

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ АНИЗОТРОПНЫХ ЖЕСТКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

*И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, Л. М. Фишер**

*Государственный научный центр «Всероссийский электротехнический институт»
111250, Москва, Россия*

А. В. Аксенов, В. А. Ямпольский

*Институт радиофизики и электроники Национальной академии наук Украины
310085, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 14 мая 2001 г.

Экспериментально и теоретически изучен низкочастотный электромагнитный отклик сверхпроводящих пластин, характеризующихся сильной анизотропией токонесущей способности в плоскости образца. Измерения проведены на поликристаллических текстурированных пластинах системы Y-123 с осью c , лежащей в плоскости образца, а также на монокристалле с одним преимущественным направлением границ двойникования. Показано, что форма кривых, описывающих зависимость относительных потерь q от амплитуды переменного поля h_0 , весьма чувствительна к ориентации вектора \mathbf{h}_0 в плоскости образца. При ориентации \mathbf{h}_0 вдоль одного из главных направлений симметрии анизотропной критической плотности тока зависимость $q(h_0)$ характеризуется одним размерным максимумом, как это бывает в изотропных образцах. При значительном отклонении \mathbf{h}_0 от главных направлений на кривой $q(h_0)$ наблюдаются два размерных максимума. Проведен детальный анализ эволюции кривых $q(h_0)$ при повороте \mathbf{h}_0 в плоскости образца.

PACS: 74.25.Na, 74.60.Ge, 74.60.Jg

1. ВВЕДЕНИЕ

Существенной особенностью высокотемпературных сверхпроводников является слоистая структура их кристаллической решетки. Вследствие такой структуры ВТСП-системы характеризуются ярко выраженной анизотропией практически всех физических свойств. Хорошо известно, что такие основные параметры сверхпроводников, как длина когерентности ξ , лондоновская глубина проникновения λ_L , нижнее и верхнее критические поля H_{c1} и H_{c2} вдоль оси c и в плоскости \mathbf{ab} оказываются существенно различными. Параметры вихревой решетки, ее фазовое состояние и упругие модули весьма чувствительны к ориентации внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей образца. Все эти обстоятельства, а также наличие упорядоченных плоских и линейных дефектов приво-

дят к сильной анизотропии токонесущей способности высокотемпературных сверхпроводников.

Ввиду важности понимания свойств ВТСП-материалов сразу же после их открытия и вплоть до настоящего времени многие исследовательские группы уделяют внимание изучению анизотропии электрических и магнитных характеристик сверхпроводников (см., например, обзоры [1, 2], а также статьи [3–8]). Тем не менее в настоящее время не существует общепринятой теоретической модели, позволяющей описывать электродинамические свойства анизотропных сверхпроводников. Даже в простейших условиях, когда применима модель критического состояния, остается невыясненным вопрос о зависимости величины и направления плотности тока от ориентации возбуждающего электрического поля.

В последнее время были обнаружены новые явления, связанные с необычным характером проникновения магнитного поля в анизотропные сверхпроводники. Так, в работе [9] наблюдалось аномальное

*E-mail: lfisher@online.ru, fisher@vei.ru

поведение размерного эффекта в электромагнитном поглощении, связанного с проникновением магнитного поля в середину сверхпроводящей пластины. Для образцов системы Y-123 с осью \mathbf{c} , лежащей в плоскости образца, размерный эффект для некоторых направлений возбуждающего переменного магнитного поля $\mathbf{h}_0 \cos(\omega t)$, ориентированного в плоскости пластины, проявлялся в виде двух максимумов на зависимости относительных потерь q от амплитуды h_0 . Относительными потерями мы называем среднюю диссипируемую мощность в образце, нормированную на $h_0^2 \omega d / 8\pi$, где d — толщина пластины. Напомним, что в изотропном случае величина q совпадает с вещественной частью динамической магнитной восприимчивости χ'' , которая имеет один максимум при амплитуде h_0 , близкой к величине поля проникновения H_p . Обнаруженное явление было интерпретировано в предположении, что критическая плотность тока J_c является тензором второго ранга, главные значения которого J_{cy} и J_{cz} соответствуют критическим плотностям тока вдоль оси \mathbf{c} и в перпендикулярном ей направлении. Два максимума функции $q(h_0)$ наблюдаются в случаях, когда вектор \mathbf{h}_0 не совпадает по направлению с главными осями y и z тензора критической плотности тока. Эти максимумы соответствуют последовательному проникновению в середину пластины двух компонент, h_y и h_z , переменного магнитного поля, каждая из которых независимо экранируется критическими токами J_{cz} и J_{cy} .

Отражением такой особенности проникновения магнитного поля в анизотропный сверхпроводник является возникновение дополнительных экстремумов на статических кривых намагничивания. В изотропном случае присутствие экстремумов на кривых зависимости намагниченности M образца от магнитного поля H обусловлено уменьшением тока J_c и проникновением магнитного потока в весь объем сверхпроводника с увеличением внешнего поля H . В анизотропных сверхпроводниках последовательное проникновение двух компонент поля \mathbf{H} в середину пластины приводит к появлению новых особенностей на кривых $M(H)$ — к пик-эффекту нового типа, экспериментально обнаруженному в [10]. Если традиционный пик-эффект связан с немонотонной зависимостью критической плотности тока от магнитной индукции, то новый эффект своим существованием целиком обязан анизотропии J_c .

Для последовательного описания эффектов, обнаруженных в [9, 10], необходимы более детальные исследования поведения относительных потерь $q(\mathbf{h}_0)$ при различных ориентациях вектора \mathbf{h}_0 от-

носительно главных осей анизотропии образца, а также построение теоретической модели, адекватно учитывающей необычный характер проникновения магнитного поля в анизотропные сверхпроводники.

В настоящей работе проведено изучение эволюции поведения относительных потерь $q(\mathbf{h}_0)$ с изменением ориентации вектора \mathbf{h} относительно главных осей анизотропии образца. Установлены значения граничных углов, при которых кривые $q(h_0)$ меняют свою топологию, а именно, кривые с одним максимумом трансформируются в необычные кривые с двумя размерными максимумами. Результаты наблюдений интерпретируются в рамках предложенной обобщенной на анизотропный случай модели критического состояния.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

А. Образцы и измерения

Основной задачей настоящей работы является изучение влияния анизотропии критической плотности тока сверхпроводников на их электродинамические свойства. Поэтому экспериментальные исследования проводились на образцах с ярко выраженными анизотропными свойствами. В качестве основного модельного образца использовался диск иттриевого сверхпроводника с осью \mathbf{c} , лежащей в его плоскости. Образец диаметром 1.3 мм и толщиной 0.23 мм вырезался из заготовки плавленной текстурированной керамики системы Y-123, которая синтезировалась с помощью затравки, устанавливаемой сверху, при высокой температуре. Для выбора совершенного монокристаллического участка заготовки мы рассматривали ее через оптический микроскоп в поляризованном свете, а также использовали картографирование замороженного магнитного потока с помощью датчика Холла. Модельный образец вырезался из выбранного монокристалла алмазной фрезой таким образом, чтобы ось \mathbf{c} находилась в плоскости образца. Перед измерениями образец механически полировался. Температура сверхпроводящего перехода образца T_c составляла 89 К, а ширина перехода равнялась 0.5 К. Некоторые измерения проводились на монокристалле размерами $1.1 \times 0.6 \times 0.04$ мм³ той же системы, изготовленном Оболенским и Бондаренко в Харьковском государственном университете. Границы двойникования в этом кристалле имели преимущественно одно направление вдоль кристаллографической оси [110]. Для этого кристалла $T_c = 91$ К, ширина перехода составляла 0.3 К.

Нами экспериментально изучался низкочастот-

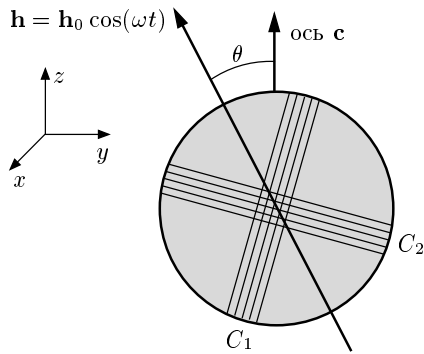


Рис. 1. Схема эксперимента

ный электромагнитный отклик сверхпроводника, помещенного во внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H} , которое создавалось с помощью электромагнита. Целью являлось исследование электромагнитного поглощения при различных ориентациях параллельного поверхности образца возбуждающего переменного магнитного поля $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \cos(\omega t)$ относительно его кристаллографических осей. Измерения обычно проводились на частоте $\omega = 2\pi f = 2\pi \cdot 343 \text{ с}^{-1}$. Возможность непрерывного поворота поля $\mathbf{h}(t)$ достигалась с помощью двух возбуждающих катушек со взаимно ортогональными осями. Через катушки пропускались синфазные токи соответственно с амплитудами $I_0 \sin \psi$ и $I_0 \cos \psi$. Ясно, что при этом переменное поле $\mathbf{h}(t)$ оказывается наклоненным относительно оси катушки C_2 на угол ψ . Величина угла ψ контролировалась компьютерной измерительной системой.

Отклик сверхпроводника на электромагнитное возбуждение регистрировался с помощью другой пары взаимно ортогональных приемных катушек, плотно намотанных на образец. Эта система схематически показана на рис. 1 (катушки C_1 и C_2). После синхронного детектирования напряжений с каждой из приемных катушек выделялись амплитуды синфазных с полем $h(t)$ сигналов. Таким образом, наша измерительная система позволяла измерять величину и направление синфазной с $h(t)$ части \mathcal{E} вектора электрического поля $\mathbf{E}(t)$, индуцированного на поверхности сверхпроводника:

$$\mathcal{E} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \mathbf{E}(t) \cos(\omega t) dt. \quad (1)$$

Вектор \mathcal{E} содержит важную физическую информацию. Его проекция на направление, перпен-

дикулярное внешнему возбуждающему полю \mathbf{h}_0 ($\mathcal{E}_\perp = \mathbf{n} \cdot [\mathcal{E}' \times \mathbf{h}_0]/h_0$), по сути, представляет собой среднее значение вектора Пойнтинга на поверхности образца, т. е. диссипируемую в сверхпроводнике мощность. Здесь \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности образца. Для последующего изложения удобно ввести безразмерную функцию

$$q(h_0) = \frac{4c\mathcal{E}_\perp}{h_0\omega d}, \quad (2)$$

которая описывает относительные потери в образце — нормированную на $h_0^2\omega d/8\pi$ диссипируемую мощность. В случае изотропного сверхпроводника эта функция совпадает с мнимой частью динамической магнитной восприимчивости $\chi''(h_0)$.

Проекция вектора \mathcal{E} на направление, параллельное внешнему полю \mathbf{h}_0 ($\mathcal{E}_\parallel = \mathcal{E} \cdot \mathbf{h}_0/h_0$), в изотропном случае обращается в нуль. Поэтому отличие безразмерной функции

$$a(h_0) = \frac{4c\mathcal{E}_\parallel}{h_0\omega d} \quad (3)$$

от нуля свидетельствует об анизотропии экранирующих свойств изучаемого сверхпроводника.

В эксперименте изучалось поведение относительных потерь q и сигнала анизотропии a в зависимости от амплитуды и направления переменного магнитного поля $\mathbf{h}(t)$, а также величины и направления постоянного магнитного поля \mathbf{H} . В каждом эксперименте, наклоняя электромагнит, мы устанавливали направление \mathbf{H} параллельно плоскости образца. Параллельность поля соответствовала минимуму измеряемого сигнала $q(\mathbf{H})$. Все измерения проводились при температуре $T = 77 \text{ К}$ в режиме охлаждения образца в отсутствие магнитного поля.

В. Экспериментальные результаты

Исследование влияния анизотропии токонесущей способности наших образцов на их электромагнитный отклик началось с изучения сигнала анизотропии $a(\mathbf{h}_0)$ при различных ориентациях постоянного магнитного поля \mathbf{H} . Результаты измерений зависимости величины a от угла θ поворота вектора \mathbf{h}_0 для сверхпроводящего диска представлены на рис. 2. Видно, что сигнал анизотропии осциллирует с изменением угла θ . На полном периоде $0 < \theta < 2\pi$ функция a обращается в нуль только в четырех характерных точках. Положения этих точек не зависят от ориентации постоянного магнитного поля. Как было установлено, они соответствуют направлениям вектора \mathbf{h}_0 вдоль и перпендикулярно оси \mathbf{c} .

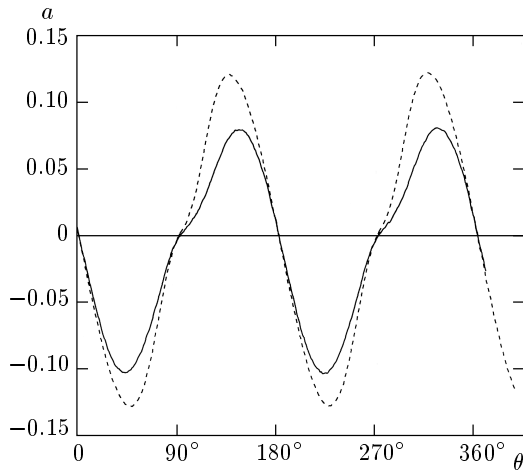


Рис. 2. Зависимости безразмерного сигнала анизотропии a от угла θ поворота возбуждающего поля \mathbf{h}_0 в плоскости образца для различных ориентаций постоянного магнитного поля величиной 5 кЭ при температуре 77 К для сверхпроводящего диска. Сплошная линия соответствует ориентации $\mathbf{H}||\mathbf{c}$, штриховая — $\mathbf{H}||\mathbf{ab}$

На рис. 2 и везде в дальнейшем мы будем отсчитывать угол θ поворота поля \mathbf{h}_0 от направления оси \mathbf{c} . Результаты измерений угловой зависимости $a(\mathbf{h}_0)$ показывают, что несмотря на наличие сильной анизотропии, существуют два выделенных направления переменного магнитного поля, которые мы будем называть главными, при которых образец ведет себя как изотропная система. Для определенности будем называть направление вдоль оси \mathbf{c} осью z , а другое главное направление, находящееся в плоскости \mathbf{ab} , — осью y .

Прежде чем изучать влияние анизотропии токонесущей способности образца на относительные потери $q(\mathbf{h}_0)$, мы провели бесконтактные измерения зависимости критической плотности тока вдоль главных направлений от величины и направления постоянного магнитного поля \mathbf{H} . Для этой цели мы определили зависимость величины q от поля \mathbf{H} при его ориентации вдоль и поперек оси \mathbf{c} при $h_0 \ll H$. Магнитолевая зависимость критической плотности тока восстанавливалась по результатам измерений функции $q(H)$ с помощью метода, подробно изложенного в [11, 12]. Полученные зависимости критических плотностей тока J_{cz} и J_{cy} вдоль оси \mathbf{c} и в плоскости \mathbf{ab} представлены на рис. 3. Отметим наиболее важные особенности токонесущей способности сверхпроводящего диска. Прежде всего, видно, что критическая плотность тока в плоскости \mathbf{ab} доста-

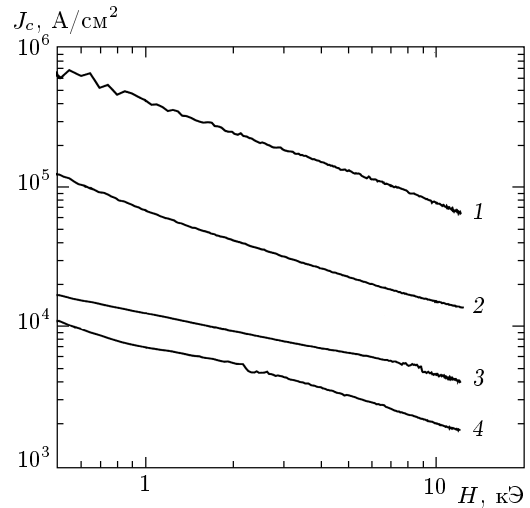


Рис. 3. Зависимости критических плотностей тока J_c в плоскости \mathbf{ab} и вдоль оси \mathbf{c} от магнитного поля, ориентированного в плоскости \mathbf{ab} и вдоль оси \mathbf{c} , при температуре 77 К для сверхпроводящего диска. Кривая 1 соответствует условиям $\mathbf{J}_c||\mathbf{ab}, \mathbf{H}||\mathbf{ab}$; 2 — $\mathbf{J}_c||\mathbf{ab}, \mathbf{H}||\mathbf{c}$; 3 — $\mathbf{J}_c||\mathbf{c}, \mathbf{H}||\mathbf{ab}$; 4 — $\mathbf{J}_c||\mathbf{c}, \mathbf{H}||\mathbf{c}$

точно велика и относительно медленно уменьшается с ростом магнитного поля. Как и следовало ожидать, наблюдается довольно сильная анизотропия критического тока — плотность тока в плоскости \mathbf{ab} более чем на порядок превышает соответствующее значение тока вдоль оси \mathbf{c} . Анизотропия ослабляется с ростом постоянного магнитного поля H . Наконец, обе компоненты тока, J_{cy} и J_{cz} , весьма чувствительны к направлению вектора \mathbf{H} . Последнее обстоятельство проиллюстрировано на рис. 4, где показана зависимость компонент J_{cy} и J_{cz} от угла поворота поля \mathbf{H} в плоскости образца. Угол θ отсчитывается от оси \mathbf{c} .

Результаты, приведенные на рис. 3, 4, наглядно показывают сложный характер анизотропии токонесущей способности нашего образца. Поэтому представляет интерес анализ влияния этой анизотропии на особенности проникновения магнитного поля в сверхпроводник. С этой целью мы выполнили серию измерений зависимости относительных потерь q от амплитуды h_0 переменного поля, ориентированного под произвольным углом к оси \mathbf{c} , при различных величине и направлении постоянного магнитного поля. Прежде всего, обсудим простейшую ситуацию, когда поле $\mathbf{h}(t)$ ориентировано вдоль одного из главных направлений. Соответствующие результаты представлены на рис. 5. Кривая 1 на этом рисунке соответствует направлению $\mathbf{h}(t)$ вдоль оси \mathbf{c} ,

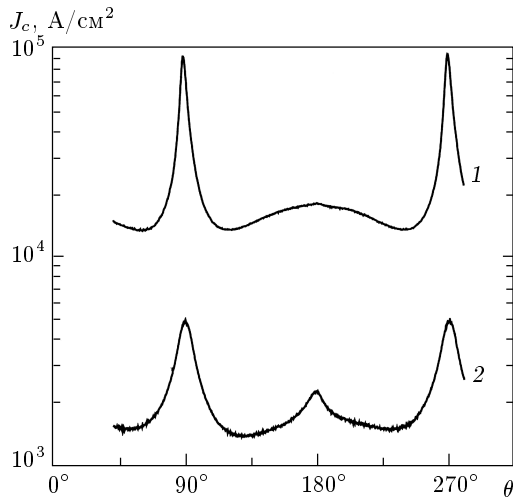


Рис. 4. Угловые зависимости критических плотностей тока J_c в плоскости ab (кривая 1) и вдоль оси c (кривая 2) при изменении ориентации магнитного поля \mathbf{H} в плоскости сверхпроводящего диска; $T = 77$ К, $H = 10$ кЭ. Угол отсчитывается от оси c

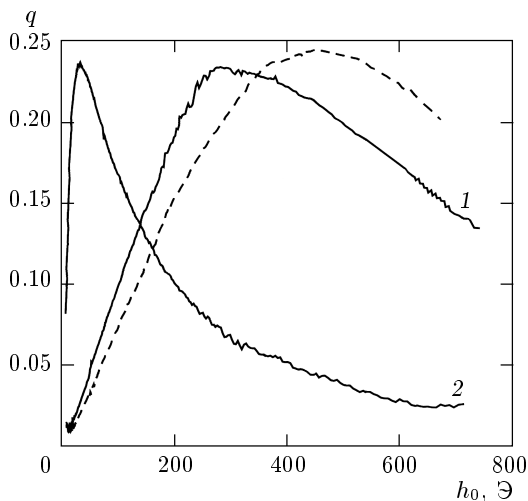


Рис. 5. Зависимости относительных потерь q в сверхпроводящем диске от амплитуды переменного магнитного поля h_0 , ориентированного вдоль одного из главных направлений, при ориентации \mathbf{H} вдоль оси c . Кривая 1 соответствует $h_0 \parallel c$, кривая 2 — $h_0 \parallel ab$. Обе кривые получены при $H = 10$ кЭ. Штриховая линия соответствует $H = 5$ кЭ, $h_0 \parallel c$; $T = 77$ К

а кривая 2 получена при $\mathbf{h}(t)$ параллельном плоскости ab . Каждая из кривых содержит максимум, связанный с размерным эффектом, который состоит в следующем. Известно, что в изотропных жестких

сверхпроводниках в критическом состоянии глубина проникновения переменного поля растет с увеличением амплитуды h_0 и при значении h_0 , равном полю проникновения,

$$H_p = 2\pi J_c d / c, \quad (4)$$

поле достигает середины пластины. Амплитуда $h_0 = h_m$, при которой достигается максимум относительных потерь, связана с полем проникновения соотношением $h_m = (4/3)H_p$. Сопоставление рис. 5 и 3 показывает, что максимумы на рис. 5 определенно связаны с размерным эффектом. Действительно, переменное поле, ориентированное вдоль оси c , экранируется сильными токами с плотностью J_{cy} , тогда как поле $\mathbf{h}(t) \parallel ab$ экранируется малыми токами с плотностью J_{cz} . Соответственно, максимум на кривой 1 наблюдается при больших значениях h_0 , чем на кривой 2. Аналогично, максимум на штриховой кривой, полученной в более слабом постоянном магнитном поле (при больших значениях критической плотности тока), чем на кривой 1, смещен в область больших значений амплитуды h_0 . Прямые расчеты показывают, что положения максимумов с хорошей точностью коррелируют с формулой (4) и соответствующими значениями критической плотности экранирующих токов. Наконец, высота максимумов равна примерно 0.24, что соответствует высоте размерного максимума, наблюдаемого в изотропных сверхпроводниках.

Поведение кривых $q(h_0)$ претерпевает качественное изменение при отклонении вектора $\mathbf{h}(t)$ от главных направлений. Трансформация кривых $q(h_0)$ с ростом угла θ между \mathbf{h}_0 и осью c продемонстрирована на рис. 6. При некоторых значениях θ относительные потери $q(h_0)$ содержат вместо одного два максимума (например, кривая 3 на рис. 6). Эти максимумы наблюдаются практически при тех же значениях h_0 , что и максимумы на кривых 1 и 5, которые соответствуют ориентации \mathbf{h}_0 по главным направлениям. Измерения при других значениях и направлениях постоянного магнитного поля показали, что каждый из максимумов связан с размерным эффектом. Поле проникновения H_p (4), соответствующее левому максимуму, оказывается таким, будто экранировка поля осуществляется только одной, малой, компонентой критической плотности тока, J_{cz} . Второй же максимум соответствует экранировке большим током, J_{cy} . Ситуация интересна тем, что с ростом амплитуды переменное поле как бы дважды последовательно проникает в середину образца. Это кажущееся противоречие снимается, если предположить, что максимумы соответствуют последовательному

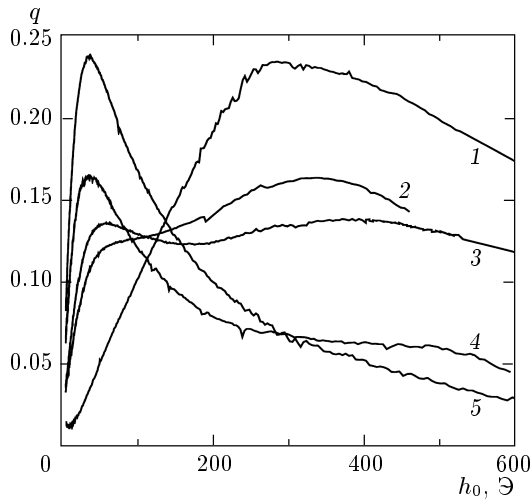


Рис. 6. Зависимости относительных потерь q в сверхпроводящем диске от амплитуды переменного магнитного поля h_0 при различных направлениях переменного магнитного поля в постоянном магнитном поле $H = 10$ кЭ, ориентированном вдоль оси c , $T = 77$ К. Кривые 1–5 соответствуют углам θ , равным соответственно 0° , 38° , 45° , 60° , 90°

проникновению двух разных компонент (y и z) переменного поля. Отличие полей проникновения компонент B_y и B_z индукции может быть связано с тем, что они экранируются независимо, каждая лишь одной, «своей», компонентой критической плотности тока (соответственно J_{cz} и J_{cy}).

Рассмотрим подробнее трансформацию кривых $q(h_0)$ при отклонении \mathbf{h}_0 от оси c . Сначала по мере роста угла θ положение максимума слегка смещается в сторону больших значений амплитуды h_0 , а его высота уменьшается. При $\theta \approx 38^\circ$ на кривой $q(h_0)$ слева от максимума появляется точка перегиба с горизонтальной касательной (кривая 2 на рис. 6). При $\theta > 38^\circ$ появляется левый максимум, так что в интервале углов $38^\circ < \theta < 60^\circ$ относительные потери характеризуются двумя максимумами. Правый максимум продолжает смещаться в сторону больших амплитуд h_0 и уменьшаться по высоте. При $\theta = 60^\circ$ этот максимум исчезает (кривая 4). Левый же максимум, зародившись при $\theta = 38^\circ$, увеличивается по высоте, а его положение смещается в сторону меньших амплитуд. Наконец, при $\theta = 90^\circ$ (кривая 5) левый максимум занимает самое левое положение.

Подобная динамика изменения формы кривых $q(h_0)$ наблюдалась для всех исследованных образцов, содержащих ось c в своей плоскости. Однако конкретные значения критических углов, при кото-

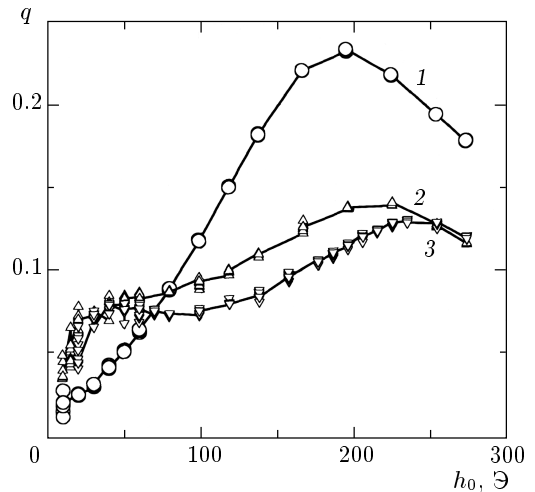


Рис. 7. Зависимости относительных потерь q от амплитуды переменного магнитного поля h_0 при различных направлениях переменного магнитного поля для монокристалла с одним преимущественным направлением границ двойникования при $T = 77$ К: кривая 1 — \mathbf{h}_0 направлено перпендикулярно границе двойникования, $H = 4$ кЭ; кривая 2 — \mathbf{h}_0 составляет с границей угол 45° , $H = 4$ кЭ; кривая 3 — \mathbf{h}_0 также составляет с границей двойникования угол 45° , $H = 4$ кЭ

рых появляются или исчезают дополнительные максимумы, зависели от образцов.

Как показали исследования, размерный эффект, проявляющийся в виде двух максимумов у зависимости относительных потерь от амплитуды переменного поля, существует в сверхпроводниках с разной природой анизотропии критической плотности тока в плоскости образца. В качестве иллюстрации на рис. 7 представлены результаты измерения $q(h_0)$ для монокристалла с одним преимущественным направлением границ двойникования, являющихся источником анизотропии.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

А. Модель критического состояния анизотропных сверхпроводников

Расчеты относительных потерь в сверхпроводниках в критическом состоянии обычно проводятся в рамках модели Бина [13]. Согласно этой модели, распределение магнитной индукции $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ определяется единственным изотропным параметром — крити-

ческой плотностью тока $J_c(\mathbf{B})$. Уравнение критического состояния можно записать в форме:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} J_c \frac{\mathbf{E}}{E}, \quad (5)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля. Уравнение Бина хорошо описывает статические и низкочастотные электродинамические свойства изотропных жестких сверхпроводников в случае, когда внешнее магнитное поле значительно превышает нижнее критическое поле.

Для описания полученных в данной работе экспериментальных результатов мы используем простую модель [9], обобщающую биновскую модель критического состояния на анизотропный случай. Рассмотрим плоскопараллельную бесконечную сверхпроводящую пластину во внешнем поле \mathbf{H} , направленном вдоль ее поверхности. Считаем, что все поля и токи зависят только от одной пространственной координаты x , перпендикулярной плоскости пластины. Начало координат $x = 0$ находится на поверхности образца. Формулировку анизотропной модели критического состояния будем проводить для простейшего случая анизотропии, которая характеризуется двумя взаимно ортогональными главными направлениями y и z в плоскости пластины. Эти направления совпадают с кристаллографическими осями образца, либо с характерными направлениями структуры дефектов. Если внешнее поле $\mathbf{h}(t)$ ориентировано вдоль одного из таких направлений, y или z , то существует единственная компонента экранирующих токов, J_{cz} или J_{cy} , перпендикулярная $\mathbf{h}(t)$. В этом случае в образце меняется только модуль $B(x, t)$ магнитной индукции. Его распределение, как и в изотропной ситуации, определяется уравнением Бина (5) с соответствующей критической плотностью тока. В выбранной геометрии в зависимости от того, по какому из двух главных направлений ориентирован вектор $\mathbf{h}(t)$, критическое состояние описывается одним из следующих уравнений:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial B_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_{cy}(B_y, B_z) \operatorname{sign} E_y, \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_{cz}(B_y, B_z) \operatorname{sign} E_z. \end{aligned} \quad (6)$$

На основе именно этих уравнений нами рассчитывалась связь между мнимой частью динамической магнитной восприимчивости χ'' и критической плотностью тока, использованная для построения кривых на рис. 2, 3.

Если переменное магнитное поле наклонено по отношению к главным направлениям, то в его экранировке принимают участие обе компоненты крити-

ческой плотности тока, J_{cy} и J_{cz} . В этом случае уравнения критического состояния записываются в виде

$$\begin{aligned} -\frac{\partial B_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_{cy}(B_y, B_z) \cos \phi(x), \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} J_{cz}(B_y, B_z) \sin \phi(x), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\phi(x)$ — угол между вектором $\mathbf{E}(x)$ и осью y .

Система уравнений (7), как и обычная модель критического состояния, принимает во внимание важное свойство жестких сверхпроводников. Плотность тока, протекающего в некотором направлении, уменьшается, если в этой же точке образца возбудить ортогональную компоненту тока. Множители $\cos \phi$ и $\sin \phi$ в уравнениях (7) учитывают этот факт. Отмеченное свойство жестких сверхпроводников приводит к интересному явлению коллапса транспортного тока [14] и статического магнитного момента [15] под действием переменного магнитного поля.

Уравнения (7) необходимо дополнить уравнениями для электрического поля. Закон Фарадея в данной геометрии можно записать в виде

$$-\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}. \quad (8)$$

Уравнения Максвелла (7), (8) следует решать совместно с граничными условиями

$$\mathbf{B}(0, t) = \mathbf{B}(d, t) = \mathbf{H} + \mathbf{h}(t). \quad (9)$$

Предлагаемая модель описывает любопытный сценарий проникновения электромагнитного поля в анизотропный сверхпроводник. Как это следует из граничных условий (9), переменная составляющая магнитной индукции на поверхности образца совпадает по величине и направлению с полем $\mathbf{h}(t)$. Согласно уравнениям (7), каждая из компонент магнитной индукции экранируется критическими токами разной плотности. Поэтому по мере проникновения переменного поля в глубь образца происходит изменение пространственной ориентации вектора $\mathbf{B}(x, t)$, а следовательно, и поворот вектора $\mathbf{E}(x, t)$. Это означает, что угол ϕ становится функцией координаты x . Такой поворот вектора $\mathbf{E}(x, t)$ происходит до тех пор, пока одна из компонент (y или z) переменной составляющей магнитной индукции не обратится в нуль. При больших значениях x проникающий переменный магнитный поток оказывается представленным лишь второй, незатухшей, компонентой (z или y). Таким образом, различные компоненты магнитной индукции проникают в анизотропный сверхпроводник на различную глубину.

Это, в конечном счете, и определяет наблюдаемые в эксперименте особенности поведения относительных потерь в функции амплитуды переменного поля.

В. Расчет относительных потерь $q(h_0)$

Расчет относительных потерь $q(h_0)$ в рамках анизотропной модели критического состояния представляет собой достаточно сложную нелинейную задачу. Поэтому в соответствии с условиями эксперимента ее следует упростить, считая, что при $h_0 \ll H$ можно пренебречь зависимостью обеих главных компонент критической плотности тока от переменного магнитного поля. Кроме того, можно пренебречь пространственной зависимостью постоянной составляющей магнитной индукции, поскольку в эксперименте величина постоянного магнитного поля намного превышала поле проникновения H_p . Таким образом, плотности тока $J_{cy}(B_y, B_z)$ и $J_{cz}(B_y, B_z)$ в уравнениях (7) следует заменить их значениями в постоянном поле \mathbf{H} .

Предложенная модель была использована в работе [9] для интерпретации наблюдаемого размерного эффекта в анизотропном сверхпроводнике. В этой работе с целью получить зависимость относительных потерь от амплитуды переменного поля в аналитическом виде было сделано дополнительное упрощение. Вместо зависящего от координаты x угла ϕ между электрическим полем и осью y в уравнение (7) подставлялся постоянный угол θ между вектором \mathbf{h}_0 и осью z . Несмотря на то что такая замена оправдана лишь для изотропных образцов, полученные в [9] результаты качественно соответствовали эксперименту. В настоящей работе мы впервые провели расчет относительных потерь $q(h_0)$ в рамках анизотропной модели критического состояния без привлечения каких-либо неконтролируемых приближений.

Результаты расчета функций $q(h_0)$ при углах $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ изображены сплошными линиями на рис. 8. При расчете такие параметры, как толщина образца, значения критических плотностей тока вдоль главных направлений анизотропии в поле 10 кЭ, принимались соответствующими результатам измерений для сверхпроводящего диска (см. рис. 3). Для сравнения на этом же рисунке штриховыми линиями показаны экспериментальные кривые 1, 3, 5 из рис. 6, полученные для тех же направлений переменного поля. Как и ожидалось, при ориентации \mathbf{h}_0 вдоль главных направлений анизотропии на кривых $q(h_0)$ присутствует один максимум, соответствующий

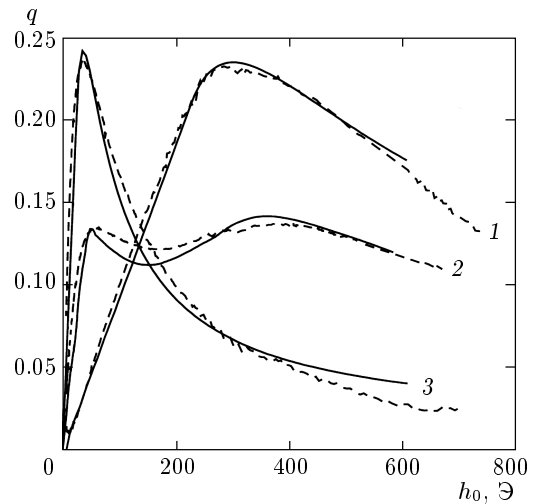


Рис. 8. Расчетные зависимости относительных потерь q от амплитуды переменного магнитного поля h_0 при различных направлениях $\mathbf{h}(t)$: кривая 1 соответствует полю $\mathbf{h}(t)$, ориентированному вдоль оси c ($\theta = 0^\circ$), кривая 2 — $\theta = 45^\circ$, кривая 3 — $\theta = 90^\circ$. Штриховые линии соответствуют результатам измерений потерь в сверхпроводящем диске

ющий проникновению переменного поля в середину образца. При $\theta = 45^\circ$ на расчетной кривой имеются два размерных максимума, каждый из которых связан с проникновением одной из компонент магнитного потока. Качественно такой же результат был получен ранее в работе [9]. Однако в [9] в противоречии с экспериментом при отклонении магнитного поля \mathbf{h}_0 от оси c положение расчетного максимума смещалось в сторону меньших амплитуд h_0 . Благодаря тому что в данной работе правильно учтено пространственное изменение ориентации вектора $\mathbf{E}(x)$, положение и высота максимумов изменяются с ростом угла θ в согласии с экспериментом. В хорошем соответствии с экспериментом оказываются также рассчитанные значения пороговых углов θ , при которых на кривых $q(h_0)$ либо зарождается, либо исчезает второй максимум. Неплохо согласуется с экспериментом и количественное поведение кривых $q(h_0)$ для пороговых углов (см. рис. 9).

Таким образом, предложенная анизотропная модель критического состояния позволяет не только качественно, но и количественно описать большую совокупность электромагнитных свойств жестких сверхпроводников. Она оказывается удобной не только для интерпретации низкочастотных экспериментов, но и для объяснения наблюдаемых особенностей статических кривых намагниченности,

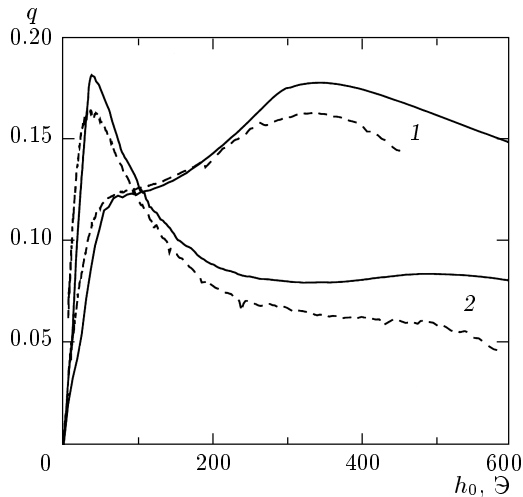


Рис. 9. Расчетные зависимости относительных потерь q от амплитуды переменного магнитного поля h_0 при различных ориентациях $\mathbf{h}(t)$ в окрестности пороговых углов: кривая 1 соответствует полю $\mathbf{h}(t)$, направленному под углом $\theta = 38^\circ$ к оси c , кривая 2 — $\theta = 60^\circ$. Штриховые линии соответствуют эксперименту

обусловленных анизотропией сверхпроводника [10]. Эта модель оперирует простыми феноменологическими параметрами, обладающими ясным физическим смыслом, а именно, компонентами критической плотности тока вдоль главных направлений анизотропии образца. Так же, как и в обычной модели Бина, в нашей модели не рассматривается природа токнесущей способности сверхпроводника и источники ее анизотропии. Есть основания полагать, что модель можно применять как для сверхпроводников, в которых анизотропия имеет кристаллографическое происхождение, так и для образцов с ярко выраженной анизотропией дефектной структуры. Действительно, зависимость относительных потерь $q(h_0)$, измеренная на монокристалле с одним преимущественным направлением границ двойникования (рис. 7), имеет качественно тот же характер, что и в текстурированном образце с осью c в плоскости образца. В обоих случаях имеется одна пара взаимно ортогональных направлений анизотропии в плоскости образца, и предложенная модель (7) принимает во внимание анизотропию именно такого типа. В принципе, не представляет труда обобщить предлагаемую анизотропную модель критического состояния и на сверхпроводники с другой симметрией критической плотности тока.

Авторы благодарят В. Е. Шаповалова за помощь в проведении компьютерных расчетов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российской программы по сверхпроводимости (проекты 100292 и 100199), ИНТАС-РФФИ (проект IR-97-1394) и РФФИ (проект 00-02-17145 и 01-02-6211).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. L. F. Cohen and H. J. Jensen, *Rep. Prog. Phys.* **60**, 1581 (1997).
3. L. W. Conner and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **44**, 403 (1991).
4. A. A. Zhukov, G. K. Perkins, Yu. V. Bugoslavsky, and A. D. Caplin, *Phys. Rev. B* **56**, 2809 (1997).
5. I. M. Babich and G. P. Mikitik, *Phys. Rev. B* **58**, 14207 (1998).
6. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, К. И. Кугель, А. Л. Рахманов, Л. М. Фишер, *ЖЭТФ* **111**, 2158 (1997).
7. B. Rosenstein and A. Knigavko, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 844 (1999).
8. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, J. Mirković et al., *Appl. Supercond.* **2**, 639 (1994).
9. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev, I. F. Voloshin, and V. A. Yampol'skii, *Physica C* **350**, 152 (2001).
10. И. Ф. Волошин, А. В. Калинов, Л. М. Фишер, С. А. Деревянко, В. А. Ямпольский, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 324 (2001).
11. И. Ф. Волошин, Л. М. Фишер, Н. М. Макаров, В. А. Ямпольский, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 225 (1990).
12. L. M. Fisher, V. S. Gorbachev, N. M. Makarov, I. F. Voloshin, V. A. Yampol'skii, N. V. Il'in, R. L. Snyder, J. A. T. Taylor, V. W. R. Amarakoon, M. A. Rodriguez, S. T. Misture, D. P. Matheis, A. M. M. Barus, and J. G. Fagan, *Phys. Rev. B* **46**, 10986 (1992).
13. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
14. I. V. Baltaga, L. M. Fisher, N. M. Makarov, I. F. Voloshin, and V. A. Yampol'skii, *ФНТ* **21**, 411 (1995).
15. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, I. F. Voloshin, I. V. Baltaga, K. V. Il'enko, and V. A. Yampol'skii, *Sol. St. Comm.* **97**, 833 (1996).