

УДК 538.945:538.213

©1995

**СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ  
ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА YBaCuO***Л.Г.Мамсурова, К.С.Пигальский, В.П.Сакун, Л.Г.Шербакова*

Институт химической физики им.Н.Н.Семенова Российской академии наук,  
117977, Москва, Россия  
(Поступила в Редакцию 13 февраля 1995 г.)

Исследовано гистерезисное поведение полевых зависимостей колебательного вклада в динамическую магнитную проницаемость  $\mu\nu(H)$  монокристаллического YBaCuO в диапазоне температур 63–84 К. С целью выявления природы этого эффекта проведено теоретическое рассмотрение структуры вихревой решетки вблизи поверхности монокристалла при наличии сил пиннинга. Выполнены численные расчеты квазиравновесных вихревых структур, точно учитывающие взаимодействие вихрей друг с другом, лондоновским экранирующим током и полем антивихрей. Показано, что все изменения в значениях  $\mu\nu$ , происходящие в процессе ввода и вывода поля, целиком определяются изменением расстояния до первого ряда вихрей от поверхности. Полученные экспериментальные результаты, в том числе наблюдаемый гистерезис  $\mu\nu(H)$ , можно объяснить, если предположить, что первый ряд запиннингованных вихрей расположен ближе к поверхности по сравнению с термодинамическим равновесной конфигурацией, причем при выводе поля это расстояние оказывается меньшим, чем при вводе.

Изучение отклика ВТСП на переменное магнитное поле (как в сочетании с постоянным, так и без него) является предметом исследования большого количества работ, выполненных преимущественно на керамических образцах (см., например, [1–3]), реже на плавленых (например, [4]) и монокристаллических [5–9]. В связи с тем что в результате таких исследований оказывается возможным получить информацию о структуре и динамике вихревой решетки в ВТСП, особый интерес приобретают работы, выполненные на монокристаллах.

В зависимости от используемых методик измеряемыми физическими величинами обычно являются комплексная восприимчивость [5] или проницаемость [6,7], глубина проникновения переменного магнитного поля [8] или поверхностный импеданс [9]. Получаемая в таких исследованиях информация во многом определяется используемым диапазоном частот и амплитуд, а также модельными представлениями, с помощью которых проводится интерпретация экспериментальных результатов.

Наибольшее развитие получили теоретические исследования, выполненные в рамках «континуального» приближения, когда вихревая решетка характеризуется плотностью вихрей, зависящей от расстояния до поверхности образца [6,10–14]. Это приближение справедливо

лишь в области магнитных полей  $H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$  (где  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  — нижнее и верхнее критические поля соответственно), когда расстояние между вихрями много меньше лондоновской глубины проникновения. Как правило, для описания динамики вихрей используются такие феноменологические характеристики, как вязкостные потери или вязкостное сопротивление движению [10,11], а для учета взаимодействия вихрей с центрами пиннинга — такие, как константа Лабуша [6–8,10,11].

Настоящая работа посвящена исследованию отклика монокристалла  $YBaCuO$  на переменное магнитное поле низкой частоты (3 kHz) и малой амплитуды (до 10 Oe) в зависимости от постоянного поля, незначительно превышающего  $H_{c1}$ . Указанные диапазоны частот и амплитуд магнитных полей, а также область рассмотренных температур (63–84 K) определили следующие особенности наших исследований.

1) Теоретический анализ экспериментальных данных в случае малых частот (намного более низких, чем частоты собственных колебаний вихревой решетки) может проводиться в квазистатическом приближении (исследования в аналогичном низкочастотном диапазоне в [15] показали независимость результатов измерений от частоты вплоть до 8 kHz).

2) При изучении отклика вихревой решетки на слабое переменное поле, глубина проникновения которого в образец сравнима с лондоновской глубиной  $\lambda$ , существенным оказывается учет взаимодействия вихрей с поверхностью.

3) В области постоянных полей, не сильно превышающих  $H_{c1}$ , когда расстояние между вихрями сравнимо с  $\lambda$ , расчеты, выполненные в рамках континуального приближения, несправедливы. В этом случае необходимо учитывать дискретный характер вихревой решетки.

4) Кроме того, прямое наблюдение структуры вихрей после охлаждения образца в магнитном поле [16] показало, что даже в полях  $\sim 10$  Oe (ось  $c$  перпендикулярна магнитному полю) в монокристалле  $YBaCuO$  имеет место упорядоченная решетка вихрей. Существование достаточно жесткой вихревой решетки в столь слабых полях позволяет перейти от одновихревой модели к расчетам многовихревых взаимодействий.

5) Следует оговорить, что развитые для чистых сверхпроводников II рода термодинамические подходы [17,18] для расчета структуры вихревой решетки в случае ВТСП могут быть использованы лишь в ограниченной области температур вблизи  $T_c$  (когда кривые намагничивания носят квазиобратимый характер). В области более низких температур необходимость учета в термодинамическом потенциале энергии взаимодействия вихрей с центрами пиннинга приводит к ряду принципиальных трудностей, связанных с сильной зависимостью результатов расчетов от вида этого взаимодействия, который, вообще говоря, неизвестен. Одним из возможных путей решения этой проблемы является поиск квазиравновесных вихревых конфигураций, при которых сумма сил, действующих на каждый вихрь, обращается в нуль.

Таким образом, в настоящей работе впервые ставится и решается задача точного численного расчета структуры вихревой решетки вблизи поверхности монокристалла в рамках модели квазистатической дискретной решетки вихрей при учете взаимодействия вихрей между собой, с antivихрями, лондоновским экранирующим током и центрами пиннинга.

Настоящая работа является продолжением серии наших работ [6,7,19,20], посвященных динамическому отклику вихревой решетки вблизи поверхности ВТСП.

В [6], где впервые были проведены измерения  $\mu$  ас проницаемости  $\mu$  на монокристалле  $\text{YBaCuO}$ , был обнаружен эффект магнитного гистерезиса на зависимости  $\mu(H)$ . Там же было показано, что магнитная проницаемость монокристалла  $\text{YBaCuO}$  может быть представлена в виде суммы трех вкладов

$$\mu = \mu_C + \mu_L + \mu_V.$$

Первый из них линейно зависит от амплитуды переменного поля  $H_1$  и связан с реализацией критического состояния вблизи поверхности сверхпроводника (с входом и выходом вихрей из образца под действием переменного магнитного поля).

Два других вклада  $\mu_L$  и  $\mu_V$  не зависят от амплитуды  $H_1$ . Вклад  $\mu_L = 2\lambda/D$  ( $D$  — толщина образца) возникает вследствие осцилляции лондоновского экранирующего поля и является малой постоянной величиной. Третья составляющая  $\mu_V$  обусловлена индуцированным переменным полем колебательным движением приповерхностных вихрей (расположенных в слое толщиной  $\sim \lambda$ ), захваченный магнитный поток которых меньше кванта  $\phi_0$  и зависит от расстояния до поверхности. В [6,7] показано, что гистерезис  $\mu$  обусловлен необратимостью амплитудно-независимого вклада  $\mu_V$  относительно ввода и вывода магнитного поля.

В настоящей работе экспериментальные полевые и температурные зависимости  $\mu_V$  для монокристаллических образцов  $\text{YBaCuO}$  используются для сравнения с расчетными значениями  $\mu_V$ , и делается вывод относительно расположения вихревой решетки вблизи поверхности.

## 1. Эксперимент

Измерения динамической магнитной проницаемости монокристаллических образцов  $\text{YBaCuO}$  в области температур 63–84 К были выполнены по методике, подробно описанной в [6,7]. Постоянное поле (в диапазоне 0–1 кОе) было приложено параллельно переменному (амплитуда  $H_1 = 0.1$ –10 Ое). Ось  $c$  монокристалла  $\text{YBaCuO}$  ( $T_c = 92$  К) в виде тонкой пластины была ориентирована как вдоль направления  $H$ , так и перпендикулярно ему.

Измерения показали, что в первом случае величина  $\mu$  на порядок меньше, чем во втором, и гистерезис на зависимости  $\mu(H_0)$  практически не проявляется. По-видимому, этот результат является следствием большой анизотропии критического тока, и в дальнейшем будут обсуждаться результаты для случая  $H \perp c$ , для которого гистерезис отчетливо проявляется во всей изученной области полей.

Величину амплитудно-независимого вклада  $\mu_V$  для каждого значения постоянной составляющей магнитного поля  $H_0$  как в процессе его ввода, так и вывода определяли, экстраполируя экспериментальную зависимость  $\mu(H_1)$  к нулевой амплитуде в соответствии с процедурой, подробно описанной в [6,7]. На рис. 1 представлены зависимости  $\mu_V(H_0)$  при увеличении и уменьшении внешнего магнитного поля.

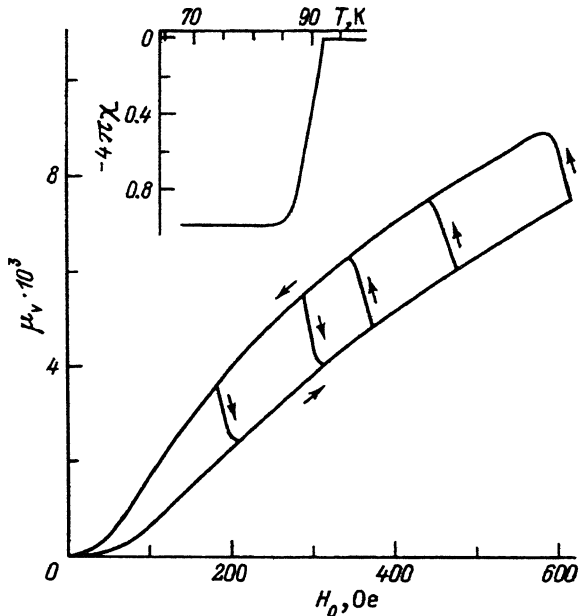


Рис. 1. Изменение с полем амплитудно-независимого вклада  $\mu_V$  в динамическую магнитную проницаемость монокристалла YBaCuO при температуре  $T = 77$  K.

Стрелками показано направление развертки внешнего магнитного поля. На вставке — температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости того же монокристалла ( $H_1 = 3$  Oe,  $H_0 = 0$ ).

Более ярко выраженный гистерезис  $\mu_V(H_0)$  (по сравнению с наблюдавшимся в [6]) связан, по-видимому, с более высокой степенью однородности сверхпроводящих характеристик исследуемого монокристаллического образца. На вставке к рис. 1 показана температурная зависимость магнитной восприимчивости, из которой видно, что образец полностью переходит в сверхпроводящее состояние при понижении температуры от 92 до 87 K.

На рис. 1 также показаны частные петли гистерезиса. Видно, что изменение направления развертки поля приводит к переходу  $\mu_V$  с од-

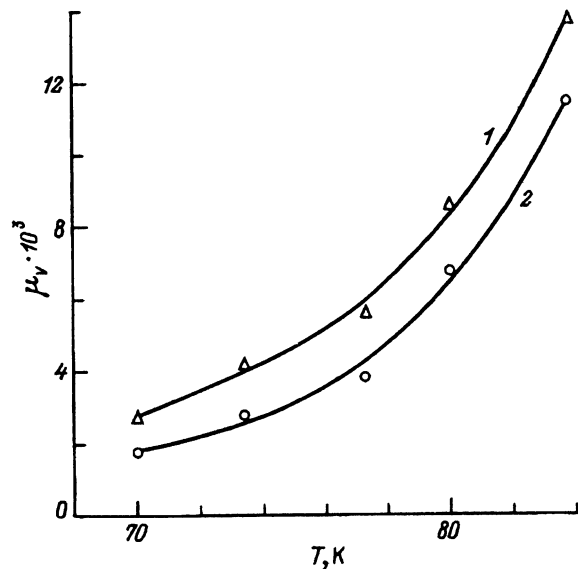


Рис. 2. Изменение с температурой амплитудно-независимого вклада  $\mu_V$  для монокристалла YBaCuO в магнитном поле  $H_0 = 240$  Oe в процессе его ввода (2) и вывода (1).

ной ветви гистерезиса на другую, с переходной областью  $\Delta H \approx 30 \text{ Oe}$ , при этом наклон переходного участка  $\Delta\mu_V/\Delta H_0$  не зависит как от величины  $H_0$ , так и от знака инверсии поля (т.е. от того, в уменьшающемся или увеличивающемся поле получен переходный участок).

На рис. 2 показаны изменения с температурой значений  $\mu_V$ , изменяемых при одном и том же поле  $H_0 = 240 \text{ Oe}$ , как в процессе ввода, так и вывода поля. Видно, что при увеличении температуры  $\mu_V$  растет, в то время как размах гистерезиса остается почти постоянным.

## 2. Теория и обсуждение

В соответствии с используемой нами экспериментальной методикой для образца в магнитном поле  $H = H_0 + H_1 \sin \omega t$  амплитудно-независимый вклад в динамическую магнитную проницаемость определяется, согласно [6], выражением

$$\mu_V = \frac{1}{\pi H_1} \int_0^{2\pi/\omega} dt \cos \omega t \frac{dB_V}{dt}, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота переменного поля,  $B_V(t)$  — та часть магнитной индукции, которая связана с колебательным движением вихрей.

Дальнейшее рассмотрение будем проводить, учитывая геометрию нашего эксперимента (магнитное поле перпендикулярно оси с монокристалла), а также то, что монокристаллический образец имел форму пластинки, плоскость которой параллельна кристаллографической плоскости ( $ab$ ). Эффектами, связанными с конечностью размеров образца, будем пренебрегать.

Выражение для  $B_V$  в толстой пластинке ( $D \gg \lambda$ ) для решетки анизотропных вихрей имеет вид, аналогичный выражению (5) в [6],

$$B_V = \frac{\phi_0}{LD} \sum_i (1 - e^{-\varepsilon_i}), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_i = x_i/\lambda_{ab}$ ,  $x_i$  — расстояние от  $i$ -го вихря до ближайшей поверхности,  $\lambda_{ab}$  — глубина проникновения магнитного поля вдоль оси  $c$ ,  $L$  — ширина пластинки.

В дальнейшем рассмотрим общепринятую модель структуры вихревой решетки вблизи поверхности [17,18]. Согласно этой модели, решетка вихрей представляет собой последовательность параллельных поверхностей рядов с расстоянием  $a$  между вихрями внутри ряда, одинаковым для всех рядов. Соседние ряды сдвинуты относительно друг друга на  $a/2$ , так что образуют вблизи поверхности решетку вихрей, близкую к гексагональной. В такой модели искажения гексагональной решетки, которые имеют место вследствие влияния поверхности или пиннинга, описываются лишь изменением расстояний между рядами, оставляя при этом величину  $a$  неизменной и соответствующей правильной гексагональной решетке (с магнитной индукцией  $B_0$ )

$$a = \left(2\phi_0/\sqrt{3}B_0\right)^{1/2}. \quad (3)$$

Такая картина, разумеется, не справедлива вдали от поверхности жесткого сверхпроводника, где концентрация вихрей сильно отличается от поверхностной.

Подставляя (2) в (1), проводя суммирование по вихрям, принадлежащим одному ряду, и учитывая тот факт, что поле проникает с обеих сторон пластинки, получим

$$\mu_V = -\frac{1}{\pi H_1} \frac{2\phi_0}{Da} \int_0^{2\pi/\omega} \left( \cos \omega t \sum_i \frac{d}{dt} e^{-\varepsilon_i(t)} \right) dt. \quad (4)$$

В пределе малых  $H_1$  функция  $\varepsilon_i(t)$  может быть разложена в ряд

$$\varepsilon_i = \varepsilon_i^0 + \left. \frac{d\varepsilon_i}{dH} \right|_{H=H_0} H_1 \sin \omega t + \dots, \quad (5)$$

где  $\varepsilon_i^0$  — равновесное расстояние от поверхности до  $i$ -го ряда в поле  $H_0$ . Подставляя (5) в (4), получим

$$\mu_V = \frac{2\phi_0}{Da} \sum_i \frac{d\varepsilon_i^0}{dH_0} e^{-\varepsilon_i^0}, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

Таким образом, выражение (6) позволяет рассчитать величину  $\mu_V$ , если известна структура вихревой решетки вблизи поверхности (т.е. расстояния от рядов до поверхности) и ее подвижность при малом изменении внешнего магнитного поля. Эта структура может быть найдена путем решения многомерной системы уравнений баланса сил, действующих на каждый вихрь

$$F_{V-V}(i) + F_{A-V}(i) + F_L(i) + F_P = 0. \quad (7)$$

Силы, действующие на вихрь в  $i$ -ом ряду со стороны всех других вихрей  $F_{V-V}$  и со стороны всех антивихрей  $F_{A-V}$ , были рассчитаны суммированием точных выражений для сил взаимодействия между вихрями  $f_{V-V}$  и между вихрем и антивихрем  $f_{A-V}$  [21]

$$f_{V-V} = -f_{A-V} - \frac{\phi_0}{8\pi^2 \lambda_{ab}^2 \lambda_c} K_1 \left( \frac{\rho}{\sqrt{\lambda_{ab} \lambda_c}} \right),$$

где  $\rho$  — расстояние между взаимодействующими вихрями или вихрем и антивихрем,  $\lambda_0$  — глубина проникновения магнитного поля в плоскости  $ab$ .

Сила со стороны лондоновского экранирующего тока  $F_L$  определялась выражением [21]

$$F_L(i) = -\frac{\phi_0}{4\pi \lambda_{ab}} H e^{-\varepsilon_i^0}.$$

Будем также предполагать, что на все вихри действует одна и та же сила пиннинга [17]

$$F_P = \phi_0 j_c / c, \quad (8)$$

где  $j_c$  — плотность критического тока,  $c$  — скорость света.

Процедура численных расчетов состояла в том, что для выбранных значений параметров  $H_0$ ,  $B_0$ ,  $\lambda_{ab}$ ,  $\lambda_c$  и  $j_c$  варьировались расстояния  $\varepsilon_i^0$  так, чтобы удовлетворить системе уравнений (7). Заметим, что в наших расчетах для данного внешнего поля  $H_0$  мы полагали величину  $B_0$  как равной термодинамически равновесному значению, так и несколько отличающейся от него в небольших пределах.

Остановимся сначала на результатах численных расчетов для частного случая очень слабого пиннинга. В отличие от идеального сверхпроводника II рода (в термодинамически равновесном состоянии) будем считать число вихрей неизменным в процессе модуляции магнитного поля. В какой-то мере это предположение оправдано тем, что в результате процедуры выделения амплитудно-независимого вклада  $\mu\nu$  (подробно описанной в [6]) его величина соответствует пределу  $H_1 \rightarrow 0$ . В случае очень слабого пиннинга, когда на конечном расстоянии от поверхности изменение магнитной индукции вследствие градиента пренебрежимо мало, можно потребовать выполнения помимо равенств (7) дополнительного условия — существования правильной гексагональной решетки в глубине сверхпроводника, т.е. чтобы при  $x_i \gg \lambda_{ab}$   $B_i = B_0$ . При этом плотность магнитной индукции  $B_i$ , соответствующая  $i$ -му ряду вихрей, определялась как

$$B_i = \frac{\phi_0}{a(\varepsilon_{i+1}^0 - \varepsilon_i^0)\lambda_{ab}}. \quad (9)$$

С учетом этого условия проблема определения структуры вихревой решетки имеет единственное решение. Оказалось, что получаемое в результате расчетов расстояние от поверхности до первого ряда  $\varepsilon_1^0$  является очень чувствительным к числу учитываемых в расчетной процедуре взаимодействующих вихревых рядов. Для получения достаточной точности определения  $\varepsilon_1^0$  было необходимо включать в расчет взаимодействие между ближайшими 20–60 рядами в зависимости от величины  $B_0$  (100–600 Ое соответственно).

На рис. 3 показаны полученные в результате численных расчетов расстояния от поверхности до первого ряда, а также между ближайшими к поверхности рядами при изменении разности значений  $H_0 - B_0$ . Из

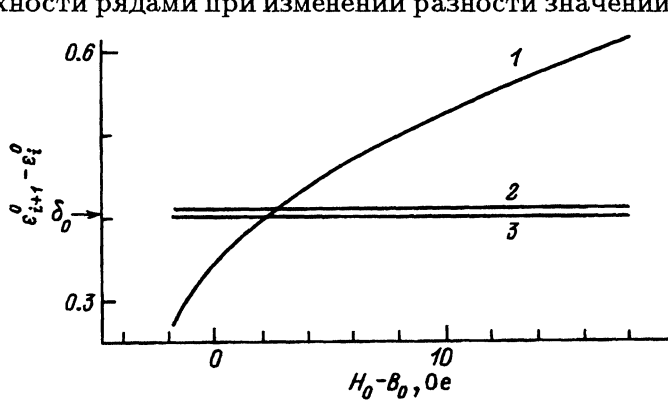


Рис. 3. Зависимость расстояний от поверхности до первого ряда вихрей (1), между первым и вторым (2), вторым и третьим (3) рядами от разности величин  $H_0 - B_0$  для случая  $F_P \rightarrow 0$ ,  $B_0 = 240$  Ое.

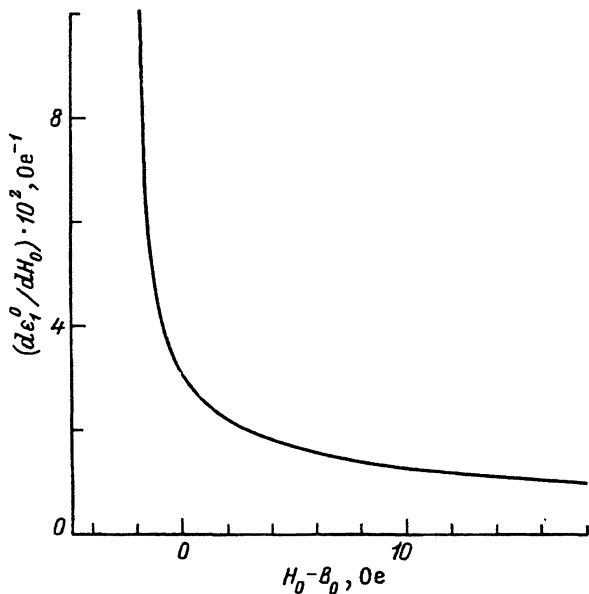


Рис. 4. Подвижность вихревой решетки  $d\varepsilon_1^0/dH_0$  в зависимости от величины  $H_0 - B_0$  для случая  $F_P \rightarrow 0$ ,  $B_0 = 240$  Ое.

приведенных данных следует, что расстояния между рядами остаются почти постоянными и слабо отличаются от соответствующих расстояний в глубине сверхпроводника  $\delta_0 = a\sqrt{3}/2$ . Однако расстояние до первого ряда вихрей от поверхности может быть как значительно больше, так и меньше этой величины.

Рис. 4 демонстрирует соответствующее изменение подвижности вихревой решетки  $d\varepsilon_1^0/dH_0$  по отношению к малым изменениям внешнего поля.

Вычисленные значения  $\varepsilon_i^0$  и  $d\varepsilon_i^0/dH_0$  позволяют определить величину  $\mu_V$  по формуле (6). Последняя может быть записана в виде

$$\mu_V = \frac{2\phi_0}{Da} e^{-\varepsilon_1^0} \frac{d\varepsilon_1^0}{dH_0} \left( 1 + \sum_i e^{-(\varepsilon_i^0 - \varepsilon_1^0)} \right), \quad i = 2, 3, 4, \dots \quad (10)$$

При этом использован тот факт, что все величины  $\varepsilon_i^0 - \varepsilon_1^0$  слабо меняются с изменением  $H_0$ , и поэтому можно полагать  $d\varepsilon_i^0/dH_0 \approx d\varepsilon_1^0/dH_0$ .

Поскольку выражение в скобках в (10) близко к константе, величина  $\mu_V$  почти полностью определяется расстоянием от поверхности до первого ряда. Другими словами,  $\mu_V$  есть функция только одного параметра  $\varepsilon_1^0$  и имеет вид, представленный на рис. 5 сплошной кривой (эта кривая соответствует следующим значениям параметров:  $B_0 = 240$  Ое,  $\lambda_{ab} = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_c/\lambda_{ab} = 5$ ). Данные величины  $\lambda_{ab}$  и анизотропии  $\lambda_c/\lambda_{ab}$  характерны для хороших монокристаллов YBaCuO при температуре 77 К (см., например, [22]).

На этой кривой отмечено значение  $\varepsilon_1^*$ , отвечающее случаю идеального сверхпроводника II рода, для которого величина скачка магнитной индукции на поверхности при данных  $B_0$  и  $\lambda$  составляет 9.5 Ое. Видно, что соответствующее значение  $\mu_V^*$  оказывается лишь примерно в три раза меньше экспериментальных значений  $\mu_V$  при температуре



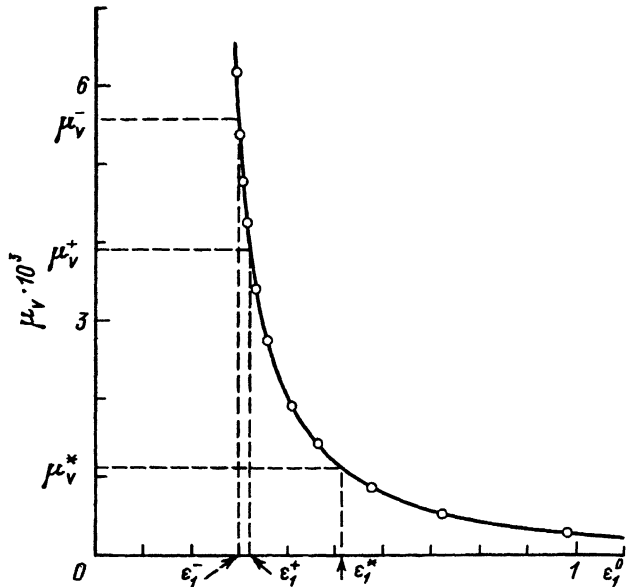


Рис. 5. Зависимость величины  $\mu_V$  от расстояния между поверхностью и первым рядом вихрей  $\varepsilon_1^0$  при  $B_0 = 240$  Ое.

Сплошная кривая — расчет для случая  $F_P \rightarrow 0$ , точки —  $F_P \neq 0$ . Штриховыми линиями обозначены экспериментальные значения  $\mu_V^+$  и  $\mu_V^-$  при вводе и выводе поля ( $H_0 = 240$  Ое) и соответствующие им  $\varepsilon_1^+$  и  $\varepsilon_1^-$ , а также термодинамически равновесное значение  $\varepsilon_1^*$  и соответствующая ему величина  $\mu_V^*$ .

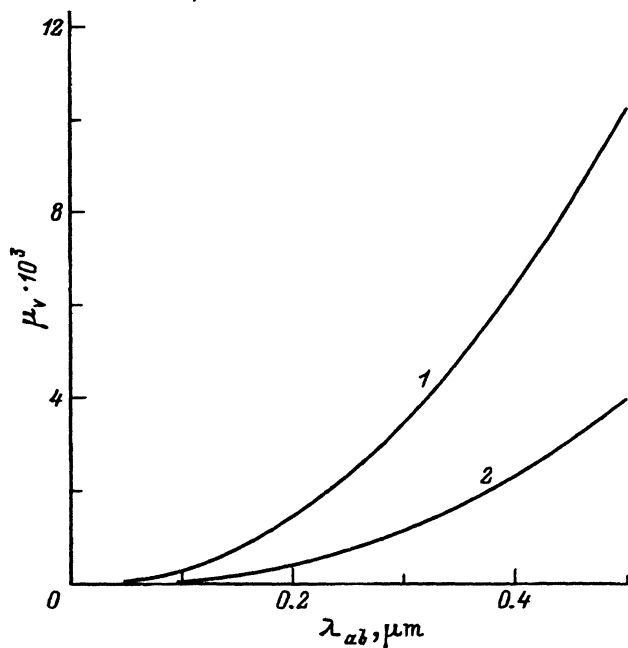


Рис. 6. Зависимость величины  $\mu_V$  от глубины проникновения магнитного поля  $\lambda_{ab}$  для случая  $F_P \rightarrow 0$  ( $B_0 = 240$  Ое.)

1 — величина  $H_0 - B_0$  отвечает сверхпроводнику II рода, 2 —  $H_0 - B_0 = 0$ .

77 К. Аналогичные заключения можно сделать и для других значений температур и  $\lambda$ , построив расчетную зависимость  $\mu_V(\lambda_{ab})$  при фиксированном значении параметров  $B_0$  и  $\lambda_c/\lambda_{ab}$  (рис. 6). На том же рисунке приведена расчетная кривая для частного случая  $H_0 = B_0$ . Сравнивая кривые на рис. 6 с экспериментальными зависимостями  $\mu_V(T)$  (рис. 2), можно видеть, что с ростом температуры (и соответствующим ростом величин  $\lambda$ ) поведение экспериментальных и теоретических зависимостей  $\mu_V(T)$  и  $\mu_V(\lambda_{ab})$  качественно согласуется. Количественное отличие (в пределах одного порядка), по-видимому, связано с влиянием пиннинга в исследованном образце.

Следует отметить, что в рамках использованного выше приближения  $F_P \rightarrow 0$  нельзя также объяснить экспериментально наблюдаемое гистерезисное поведение  $\mu_V$ . Необходимо провести аналогичные расчеты для более реальной ситуации  $F_P \neq 0$ .

Учет силы пиннинга производили согласно выражению (8). При этом величина  $j_c$  определялась из измерений амплитудно-зависимого вклада  $\mu_c$  в динамическую магнитную проницаемость с помощью полученной в [6] формулы (12b)

$$\mu_c = \frac{5H_1}{2\pi j_c(B_s)} \left( \frac{dH_s^*}{dH_0} \right) \left( \frac{dB_s}{dH_0} \right),$$

где  $B_s$  и  $H_s^*$  — магнитная индукция и термодинамическое магнитное поле вблизи поверхности образца соответственно,  $j_c$  — плотность критического тока ( $\text{A}/\text{cm}^2$ ). При  $T = 77 \text{ К}$  и  $H_0 = 240 \text{ Ое}$  величина  $j_c = 4 \cdot 10^3 \text{ A}/\text{cm}^2$ .

Оказалось, что в случае  $F_P \neq 0$  в отличие от сверхпроводника с пренебрежимо малым пиннингом задача определения расстояний между рядами вихревой решетки имеет бесконечное множество близких решений. Неоднозначность решения связана с существованием градиента  $dB/dx$  в глубине сверхпроводника, поэтому использованный ранее критерий ( $B_i = B_0$  при  $x \gg \lambda_{ab}$ ) теперь не может быть применим.

Расчеты  $\varepsilon_i^0$  с учетом сил пиннинга, проведенные для большого числа квазиравновесных структур, показали, что  $\mu_V$  снова является только функцией  $\varepsilon_1^0$ , а зависимость  $\mu_V(\varepsilon_1^0)$  описывается той же самой кривой, которая была получена в пределе бесконечно малого пиннинга при тех же значениях параметров  $B_0$ ,  $\lambda_{ab}$  и  $\lambda_c$  (рис. 5). Этот результат является следствием того, что реальные силы пиннинга, соответствующие экспериментальным значениям  $j_c$  в  $\text{YBaCuO}$  (в исследованном диапазоне температур 63–84 К), оказались по крайней мере на порядок меньше сил межвихревого взаимодействия.

По-видимому, в этих условиях низкочастотное движение вихревой решетки происходит в потенциальной яме, образованной в основном межвихревыми взаимодействиями и взаимодействием с поверхностью, а роль центров пиннинга сводится лишь к понижению энергии этой ямы, что делает критическое состояние устойчивым.

Полученная расчетная зависимость  $\mu_V(\varepsilon_1^0)$  (рис. 5) позволяет определить расстояние от поверхности до первого ряда вихрей для реального образца, сравнивая экспериментальные значения  $\mu_V^+$  и  $\mu_V^-$  в том же поле 240 Ое (в процессе ввода и вывода поля соответственно) с расчетными. Как видно из рис. 5, эти расстояния  $\varepsilon_1^+$  и  $\varepsilon_1^-$  (при вводе и

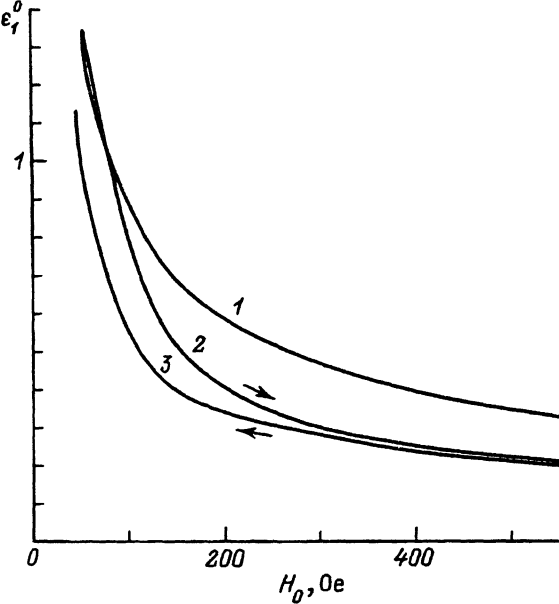


Рис. 7. Расстояние от поверхности до первого ряда вихрей  $\epsilon_1^0$  в зависимости от магнитного поля  $H_0$  для монокристалла  $YBaCuO$  при вводе (2) и выводе (3) магнитного поля, для сверхпроводника II рода при тех же значениях параметров  $\lambda_{ab}$  и  $\lambda_c$  (1).

выводе поля) оказываются меньше, чем соответствующее расстояние  $\epsilon_1^*$  для идеального сверхпроводника II рода, и зависимость  $\epsilon_i^0(H_0)$  испытывает гистерезис по отношению к направлению изменения поля.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что экспериментально наблюдаемый эффект гистерезиса  $\mu_V(H_0)$ , по-видимому, является отражением того факта, что расстояние до первого ряда вихрей при вводе поля больше, чем при его выводе.

Рис. 7 демонстрирует гистерезисное поведение зависимости  $\epsilon_1^0(H_0)$  для монокристалла  $YBaCuO$  в области полей до 550 Oe. Там же для сравнения приведена зависимость  $\epsilon_1^*(H_0)$  для сверхпроводника II рода, рассчитанная для тех же значений  $\lambda_{ab}$  и  $\lambda_c$ , которые характеризуют  $YBaCuO$ .

Видно, что реальные расстояния до первого ряда во всей изученной области полей оказываются меньше, чем соответствующее расстояние для случая сверхпроводника II рода. По-видимому, обнаруженный эффект характеризует особенности пиннинга вихревой решетки приповерхностными дефектами в монокристалле  $YBaCuO$ .

Численный расчет квазиравновесных вихревых конфигураций в приповерхностном слое ВТСП показал, что в случае  $F_P \neq 0$  задача имеет множество близких решений. Эта неоднозначность не позволяет в рамках используемой модели восстановить из первых принципов поведение  $\mu_V(H_0)$  путем численных расчетов. Однако полученные результаты дают возможность сделать несколько полезных заключений.

Во-первых, все изменения в значениях  $\mu_V$ , происходящие в процессе ввода и вывода поля, целиком определяются изменением расстояния до первого ряда вихрей от поверхности ( $\epsilon_1^0$ ). Другими словами, величина  $\mu_V$  оказывается функцией лишь одного параметра  $\epsilon_1^0$ , и вид этой функции нами определен.

Во-вторых, сравнение экспериментальных зависимостей  $\mu_V(H_0)$  с полученными результатами расчета позволяет определить расстояние между поверхностью и первым рядом вихрей (а также позиции других рядов) в сверхпроводнике с пиннингом. Это сравнение показывает, что в монокристалле YBaCuO расстояние до первого ряда меньше термодинамически равновесного и испытывает гистерезис при изменении направления развертки внешнего магнитного поля, причем это расстояние при выводе поля оказывается меньше, чем при вводе.

Авторы благодарят И.Ф.Шеголеву за предоставленный для исследования монокристалла YBaCuO.

Работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований и Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта № 93112.

### Список литературы

- [1] Müller K.-H., Collocott S.J., Driver R., Savvides N. *Supercond. Sci. Technol.* **4**, 325 (1991).
- [2] Ishida T., Goldfarb R.B. *Phys. Rev.* **B 41**, 13, 8937 (1990).
- [3] Shatz S., Shaulov A., Yeshurun Y. *Phys. Rev.* **B 48**, 18, 13871 (1993).
- [4] Fisher L.M., Voloshin I.F., Makarov N.M., Yampol'skii V.A., López-Cruz E., Pérez-Rodríguez F. *J. Appl. Phys.* **75**, 7414 (1994).
- [5] Flippen R.B., Askew T.R., Osofsky M.S. *Physica C* **201**, 391 (1992).
- [6] Mamsurova L.G., Pigalskiy K.S., Sakun V.P., Scherbakova L.G. *Physica C* **200**, 175 (1992).
- [7] Мамсурова Л.Г., Пигальский К.С., Сакун В.П., Шербакова Л.Г. *СФХТ* **5**, 10, 1811 (1992).
- [8] Wu D.H., Sridhar S. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 16, 2074 (1990).
- [9] Berezin V.A., P'ichev E.V., Tulin V.A., Sonin E.B., Tagantsev A.K., Traito K.B. *Phys. Rev.* **B 49**, 6, 4331 (1994).
- [10] Clem J.R., Coffey M.W. *J. Supercond.* **3**, 4, 313 (1992).
- [11] Sonin E.B., Tagantsev A.K., Traito K.B. *Phys. Rev.* **B 46**, 5830 (1992).
- [12] Brandt E.H. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 16, 2219 (1991).
- [13] Matsushita T. *Physica C* **220**, 172 (1994).
- [14] Волошин И.Ф., Горбачев В.С., Савельев С.Е., Фишер Л.М., Ямпольский В.А. *Письма в ЖЭТФ* **59**, 1, 55 (1994).
- [15] Ullmaier H.A. *Phys. Stat. Sol.* **17**, 631 (1966).
- [16] Dolan G.J., Holtzberg F., Feild C., Dinger T.R. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 18, 2184 (1989).
- [17] Шмидт В.В., Мкртчян Г.С. *УФН* **112**, 3, 459 (1974).
- [18] Терновский Ф.Ф., Шехата Л.Н. *ЖЭТФ* **62**, 6, 2297 (1972).
- [19] Mamsurova L.G., Pigalskiy K.S., Sakun V.P., Scherbakova L.G. *Critical Currents in Superconductors* / Ed. H.W.Weber. Singapore-New Jersey-London-Hong Kong (1994). P. 153-156.
- [20] Mamsurova L.G., Pigalskiy K.S., Sakun V.P., Scherbakova L.G. *Physica C* **235-240**, 3225 (1994).
- [21] Де Жен П. *Сверхпроводимость металлов и сплавов*. М. (1968). 280 с.
- [22] Ossandon J.G., Thompson J.R., Christen D.K., Sales B.C., Kerchner H.R., Thomson J.O., Sun Y.R., Lay K.W., Tkaczyk J.E. *Phys. Rev.* **B 45**, 21, 12534 (1992).