля вследствие наличия в оболочке сверхтока. Там были сделаны два предположения, действительные для поверхностной сверхпроводимости. Пер-

вое — это то, что доля сверхпроводящей области в образце зависит от величины текущего по ней незатухающего тока, и второе, — то, что этот незатухающий ток обеспечивает частичную экранировку внешнего магнитного поля, зависящую от его величины. Максимальная величина экранировки обеспечивается некоторым критическим значением тока, при достижении которого начинается движение магнитного потока через сверхпроводящую оболочку (при этом она должна приобретать резистивный характер). В работе [22] авторы рассматривали статическую модель, т. е. образец находится в магнитном поле и по нему протекает ток. Эти две величины определяют параметр порядка поверхностной сверхпроводимости, который, в свою очередь, определяет импеданс образца.

В настоящей работе мы обращаем внимание на то, что измерения выполнялись при непрерывном изменении (развертке) магнитного поля. Для сверхпроводников второго рода это означает, что в области магнитного поля выше  $H_{c1}$  образец постоянно находится в критическом состоянии, а выше  $H_{c2}$  в критическом состоянии находилась поверхностная сверхпроводящая оболочка, т. е. там, где сверхпроводящие участки пересекает движущийся магнитный поток, протекает ток равный критическому. Это имеет место во всех магнитных полях, за исключением небольшого участка магнитного поля сразу после смены направления развертки, где материал находится в смешанном состоянии вследствие захваченного магнитного потока (но ток меньше критического).

Как следует из данных рис. 2, основное изменение активной компоненты импеданса (поглощения) образца в области  $H_{c2} < H < H_{c3}$  определяется внешним магнитным полем. Происходит плавное подавление параметра порядка с ростом магнитного поля. Детали, связанные с движением магнитного потока, на этом рисунке в силу своей малости не видны. В случае поверхностной сверхпроводимости магнитное поле присутствует как вне, так и внутри поверхности цилиндра. При увеличении внешнего магнитного поля  $H_0$  в области  $H_{c2} < H < H_{c3}$  поле внутри образца  $H_{in}$  будет определяться соотношением  $H_{in} = H_0 - \Delta H < H_0$ , а поверхностная оболочка будет находиться в резистивном состоянии. При уменьшении внешнего поля соотношение будет  $H_{in} = H_0 + \Delta H > H_0$ . Здесь  $\Delta H$  — отличие магнитного поля внутри материала от внешнего магнитного поля за счет тока оболочки, зависящего от внешнего магнитного поля. Пока магнитное поле меняется в одну сторону (увеличивается или умень-

шается) упомянутые выше соотношения выполняются. Этому соответствуют линейные участки изменения импеданса на рис. 3. При достижении точки возврата — изменения направления развертки магнитного поля — величина экранирующего тока начинает уменьшаться и становится меньше критического значения. Оболочка выходит из критического состояния (прекращается движение магнитного потока через поверхность образца) и, согласно первому предположению, импеданс образца уменьшается в соответствии с уменьшением величины незатухающего тока. В этом процессе внутреннее поле остается постоянным, движение магнитного потока отсутствует. При  $H_{in} = H_0$  экранирующие токи исчезают и импеданс имеет минимальное значение. При дальнейшем изменении поля возникают экранирующие токи противоположного направления и импеданс начинает возрастать. При некотором значении магнитного поля экранирующие токи достигнут критического значения и далее образец перейдет в критическое состояние, а его импеданс будет меняться по близкому к линейному закону до следующей точки возврата. Пройдя следующий минимум импеданса, мы вернулись к исходной точке и замкнули наш цикл. Минимум поглощения в таком случае соответствует нулевому значению индуцированного тока. Зная магнитное поле на поверхности образца, мы можем определить величину критического тока сверхпроводящей оболочки относительно точки минимума. Такого сорта данные приведены на рис. 2, где изображена зависимость поверхностного критического тока от магнитного поля для цилиндра из сплава ( $\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$ ).

В одном и том же внешнем магнитном поле «суммарное» поле в случае его возрастания меньше «суммарного» поля в случае его уменьшения на величину  $2\Delta H(H_0)$ . Вследствие этого при возрастании магнитного поля активная компонента импеданса должна быть меньше ее значения, наблюдаемого при уменьшении поля (см. рис. 3 из работы [22]). Это должно обеспечить гистерезис при циклическом изменении магнитного поля в области существования поверхностной сверхпроводимости.

При магнитном поле, параллельном поверхности, связь внешнего и внутреннего магнитных потоков осуществляется посредством квантованных вихрей магнитного потока в сверхпроводящей оболочке. Силовые линии магнитного поля, изгибаясь, проникают через сверхпроводящую оболочку перпендикулярно ей в виде вихря Кулика и далее в нормальной сердцевине образца, еще раз изгибаясь, выстраиваются параллельно оси образца. Практически на

всей длине оболочки силовая линия остается параллельной поверхности и только в месте двойного изгиба она пересекает оболочку в виде квантованного вихря Кулика. Такие вихри образуются в оболочке вследствие наличия перпендикулярной компоненты магнитного поля либо на ее краю, либо на поверхностных «гребнях или впадинах», в этом случае возникает пара вихрь–антивихрь. После того как линия магнитного потока пересекла поверхность, т. е. образовался вихрь Кулика (или пара вихрей), и если индуцированный в оболочке ток больше критического, система этих вихрей начнет двигаться, цепляться за неоднородности, преодолевать их, и возникнет критическое состояние.

В критическом состоянии сверхпроводящая часть поверхности образца пронизана большим количеством вихрей Кулика. Часть этих вихрей движется параллельно направлению магнитного поля, обеспечивая проникновение магнитного потока через сверхпроводящую оболочку, часть захватывается центрами пиннинга в оболочке. После остановки развертки магнитного поля движущиеся вихри исчезают, новые вихри не входят, остаются только захваченные на центрах пиннинга и запертые краевым барьером вихри. В начале изменения направления магнитного поля катушки на противоположное поверхностный ток меняется от его первоначального значения до нуля и затем до критического значения в противоположном направлении, т. е. вновь начнется движение вихрей.

Разница магнитной индукции снаружи и внутри сверхпроводящей поверхности в условиях относительного равновесия обеспечивается устойчивым током, протекающим в поверхностном слое. Его максимальное значение соответствует критическому току. Чтобы выровнять скорости изменения магнитной индукции внутри и снаружи сверхпроводящей оболочки, необходима определенная величина произведения скорости движения вихрей на их концентрацию в оболочке.

Магнитная индукция внутри цилиндра, находящегося в состоянии поверхностной сверхпроводимости в параллельном поле, может быть записана как

$$B = H_0 \pm \frac{4\pi}{c} I_c(H_0), \tag{1}$$

где  $H_0$  — внешнее магнитное поле и  $I_c(H_0)$  — плотность критического тока на единицу длины сверхпроводящей оболочки, зависящая от магнитного поля. Знак «−» соответствует нарастающему магнитному полю, знак «+» — убывающему.

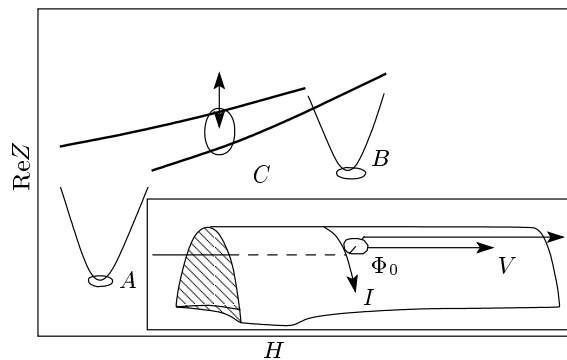


Рис. 4. Схема возникновения минимумов в импедансе при увеличении частоты развертки (скорости изменения магнитного поля). На вставке набросок, демонстрирующий механизм проникновения параллельного поля сквозь цилиндрическую сверхпроводящую оболочку

Скорость изменения магнитной индукции  $B$  внутри оболочки равна

$$\frac{dB}{dt} = \frac{dH_0}{dt} \left( 1 \pm \frac{4\pi}{c} \frac{dI_c}{dH_0} \right), \tag{2}$$

где  $dI_c/dH_0$  — производная функции критического тока по магнитному полю. Величина  $dI_c/dH_0$  отрицательна. С другой стороны, скорость изменения индукции  $B$  может быть представлена как

$$dB/dt = \Phi_0 vn/Sl, \tag{3}$$

где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $v$  — скорость движения вихрей вдоль оболочки,  $n$  — концентрация бегущих вихрей,  $S$  — площадь сечения образца,  $l$  — длина оболочки. Если пока пренебречь членом, содержащим производную  $dI_c/dH_0$ , получим

$$vn = (dB/dt)Sl/\Phi_0. \tag{4}$$

Полагая  $dB/dt = 1000$  Гс/с и объем образца  $V = Sl = 1$  см<sup>3</sup>, получим произведение скорости на концентрацию вихрей  $2 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Чтобы обеспечить изменение магнитной индукции со скоростью 1000 Гс/с, вдоль оболочки должны пробегать  $2 \cdot 10^{10}$  вихрей в секунду.

Обратимся теперь к поведению минимума импеданса вблизи точек изменения направления развертки магнитного поля. По мере роста частоты его амплитуда заметно растет (рис. 3в). Происхождение этих минимумов связано с изменением направления индуцированного тока при смене направления развертки магнитного поля, как это обсуждалось выше.

На участках  $C$  на рис. 4 ток равен критическому и происходит движение магнитного потока через оболочку. На участках  $A$  и  $B$  ток меньше критического и магнитный поток внутри образца не меняется. Импеданс здесь не должен зависеть от частоты развертки. Наблюдаемая зависимость связана с зависимостью участков  $C$  импеданса, которая определяется модулем скорости изменения магнитного поля. При увеличении частоты обе ветви  $C$  импеданса движутся вверх относительно оси  $\text{Re } Z$ , минимумы же ( $A$  и  $B$ ) остаются на месте. Это приводит к кажущемуся возрастанию амплитуды минимумов.

На рис. 3 приведены кривые зависимости поглощения при циклическом изменении магнитного поля. Обращает на себя внимание «треугольный» характер гистерезисного поведения поглощения от магнитного поля. Если отвлечься от минимумов поглощения после обращения развертки магнитного поля и рассматривать только его изменение вблизи точек обращения развертки, наблюдается следующее. 1) Общий скачок поглощения при изменении направления развертки в минимальном поле имеет достаточно универсальную величину и заметно больше скачка поглощения в максимальном поле цикла. 2) Величина скачка в максимальном поле меняется при изменении постоянного магнитного поля (рис. 3а) вплоть до изменения знака (в магнитных полях вблизи  $H_{c2}$  скачок отрицателен). Зависимость от амплитуды развертки магнитного поля (рис. 3б) также демонстрирует интересные черты. В то время как резистивные участки при увеличении магнитного поля параллельны, аналогичные участки при уменьшении поля меняют наклон (вплоть до изменения его знака), как бы стремясь сохранить величину скачка в меньшем магнитном поле. Мы не видим какого-либо непротиворечивого объяснения «треугольного» характера гистерезиса в рамках упомянутых выше двух механизмов [22]. Прямой учет в формуле (2) слагаемого, содержащего  $dI_c/dH_0$ , не дает нужного результата.

Вихри Кулика вносят вклад в величину активной компоненты импеданса, поэтому, изучая импеданс, можно получать информацию об их концентрации. Рассмотрим с этой точки зрения процедуру размагничивания [24], где меняются и концентрация, и соотношение закрепленных и свободных вихрей. На рис. 5 изображены результаты исследования влияния процедуры размагничивания на импеданс образца. На нижнем фрагменте изображена зависимость тока через катушку (переменное магнитное поле на образце) от времени: размагничивающий цуг и пробный сигнал. Частота всего цикла 20.317 Гц. На верх-

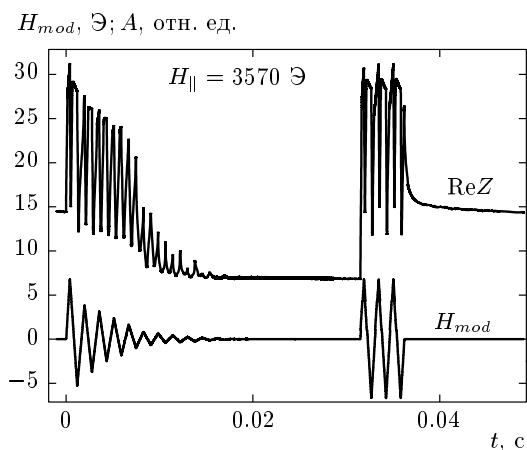
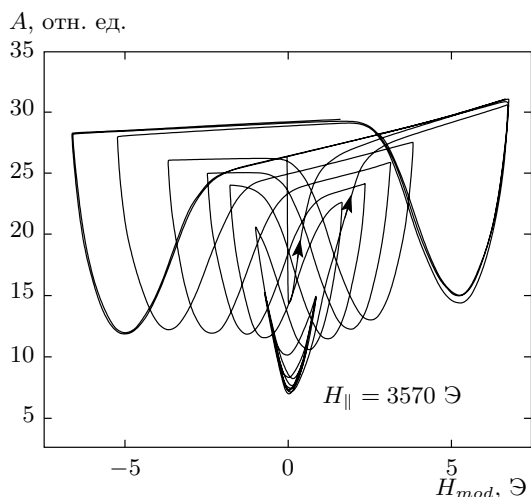


Рис. 5. Процесс размагничивания. Нижняя кривая — зависимость от времени магнитного поля в катушке: размагничивающий цуг, содержащий убывающую последовательность пилообразных циклов одной длительности, и пробный сигнал из трех периодов. Верхняя кривая — параллельная запись ВЧ-отклика поглощения в образце. После воздействия размагничивающего цуга фоновый сигнал резко уменьшается, а после воздействия пробной последовательности он возрастает, демонстрируя ВЧ-поглощение замороженными вихрями Кулика

нем фрагменте изображены отклик высокочастотного поглощения образца на последовательность выше изображенного магнитного воздействия. Данные получены в результате усреднения по многим проходам всего цикла. На этом рисунке видно, что поглощение после размагничивающего цуга меньше поглощения после пробного сигнала. После воздействия пробного сигнала внешнего магнитного поля в образце остаются замороженные вихри, и за время всей последовательности процесса от конца пробного импульса до начала цуга размагничивания их концентрация меняется незначительно. При приближении к концу пробного сигнала в сверхпроводящей оболочке движется какое-то количество вихрей, после остановки магнитного поля часть этих вихрей выходит из образца. Этот процесс хорошо виден на рис. 5. Характерное время выхода этих вихрей составляет  $\tau \approx 0.2$  мс, что соответствует частоте ниже 1000 Гц.

Если изобразить последовательность (рис. 5) в зависимости от магнитного поля, то можно получить данные, представленные на рис. 6. Запись начинается в точке 0, образец перед цугом размагничивания в этой точке имеет значение импеданса выше, чем в размагниченном состоянии. Поскольку ампли-

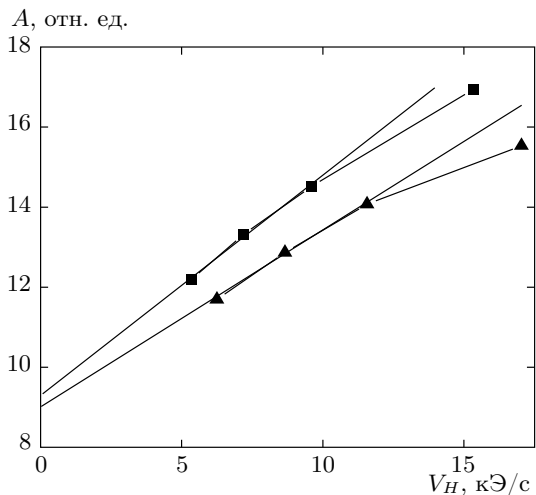




**Рис. 6.** Отклик ВЧ-поглощения в образце на воздействие переменного магнитного поля (процесс размагничивания), изображенное на рис. 5, в зависимости от полного магнитного поля. Начало размагничивающего цикла соответствует левой стрелке. Начало пробного воздействия отвечает правой стрелке. Видно, что размагничивание активно начинается, когда амплитуда развертки магнитного поля сравнивается с шириной минимума, возникающего после разворота развертки. Отклики на три пробных цикла практически совпадают (первый — из размагниченного состояния идет чуть ниже)

туда модуляции магнитного поля достаточно большая, сверхпроводящая оболочка успевает перейти в критическое состояние. Поглощение вырастает и следует по кривой, соответствующей критическому состоянию, оно растет в соответствии с подавлением параметра порядка магнитным полем до точки изменения направления развертки магнитного поля. В точке минимума после начала обратного движения величина поглощения в образце соответствует количеству замороженных вихрей. Если считать, что поглощение электромагнитной энергии в размагниченном состоянии определяется только зависящим от магнитного поля параметром порядка, то можно оценить соотношение свободных и закрепленных вихрей по отношению разницы поглощения из данных на рис. 5. Об относительном количестве остаточных (замороженных) вихрей мы можем судить по глубине минимумов поглощения. Видно, что размагничивание начинается с того момента, когда амплитуда изменения магнитного поля становится меньше ширины по магнитному полю минимумов поглощения.

Размагничивающее поле в нашем случае пред-



**Рис. 7.** Изменение амплитуды поглощения ВЧ-мощности в зависимости от скорости изменения магнитного поля (из результатов рис. 6). Квадраты — уменьшение магнитного поля, треугольники — увеличение магнитного поля

ставляло собой последовательность пилообразных циклов, отвечающих одной частоте, с постепенно уменьшающейся амплитудой. В этом случае скорость изменения магнитного поля на каждом склоне (или подъеме) будет пропорциональна разнице экстремальных амплитуд этого склона (или подъема). На каждом линейном участке цикла размагничивания будут разные значения  $|dH_0/dt|$ , а значит, и разные произведения концентрации вихрей на их скорость. На совокупности кривых рис. 6 видно по четыре линейных участка на склоне и на подъеме, и в соответствии с уменьшением скорости уменьшается и величина поглощения, связанная с критическим состоянием сверхпроводящей оболочке. Амплитуда меняется в три раза, т. е. полное изменение поглощения за счет движущихся вихрей Кулика будет составлять  $3/2$  от разницы между ординатами крайних линейных участков. По данным рис. 6 можно построить зависимость изменения поглощения от скорости развертки поля. На рис. 7 представлены такие зависимости для участков подъема и спуска магнитного поля. Эти зависимости линейны, т. е. импеданс растет пропорционально скорости изменения магнитного поля.

Изложенные выше соображения указывали, что  $|dH_0/dt|$  (модуль скорости) пропорционален произведению мгновенной концентрации вихрей на скорость их движения вдоль сверхпроводящей оболочке. Линейное изменение поглощения от модуля ско-

рости говорит о том, что в произведении меняется только концентрация, а скорость вихрей остается постоянной. Поскольку максимальная концентрация вихрей в оболочке конечна (порядка  $1/\xi_0^2 \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), наступит момент, когда невозможно увеличить  $|dH_0/dt|$  за счет плотности вихрей. Дальнейший рост скорости изменения магнитного поля будет происходить за счет возрастания индукционного тока и увеличения скорости движения вихрей вдоль оболочки. Это должно привести к насыщению кривых на рис. 7.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы изучили поведение высокочастотного поглощения в области магнитного поля существования поверхностной сверхпроводимости  $H_{c2} < H < H_{c3}$  в сверхпроводнике второго рода с небольшим значением параметра Гинзбурга–Ландау ( $\text{Pb}_{0.8}\text{In}_{0.2}$ ). На основании этого возникла следующая картина поведения образца в состоянии поверхностной сверхпроводимости. Измерения проводились в меняющемся магнитном поле внутри диапазона  $H_{c2} < H < H_{c3}$ , при этом образец находится или в смешанном, или в критическом состоянии. Индуцированный в сверхпроводящей оболочке ток, возникающий при изменении внешнего магнитного поля, достигает критического значения, при котором магнитный поток пересекает сверхпроводящую оболочку. Таким образом, возможны два состояния оболочки: докритическое, когда ток меньше критического и оболочка экранирует изменение внешнего поля, и критическое, когда ток равен критическому значению и поле проникает сквозь оболочку. Критическое состояние в случае поверхностной сверхпроводимости обеспечивает разницу внешнего и внутреннего магнитных полей образца, соответствующую критическому току, протекающему по сверхпроводящей оболочке, при движении через нее магнитного потока. Механизм движения параллельного магнитного потока сквозь оболочку рассматривается как движение вдоль оболочки вихрей Кулика, связывающих внешний и внутренний магнитные потоки, параллельные поверхности. Близкая аналогия — это поведение тонкой пленки, нанесенной на круговой цилиндр из изолятора, в параллельном поле (вместо вихрей Кулика там были бы вихри Пирла). Зарождение таких вихрей может происходить или на краях сверхпроводящей оболочки, или на гребнях и впадинах этой оболочки (поверхности). Корреляция

скоростей изменения внешней и внутренней магнитной индукции достигается за счет произведения концентрации двумерных вихрей магнитного потока на скорость их движения под действием тока. При малых скоростях изменения внешнего магнитного поля определяющей величиной является концентрация вихрей. При приближении концентрации к максимальному значению увеличение скорости происходит за счет возрастания скорости вихрей («критического тока»).

В заключение авторы выражают глубокую признательность М. И. Циндлехту, В. М. Генкину и Г. И. Левиеву за плодотворное обсуждение разных сторон явления поверхностной сверхпроводимости. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-02-92486-МНКС\_а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. Saint-James and P. G. de Gennes, *Phys. Lett.* **7**, 306 (1964).
2. D. Saint-James, G. Sarma, and E. J. Thomas, *Type-II Superconductivity*, Pergamon, New York (1969).
3. A. V. Pan and P. Esquinazi, *Phys. Rev. B* **70**, 184510 (2004).
4. J. Scola, A. Pautrat, C. Goupil, L. Méchin et al., *Phys. Rev. B* **72**, 012507 (2005).
5. J. Kötzler, L. von Sawilski, and S. Casalbuoni, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 067005 (2005).
6. G. I. Leviev, V. M. Genkin, M. I. Tsindlekht et al., *Phys. Rev. B* **72**, 064506 (2005).
7. И. Л. Ландау, Ю. В. Шарвин, Письма в ЖЭТФ **10**, 192 (1969).
8. *Nonequilibrium Superconductivity*, ed. by D. N. Langenberg and A. I. Larkin, *Modern Problems in Condensed Matter Sciences* **12**, North-Holland, Amsterdam (1986), p. 642.
9. В. Ф. Хирный, ФТТ **41**, 577 (1999).
10. P. G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W. A. Benjamin, INC, New York, Amsterdam (1966).
11. K. Maki, *J. Low. Temp. Phys.* **3**, 545 (1970).
12. A. Rothwart, J. I. Gittleman, and B. Rosenblum, *Phys. Rev.* **155**, 370 (1967).

13. H. J. Fink and R. D. Kessinger, Phys. Rev. **140**, A1937 (1965).
14. А. А. Абрикосов, ЖЭТФ **47**, 720 (1964).
15. J. G. Park, Phys. Rev. Lett. **15**, 352 (1965).
16. H. J. Fink and L. J. Barnes, Phys. Rev. Lett. **15**, 792 (1965).
17. J. G. Park, Phys. Rev. Lett. **16**, 1196 (1966).
18. H. R. Hart, Jr. and P. S. Swartz, Phys. Rev. **156**, 403 (1967).
19. P. Mathieu, B. Plaçais, and Y. Simon, Phys. Rev. B **48**, 7376 (1993); P. Mathieu and Y. Simon, Europhys. Lett. **5**, 67 (1988).
20. И. О. Кулик, ЖЭТФ **55**, 889 (1968).
21. Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин, УФН **116**, 413 (1975).
22. С. А. Говорков, Е. В. Ильичев, В. А. Тулин, Письма в ЖЭТФ **56**, 22 (1992).
23. L. Walton, B. Rosenblum, and F. Bridges, Phys. Rev. Lett. **32**, 1047 (1974).
24. С. А. Говорков, Е. В. Ильичев, В. А. Тулин, Сверхпроводимость ФХТ Вып. 3, 661 (1993).