

0 724256-1

На правах рукописи

ШАПОШНИКОВА Татьяна Сергеевна

**Нестационарные эффекты в поведении
вихрей в слоистых сверхпроводниках**

01.04.02 - теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

КАЗАНЬ - 2001

Работа выполнена в лаборатории физики перспективных материалов Казанского физико-технического института КНЦ РАН

- Научный руководитель - д.ф.-м.н., профессор
Г.Б.Тейтельбаум
- Официальные оппоненты - д.ф.-м.н., профессор Л.Р.Тагиров
- д.ф.-м.н., профессор В.А.Жихарев
- Ведущая организация - Институт радиотехники и
электроники РАН, г. Москва

Защита состоится «20» декабря 2001 г. в 14³⁰ часов на заседании Диссертационного Совета по присуждению ученых степеней по физике Д 212.81.15 при Казанском государственном университете (Казань, 420008, Кремлевская, 18).

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Казанского государственного университета

Автореферат разослан «20» ноября 2001 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
профессор



М.В.Еремин

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА
КФУ



0000977332

Общая характеристика работы.

Актуальность темы. В настоящее время исследование вихревого состояния сверхпроводников II рода является областью, привлекающей значительное внимание исследователей, прежде всего, с точки зрения практического применения этих сверхпроводников. Новый импульс эта тематика получила в связи с открытием высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП)[1], в которых вихревая фаза занимает значительную область магнитных полей и температур. Важной особенностью ВТСП является слоистое строение этих материалов, которое приводит к изменению структуры вихря, носящего существенно двумерный характер. Такая необычная структура вихря, большие тепловые флуктуации, обусловленные высоким значением критической температуры, а также наличие в образце центров пиннинга приводят к существованию различных вихревых состояний (вихревое стекло, газ двумерных вихрей, вихревая жидкость и т.д.), т.е. к усложнению фазовой диаграммы смешанного состояния [2]. Природа различных вихревых фаз и термодинамических переходов между ними представляет большой фундаментальный и практический интерес, так как при фазовых переходах изменяются динамические характеристики вихревой материи (вязкость, упругость вихрей, величина и функциональная зависимость плотности критического тока и т.д.), имеющие важное значение для применения сверхпроводящих материалов.

Изучение вихревого состояния различными методами дает возможность получить наиболее полную информацию о динамике вихрей в разных областях фазовой диаграммы. Стационарные методы (исследование магнитных свойств при помощи различных магнетометров, локальные измерения намагниченности посредством цепочки холловских датчиков, применение мюонного метода для исследования регулярности вихревой решетки и т.д.) позволяют исследовать медленно протекающие процессы и статические характеристики вихревой материи. Использование переменных магнитных полей (ВЧ-восприимчивость, поглощение микроволнового поля и т.д.) дает возможность получить уникальную информацию о неравновесных процессах и влиянии флуктуаций и шума на динамику вихрей. Однако методы исследования, основанные на использовании переменных магнитных полей, требуют более сложного анализа, в котором учитывалось бы взаимодействие вихрей со всеми полями, участвующими в эксперименте. Таким образом,

рассмотрение моделей динамики вихрей в сверхпроводниках является актуальным. Анализ экспериментальных данных, проведенный на основе этих моделей, дает возможность получить информацию о динамических характеристиках вихрей, а значит сделать шаг в направлении практического применения новых ВТСП.

Большой интерес представляет теоретическое исследование динамики вихрей в различных экспериментальных условиях, а именно, при измерениях, выполненных мюонным методом, методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и микроволнового поглощения (МВП).

Цель диссертационной работы заключается в теоретическом изучении нестационарных эффектов в вихревой системе слоистых сверхпроводников II рода и особенностей экспериментальных данных МВП и ЯМР, обусловленных этими эффектами.

Научная новизна обусловлена следующими основными факторами:

1. В работе впервые найдена плотность распределения магнитного поля в элементарной ячейке вихревой решетки в состоянии соизмеримой фазы, в которой источником пиннинга является внутренняя слоистая структура самого сверхпроводника.

2. Предложена модель движения вихрей в ВТСП, учитывающая распределения полей и токов по образцу и тепловые флуктуации положения вихрей. Модель позволяет объяснять эксперименты по МВП, а именно, зависимости амплитуды гистерезиса МВП от магнитного поля, температуры и амплитуды поля модуляции.

3. Численные расчеты, проведенные на основе предложенной модели, и их сопоставление с экспериментальными зависимостями амплитуды гистерезиса МВП для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_x$, позволяют получить значения динамических параметров вихревой системы и сделать выводы о фазовой диаграмме вихревой системы этих образцов.

4. Впервые рассмотрены условия, при которых в системе 2D-вихрей в слоистом сверхпроводнике появляется мультипликативный шум, приводящий к стохастическому фазовому переходу в системе 2D-вихрей.

Научная и практическая ценность.

Решение задачи о форме сигналов ЯМР в слоистых сверхпроводниках для магнитного поля H , параллельного слоям, позволяет сделать

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА
им. Н. И. Лобачевского
Ижевского гос. университета

вывод о возможности наблюдения "соизмеримого состояния" в слоистых системах. Проведенные оценки показали, что эти эффекты могут наблюдаться в условиях, обычно используемых в ЯМР экспериментах или в экспериментах, выполненных мюонным методом.

Модель, предложенная для описания микроволнового поглощения, делает возможным понимание процессов, происходящих в сверхпроводнике при воздействии на него переменных магнитных полей высокой частоты, и представляет способ интерпретации данных, полученных методом МВП в разных сверхпроводниках II рода. Полученные результаты устанавливают связь динамических характеристик вихревой решетки, таких как вязкость и плотность критического тока, с наблюдаемым гистерезисом микроволнового поглощения.

Сделанные в работе выводы о существовании в системе $2D$ -вихрей мультипликативного шума, приводящего к стохастическому фазовому переходу, представляют интерес с точки зрения экспериментального поиска этих эффектов в сильно слоистых сверхпроводниках.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Исследована соизмеримая фаза вихревой решетки слоистых сверхпроводников. Показано, что плотность распределения локального магнитного поля $n(H)$ в элементарной ячейке вихревой решетки в убывающем внешнем магнитном поле H_a , параллельном слоям, может иметь два максимума, а не один, как предполагалось ранее, что связано с пиннингом вихрей слабо сверхпроводящими слоями.

2. Построена микроскопическая модель динамики вихря, находящегося под комбинированным воздействием переменных магнитных полей различной частоты. Показано, что динамика вихрей существенно определяется тепловыми флуктуациями и локальным распределением полей и токов.

3. Исследованы зависимости гистерезиса МВП от температуры T , магнитного поля H_a и амплитуды поля модуляции. Теоретические расчеты, выполненные для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_x$, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Определен характер пиннинга в различных областях $H_a - T$ фазовой диаграммы.

4. Исследованы условия появления мультипликативного шума в системе $2D$ -вихрей. Показано, что интенсивность этого шума определяется соотношением параметров потенциала пиннинга и потенциала парного взаимодействия $2D$ -вихрей.

5. Предсказан стохастический фазовый переход в системе $2D$ -вихрей. Исследовано его влияние на динамику $2D$ -вихрей. Показана возможность наблюдения этого перехода с помощью измерения поглощения переменного магнитного поля.

Апробация работы.

Материалы диссертации докладывались на следующих конференциях и совещаниях: 4-th international conference "Materials and Mechanisms of Superconductivity: High-Temperature Superconductors" (M2S-V), Beijing, Feb.28 - Mar.4, 1997.; International conference "Spectroscopies in Novel Superconductors" (SNS'97), Boston, September 14-18, 1997; 17th General Conference of the Condensed Matter Division (CMD17 - JMC6), Grenoble, August 25-29, 1998; первой и второй Всероссийских школах молодых ученых "Актуальные проблемы магнитного резонанса и его приложений". Казань. 1997 и 1998; 32 Всероссийском совещании по Физике низких температур (ФНТ-32), Казань, 3-6 октября 2000г.

Публикации. Результаты диссертации опубликованы в 8 работах. Из них: 5 статей и 3 - тезисы докладов конференций.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем диссертации составляет 104 страницы, включая 22 рисунка и список цитированной литературы из 91 наименования.

Содержание работы.

Во введении обоснована актуальность работы, определены основные цели и задачи работы, перечислены положения, выносимые на защиту.

Первая глава - обзорная. Она посвящена рассмотрению особенностей вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках.

В первом параграфе дано введение в феноменологическую теорию сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау [3].

Динамические свойства системы вихрей описаны во втором параграфе [2].

В третьем параграфе рассмотрены источники "беспорядка" в системе вихрей, а именно, дефекты структуры, тепловые флуктуации положения вихрей, макроскопические квантовые флуктуации и слоистая внутренняя структура. Показано, что отличия параметров ВТСП от

параметров низкотемпературных сверхпроводников приводят к повышению роли флуктуаций в ВТСП.

В четвертом параграфе описаны экспериментальные методы исследования статических свойств вихревой решетки - ядерный магнитный резонанс (ЯМР), дифракция нейтронов, мюонный метод.

В пятом параграфе описаны экспериментальные методы исследования динамики вихрей - локальные (например, исследование намагниченности при помощи цепочки датчиков Холла и использование ЭПР-пробы, перемещаемой по поверхности сверхпроводника) и нелокальные (измерения гистерезиса намагниченности, высокочастотная восприимчивость, микроволновое поглощение).

Во второй главе исследованы особенности распределения магнитного поля в сверхпроводниках в условиях пиннинга слоями.

В первом параграфе рассмотрена так называемая "соизмеримая" фаза вихревой решетки, в которой для внешнего магнитного поля H_a , параллельного слоям, пиннинг вызван внутренней слоистой структурой самого сверхпроводника [4].

Во втором параграфе для сверхпроводника, находящегося в "соизмеримой" фазе, записано уравнение Лондонов [5]:

$$H - \lambda_c^2 \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} - \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \Phi_0 \sum_{p,l} \delta(z - Z_0 p) \delta(x - X_0(p + ql)) \quad (1)$$

Здесь H - локальное магнитное поле; λ_{ab} и λ_c - глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник вдоль и поперек сверхпроводящих слоев соответственно; Φ_0 - квант магнитного потока; p и l - целые числа; $\delta(x)$ - дельта-функция; X_0 и Z_0 - расстояния между вихрями вдоль и поперек слоев; $q < 1$ - относительное смещение двух близлежащих слоев вихрей; ось x лежит в плоскости слоя и перпендикулярна \mathbf{H} , а ось z - перпендикулярна слоям. В состоянии соизмеримой фазы Z_0 фиксировано и не меняется при изменении внешнего поля.

Общее решение уравнения (1) - значение локального магнитного поля в произвольной точке элементарной ячейки вихревой решетки $H(x, z)$. Функция $H(x, z)$ является периодической вдоль двух направлений, поэтому ее можно разложить в ряд по векторам обратной решетки и, используя уравнение (1), найти ее фурье-образ h_{kn} . Подставив затем h_{kn} в фурье-разложение функции $H(x, z)$ и просуммировав по векторам обратной решетки, находим $H(x, z)$.

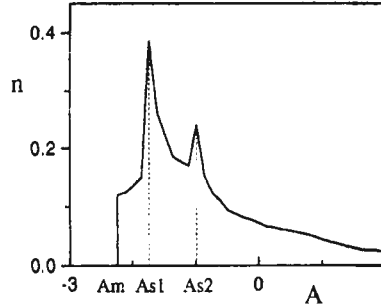


Рис. 1: Зависимость $n(A)$ для вихревой решетки в слоистых сверхпроводниках во внешнем поле, для которого реализуется ромбическая вихревая решетка ($q = 0.5$): безразмерная величина A связана с локальным значением поля H ($A \simeq 6 \cdot (H - H_a)/H_{c2}^0(T)$); A_m - минимальное значение A ; A_{S1} и A_{S2} - значения A , соответствующие полям в двух разных седловых точках поверхности $H(x, z)$.

Далее показано, что некоторые типы вихревых решеток могут появиться только в слоистых сверхпроводниках в убывающем магнитном поле в случае, когда Z_0 фиксировано.

Расчеты магнитных полей для разных точек элементарной ячейки вихревой решетки были проведены методом быстрого фурье-преобразования (FFT). Для каждой вихревой решетки суммирование проводилось по $(2N - 1)^2$ вихрям с $N = 128$. Найдено значение локального поля в 4096 точках элементарной ячейки - квадратная матрица H_{pl} . После нахождения элементов матрицы H_{pl} , имеющих максимальное H_M и минимальное H_m значения, интервал полей от H_m до H_M разбивался на 50 отрезков и подсчитывалось число элементов матрицы H_{pl} , значения которых лежат в каждом из этих отрезков. По полученным данным строились графики $n(H)$, где $n(H)$ - плотность распределения локального магнитного поля в элементарной ячейке вихревой решетки. Как было показано, например, в [6], вид $n(H)$ совпадает с формой сигнала ЯМР и сигнала, измеряемого мюонным методом.

Третий параграф посвящен анализу результатов численных расчетов $n(H)$ по формулам, полученным во втором параграфе, для различных форм вихревых решеток, которые образуются в сверхпроводнике в убывающем магнитном поле. При уменьшении поля H_a от значения H_0 будут происходить следующие изменения формы сигнала $n(H)$: оди-

ночный пик, который наблюдается и в не слоистых сверхпроводниках и соответствует решетке, состоящей из равносторонних треугольников (в осях $x-z\lambda_c/\lambda_{ab}$), расщепится на два пика, расстояние между которыми будет возрастать и достигнет максимального значения в поле $H_a = H_{\text{крит}}$ (см.Рис.1), которое приблизительно в 3.56 раза меньше, чем H_0 , после чего сигнал уширится. Максимальное расщепление пиков, по приведенной в работе оценке, имеет порядок $H_{c1}^{ab}/6$. Для $H_a < H_{\text{крит}}$ модуль сжатия вихревой решетки $c_{66} < 0$, поэтому из-за отталкивания вихрей решетка становится неустойчивой, и особенности Ван-Хова размываются.

Далее в третьем параграфе предложена схема эксперимента для наблюдения соизмеримой фазы вихревой решетки мюонным методом.

В четвертом параграфе перечислены основные результаты, полученные в данной главе.

Третья глава посвящена теоретическому исследованию особенностей динамики вихрей в ВТСИ, которые проявляются в процессе измерения нерезонансного микроволнового поглощения (МВП) при помощи стандартной ЭПР методики.

В первом параграфе рассмотрены особенности проникновения переменных магнитных полей, имеющих разную частоту, в сверхпроводник II рода.

Далее сформулирована модель, описывающая динамику вихря в присутствии трех переменных магнитных полей: медленно меняющегося поля H_a ($H_{c1} \ll H_a \ll H_{c2}$), поля модуляции h_m , имеющего частоту 100кГц, и микроволнового поля h_1 с частотой 9.4 ГГц. Записано уравнение движения вихря:

$$m\ddot{\mathbf{u}} + \eta\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{F}_p(\mathbf{u}) + [(\mathbf{j}(H_a, h_m) + \mathbf{j}_1 e^{i\omega_1 t}) \times \Phi_0 \mathbf{k}] + \mathbf{f}_{th}(\mathbf{u}, t), \quad (2)$$

где \mathbf{u} - смещение вихря от центра пиннинга, m - масса единицы длины вихревой линии, η - вязкость единицы длины вихря. \mathbf{F}_p - возвращающая сила пиннинга, определяемая потенциалом пиннинга U_p ($\mathbf{F}_p = -\partial U_p / \partial \mathbf{u}$), Φ_0 - квант магнитного потока, \mathbf{k} - единичный вектор, направленный вдоль вихря, $\mathbf{f}_{th}(\mathbf{u}, t)$ - случайная сила Ланжевена, описывающая термические флуктуации положения вихря.

Показано, что в отличие от ранее обсуждавшихся моделей, созданных для описания необратимого МВП, предложенная модель учитывает, во-первых, тепловые флуктуации положения вихрей и, во-вторых, распределения токов и полей в образце, которые меняются с частотой

модуляции. Так как частоты изменения полей отличаются друг от друга на несколько порядков величин, то решение уравнения движения - смещение вихря от центра линнинга ищется в виде суммы трех слагаемых:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_o(\mathbf{r}, t) + \mathbf{u}_{th}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{u}_1(\mathbf{r})e^{i\omega_1 t} \quad (3)$$

где $\mathbf{u}_o(\mathbf{r}, t)$ - равновесное положение вихря, определяемое потенциалом линнинга и локальным значением плотности тока $\mathbf{j}(H_o, h_m)$, $\mathbf{u}_{th}(\mathbf{r}, t)$ - смещение от положения равновесия в результате случайных тепловых флуктуаций, $\mathbf{u}_1(\mathbf{r})e^{i\omega_1 t}$ - смещение вихря под действием микроволнового тока. Вихрь колеблется с микроволновой частотой около положения $\dot{\mathbf{u}} = \dot{\mathbf{u}}_o(\mathbf{r}, t) + \dot{\mathbf{u}}_{th}(\mathbf{r}, t)$. Для простоты мы полагаем, что вероятность тепловых флуктуаций описывается нормальным распределением со среднеквадратичным смещением $\langle u^2 \rangle$. В этом приближении найдено решение уравнения движения (2).

Второй параграф посвящен расчету микроволновой мощности, поглощаемой в образце в процессе измерения сигнала при помощи стандартной ЭПР методики. Показано, что поглощение носит нерезонансный характер и определяется высокочастотными колебаниями вихрей. Смещение вихря под действием микроволнового тока \mathbf{j}_1 имеет следующий вид:

$$\mathbf{u}_1 = \frac{[\mathbf{j}_1 \times \Phi_0 \mathbf{k}]}{i\eta\omega_1 - \frac{\partial E_p}{\partial \mathbf{u}} |_{\dot{\mathbf{u}}}} \quad (4)$$

Ангармонизм потенциала линнинга $U_p(u)$ приводит к тому, что колебания вихрей с микроволновой частотой u_1 промодулированы по амплитуде с частотой модуляции ω_m , поэтому микроволновое поглощение $P = 1/2 \text{Re}([\mathbf{j}_1 \times \Phi_0 \mathbf{k}] \dot{\mathbf{u}}_1)$ также промодулировано по амплитуде.

Далее в этом параграфе рассмотрен механизм гистерезиса МВП, который наблюдается при изменении направления протяжки медленно меняющегося магнитного поля, создающего вихри в образце. Показано, что источником гистерезиса является сдвиг фаз на π сигналов поглощения для возрастающего и убывающего полей [7]. Поэтому фурье-компоненты поглощения на частоте модуляции P^{ω_m} , измеряемые в эксперименте, имеют для возрастающего и убывающего полей примерно одинаковые значения, но противоположные знаки.

При высоких температурах становятся важными тепловые флуктуации положения вихрей ($u_{th} \neq 0$), которые приводят к тому, что равновесное положение вихря u_0 становится случайной величиной $u_0 + u_{th}$.

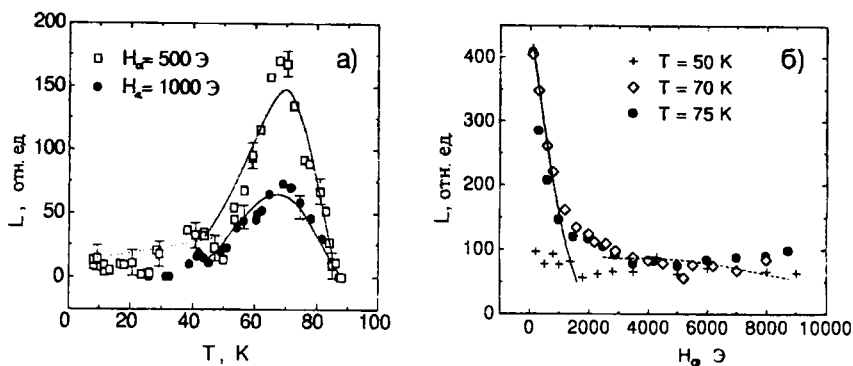


Рис. 2: Зависимость амплитуды гистерезиса L в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ от температуры (а) и магнитного поля (б). В расчетах использовались различные функции $j_c(H_a)$, взятые из [2]. На рисунке (а) пунктирная линия соответствует режиму пиннинга одиночных вихрей, сплошные - режиму пиннинга малых связок. На рисунке (б) пунктирная линия соответствует режиму пиннинга больших связок, сплошная линия - режиму пиннинга малых связок вихрей.

поэтому случайной величиной становится фаза сигнала амплитудной модуляции смещения u_1 и фаза амплитудной модуляции сигнала поглощения P . Из-за разброса фаз мощность поглощения на частоте модуляции P^m уменьшается по абсолютному значению, а значит уменьшается и амплитуда гистерезиса.

В третьем параграфе получены конкретные выражения для амплитуды гистерезиса МВП в приближении синусоидального потенциала пиннинга. Амплитуда гистерезиса МВП $L = P^m \uparrow(H_a) - P^m \downarrow(H_a)$ определяется как разность сигналов поглощения микроволновой мощности на частоте модуляции для медленно возрастающего и убывающего полей H_a . Показано, что зависимость амплитуды гистерезиса L от температуры, постоянного магнитного поля и амплитуды поля модуляции определяются соответствующими функциональными зависимостями вязкости вихревой решетки $\eta(T)$, плотности критического тока $j_c(H_a, T)$ и среднеквадратичным смещением вихря под действием температуры $\langle u^2(T) \rangle$:

$$L \simeq C \cdot \frac{j_c^2(H_a, T) H_a^{1/2}}{\eta^{7/2}(T)} \exp\left(-\frac{8\pi^2 \langle u^2 \rangle}{a^2}\right). \quad (5)$$

Константа C определяется только формой образца и не зависит от магнитного поля H_a и температуры T .

В четвертом параграфе проводится сравнение результатов численных расчетов, выполненным по формулам третьего параграфа, с экспериментальными зависимостями амплитуды гистерезиса от температуры, магнитного поля и амплитуды поля модуляции. Наблюдается хорошее соответствие теории и эксперимента (см. Рис.2). В результате подгонки получены следующие значения констант: верхний предел для смещения вихрей под действием тепловых флуктуаций и нижний предел вязкости: $\sqrt{\langle u^2 \rangle} \leq 150 \text{ \AA}$ и $\eta_0 \geq 10^{-6} \text{ Нс.м}^{-2}$ при $T = 75 \text{ К}$, которые согласуются с теми же величинами, измеренными другими методами.

Таким образом, данную теорию можно использовать для анализа фазовой диаграммы вихревой системы, так как в качестве одного из параметров подгонки теории к эксперименту используются функциональные зависимости $j_c(H_a, T)$, которые изменяются при переходе от одного режима линнинга к другому [2].

В пятом параграфе перечислены основные результаты, полученные в данной главе.

Четвертая глава посвящена изучению мультипликативного шума в вихревой системе сильно слоистых сверхпроводников. Такое исследование, с одной стороны, представляет интерес само по себе, так как теория стохастических процессов в настоящий момент достаточно развита, и идет интенсивный поиск физических приложений этой теории. С другой стороны, рост мультипликативного шума выше порогового значения может привести к стохастическому фазовому переходу, что может вызвать существенные изменения характеристик системы, поэтому интересно проследить за физическими проявлениями фазового перехода в системе вихрей.

В первом параграфе изложены элементы теории стохастических фазовых переходов. Дано описание различных типов шумов и показано их влияние на стационарную функцию распределения - стационарное решение стохастического дифференциального уравнения (СДУ) движения [8].

Во втором параграфе теоретически показано, что в сильно слоистых сверхпроводниках II рода может существовать мультипликативный шум, связанный со взаимодействием $2D$ -вихрей.

Как следует из вида структуры сильно слоистых сверхпроводников, сверхпроводящие слои чередуются в них с несверхпроводящими прослойками, поэтому вихревая линия даже в области низких полей и температур состоит из $2D$ -вихрей, которые связаны между собой

джозефсоновскими контактами. С увеличением магнитного поля возрастает взаимодействие вихрей, расположенных в одной сверхпроводящей плоскости, и под действием различных флуктуаций линейный вихрь распадается на отдельные $2D$ -вихри. Если запиннигованный $2D$ -вихрь находится в (n) проводящей плоскости, а свободный вихрь из $(n-1)$ или $(n+1)$ плоскостей случайно окажется вблизи запиннигованного, то между свободным и зацепленным вихрями возникнет сила притяжения, которую можно описать потенциалом парного взаимодействия $U_{\text{взаим}}(u) = (U_1/d_1^3) \cdot u^2 \cdot (2u - 3d_1)$ при $0 \leq u \leq d_1$, т.е. представить участком кубической параболы, параметры которой подобраны таким образом, чтобы сила взаимодействия между вихрями была бы равна нулю при $u = 0$, $u = d_1$ - в центре ямы и на ее границе, а глубина ямы равнялась бы $U_1 = kT_d$, где T_d - температура, при которой линейный вихрь распадается на отдельные $2D$ -вихри. Так как положение свободного $2D$ -вихря флуктуирует, то положение потенциальной ямы $U_{\text{взаим}}(u)$ относительно центра пиннинга меняется случайным образом. В работе рассмотрена упрощенная модель, в которой предполагается, что "свободный" $2D$ -вихрь может занимать только 2 положения относительно закрепленного: над центром вихря 0 и на расстоянии d_1 от него, причем моменты времени, в которые происходит появление свободного вихря в точках 0 и d_1 , определяются случайным образом.

Если по сверхпроводнику пропускать транспортный ток J , то уравнение движения $2D$ -вихря, находящегося в потенциале пиннинга $U_p(u) = 4U_0 u^2/d^2$ (U_0 - глубина потенциальной ямы, а d - ее пространственный размер) и взаимодействующего со свободными $2D$ -вихрями, расположенными в соседних проводящих CuO_2 плоскостях, имеет вид:

$$\eta \mathbf{u} = [\mathbf{J} \times \Phi_0] - \frac{\partial}{\partial \mathbf{u}} (U_p(\mathbf{u}) + U_{\text{взаим}}(\mathbf{u}) \cdot \xi_t). \quad (6)$$

Здесь \mathbf{u} - смещение вихря от положения равновесия, η - вязкость $2D$ -вихря, $\mathbf{F}_L = [\mathbf{J} \times \Phi_0]$ - сила Лоренца, ξ_t - гауссовый белый шум.

В третьем параграфе проведена оценка характерных времен изменения вихревой системы: времени эволюции вихря к стационарному состоянию $t_{\text{макро}}$ и времени корреляции $t_{\text{корр}}$, которое служит мерой быстроты случайных флуктуаций свободных вихрей. Показано, что для монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ в магнитном поле $H > 1\text{кЭ}$ среднюю можно считать быстро флуктуирующей, т.е. $t_{\text{корр}} \ll t_{\text{макро}}$.

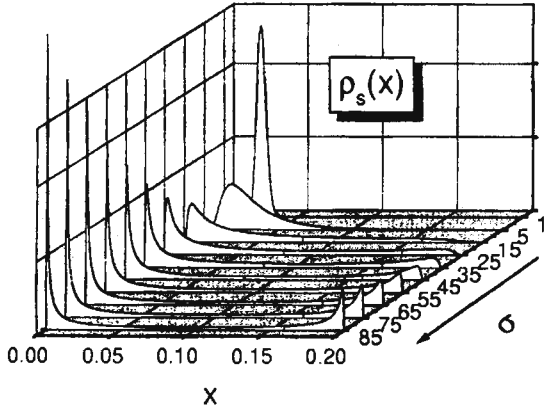


Рис. 3: Стационарная плотность вероятности $\rho_s(x)$ для $j = 0.025$, $\alpha = 5$ и для 10 значений интенсивности мультипликативного шума $\sigma = 1, 5, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75$ и 85.

Уравнение (6) в безразмерных единицах имеет вид:

$$\frac{\partial x}{\partial \tau} = j - x + \sigma \cdot \left(\frac{1}{\alpha} - x \right) \cdot x \cdot \xi_\tau, \quad (7)$$

где $x = u/d$, $\tau = t/t_{\text{микро}}$, $j = t_{\text{макро}} F_L / (\eta d) = d \cdot F_L / (8 \cdot U_0)$, $\alpha = d/d_1$, $\beta = U_0/U_1$, а

$$\sigma = \frac{3\alpha^3}{4\beta} = \frac{3 \cdot d^3 \cdot U_1}{4 \cdot d_1^3 \cdot U_0}, \quad (8)$$

где σ - амплитуда мультипликативного шума ξ_τ , которая определяется отношением параметров потенциальной ямы пиннинга и подвижной ямы, описывающей взаимодействие запиннингованного 2D-вихря со свободными вихрями.

В четвертом параграфе получено стохастическое дифференциальное уравнение движения запиннингованного 2D-вихря в присутствии мультипликативного шума. Показано, что характер границ стохастического процесса определяется внешним током и различен для трех областей: $j = 0$, $0 < j < j_{\text{крит}} = 1/\alpha$ и $j \geq j_{\text{крит}}$. Граница $x = b_2 = 1/\alpha$ является естественной границей при $j < 1/\alpha$ и притягивающей при $j > 1/\alpha$. Что же касается левой границы интервала $x = b_1 = 0$, то

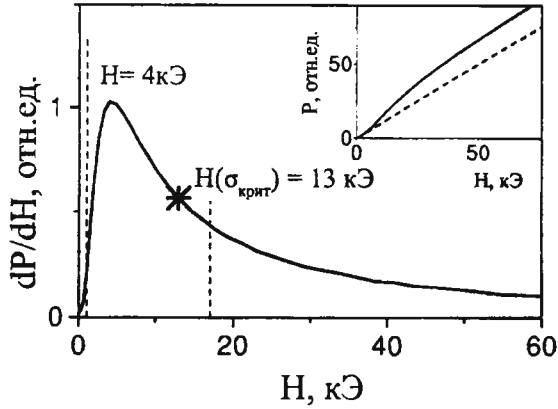


Рис. 4: Производная поглощаемой $2D$ -вихрями мощности P переменного магнитного поля, H - постоянное магнитное поле. На систему $2D$ -вихрей действует мультипликативный шум с интенсивностью σ . Поле $H = 4$ кЭ, в котором $\partial P/\partial H$ имеет максимум, меньше, чем поле, в котором происходит стохастический фазовый переход $H(\sigma_{\text{крит}})$. Пунктирными линиями на рисунке выделен интервал магнитных полей ($1 \text{ кЭ} < H < 17 \text{ кЭ}$), в котором применима данная теория.

На вставке - зависимость мощности P переменного магнитного поля от H в присутствии (сплошная линия) и в отсутствии (пунктирная линия) мультипликативного шума.

характер ее резко меняется в зависимости от параметра j . При $j = 0$ стационарная плотность вероятности не нормируется и имеет особенность в точке $x = 0$ (см., например, [8]). При $j \neq 0$ ($j \geq 0$) граница $x = 0$ становится естественной. Это значит, что при переходе от $j > 0$ к $j < 0$ плотность вероятности около точки $x = 0$ за время $t_{\text{микро}} = 10^{-10}$ с перетекает из области $x > 0$ в область $x < 0$.

Для гармонического потенциала пиннинга и потенциала парного взаимодействия, который смоделирован участком кубической параболы, получено решение СДУ. Это решение является стационарным решением уравнения Фоккера-Планка, а его экстремумы представляют собой равновесные состояния системы.

На Рис.3 показано изменение стационарной плотности вероятности $\rho_s(x)$, которое наблюдается при изменении интенсивности мультипликативного шума от $\sigma = 1$ до $\sigma = 85$ при $\alpha = 5$ и $j = 0.025$. Из рисунка видно, что при $\sigma = 1$ функция $\rho_s(x)$ имеет один резкий максимум в

точке $x_1 \approx x_0 = 0.025$. т.е. существует одно равновесное положение вихря. С ростом интенсивности шума происходит расплывание пика $\rho_s(x)$, и положение равновесия смещается в направлении $x = 0$. При $\sigma = 25$ ($\sigma > \sigma_{\text{крит}}$) вблизи правой границы интервала (0,0.2) появляется второй максимум функции $\rho_s(x) - x_3$, т.е. появляется второе равновесное состояние вихря, а значит наблюдается стохастический фазовый переход. С ростом шума $\sigma > \sigma_{\text{крит}}$ максимумы становятся более резкими, и при $\sigma \rightarrow \infty$ $\rho_s(x_1) \approx 2 \cdot \rho_s(x_3)$.

Таким образом, показано, что рост интенсивности мультипликативного шума приводит в системе $2D$ -вихрей к стохастическому фазовому переходу. Определены области значений параметров (α , β и j), при которых возможен индуцированный шумом фазовый переход.

В пятом параграфе проведено обсуждение возможностей экспериментального наблюдения стохастического фазового перехода. Показано, появление мультипликативного шума приводит к немонотонной полевой зависимости $\partial P / \partial H$ (см. Рис.4), где P - мощность переменного магнитного поля, поглощаемая вихрями, H - постоянное магнитное поле, создающее вихри.

На Рис.4 показана производная поглощаемой вихрями мощности по полю $\partial P / \partial H$ как функция этого поля H , рассчитанная для сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ с использованием следующих значений параметров: $d = 200 \text{ \AA}$, $d_1 = 40 \text{ \AA}$ и $U_1 = 30 \text{ K} = 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$. Параметры d , d_1 и U_1 не зависят от поля H . Глубина ямы пиннинга имеет слабую полевую зависимость $U_0 \approx 1/\sqrt{H}$. С учетом этих особенностей показано, что рост постоянного магнитного поля H приводит к росту интенсивности шума, а значит - к росту поглощения мощности P .

В шестом параграфе перечислены основные результаты, полученные в данной главе.

В заключении перечислены результаты и выводы диссертационной работы, которые состоят в следующем:

1. В рамках лондоновской модели вычислено распределение магнитного поля, создаваемого решеткой вихрей внутри слоистого сверхпроводника, который находится в состоянии соизмеримой фазы. Показано, что плотность распределения поля в элементарной ячейке вихревой решетки существенно зависит от внешнего магнитного поля, с уменьшением которого один максимум плотности распределения расщепляется на два, затем расщепление возрастает, после чего максимумы сильно

уширяются.

2. Теоретически изучена нелинейная динамика вихрей в условиях, когда на сверхпроводник действуют переменные магнитные поля разной частоты. Показано, что существенное влияние на локальную динамику оказывают тепловые флуктуации положения вихрей, а также распределения магнитного поля и плотности тока, которые меняются с частотой модуляции внешнего поля при условии, что эта частота меньше частоты депиннинга.

3. На основе предложенной модели рассчитано поглощение микроволновой мощности в сверхпроводнике II рода, которое наблюдается в условиях, обычно используемых в ЭПР измерениях. Получены зависимости амплитуды гистерезиса МВП от температуры, магнитного поля и амплитуды модуляции постоянного поля.

4. На основе полученных зависимостей интерпретированы результаты измерений гистерезиса МВП в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_x$. Показано, что при $T \leq 50$ К наблюдается режим пиннинга одиночных вихрей. При более высоких температурах имеет место пиннинг вихревых связок.

5. Теоретически изучены условия появления мультипликативного шума в системе $2D$ -вихрей. Показано, что этот шум связан с парным взаимодействием $2D$ -вихрей, а его интенсивность определяется параметрами потенциала этого взаимодействия и потенциала пиннинга.

6. Показано, что рост интенсивности мультипликативного шума приводит к стохастическому фазовому переходу. Определены параметры, при которых возможен индуцированный шумом фазовый переход. Показано также, что в области магнитных полей, где критический ток близок к нулю, существование мультипликативного шума приведет к значительному усилению поглощения мощности переменного магнитного поля.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Шапошникова Т. Особенности распределения магнитного поля в сверхпроводниках в условиях пиннинга слоями.// ФНТ.- 1995.- Т.21.N.10.- С.1035-1039.

2. Talanov Yu., Shaposhnikova T., Vashakidze Yu., Khasanov R. The irreversible microwave absorption as a probe of vortex state in oxide superconductors.// J.Phys.Chem.Solids.- 1997.- V.59.- P.2166-2167.

3. Talanov Yu., Shaposhnikova T., Vashakidze Yu., Khasanov R. Vortex

Phase Diagram in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ via the MMWA Hysteresis.// Physica C.- 1997.- V.282-287.- P.2159-2160.

4. Shaposhnikova T., Vashakidze Yu., Khasanov R., Yu. Talanov. Peculiarities of the vortex dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ single crystals as revealed by irreversible microwave absorption.// Physica C.- 1998.- V.300.- P.239-249.

5. Shaposhnikova T., Vashakidze Yu., Talanov Yu. Investigation of the vortex dynamics in BiSrCaCuO single crystals via MMWA Absorption.// 17th General Conference of the Condensed Matter Division European Physical Society (CMD 17 - JMC 6): Book of Abstracts.- Grenoble (France), 25-29 August 1998.- P.16.

6. Вашакидзе Ю.В., Таланов Ю.И., Шапошникова Т.С. Исследование механизмов гистерезиса магнитных свойств сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$.// 32 Всероссийское совещание по физике низких температур (НТ-32): Тезисы докладов секции "Сверхпроводимость". - Казань, 3-6 октября 2000.- С.58-59.

7. Шапошникова Т.С. Стохастический фазовый переход в вихревой системе в ВТСП.// 32 Всероссийское совещание по физике низких температур (НТ-32): Тезисы докладов секции "Сверхпроводимость". - Казань, 3-6 октября 2000.- С.80-81.

8. Шапошникова Т. Влияние мультипликативного шума на неравновесные свойства вихрей в слоистых сверхпроводниках.// ФНТ.- 2001.- Т.27, N 7.- С.743-751.

Цитированная литература

- [1] Bednorz J.G., Muller K.A. Possible high - T_c superconductivity in Ba-La-Cu-O.// Z.Phys.- 1986.- v.64.n.1.- p.189-191.
- [2] Blatter G., Feigel'man V.M., Geshkenbein V.B., Larkin A.I. and Vinokur V.M. Vortices in high-temperature superconductors // Rev.Mod.Phys. - 1994.- v.66.n.4.- p.1125-1388.
- [3] Гинзбург В.Л., Ландау Л.Л. К теории сверхпроводимости.// ЖЭТФ.- 1950. - т.20.- с.1064-1082.
- [4] Ivlev B.I., Kopnin N.V., and Pokrovsky V.L. Shear instabilities of a vortex lattice in layered superconductors// J. Low Temp. Phys.- 1990.- v.80.N.3/4.- p.187-196.
- [5] London F., London H. The Electromagnetic Equations on the Superconductor// Proc. Roy. Soc. A.- 1935.- v.149. n.866.- p.70-87.
- [6] Белоусов Ю.М., Горбунов В.Н., Смида В.П., Фесенко В.И. Изучение свойств сверхпроводников II рода мюонным методом // УФН.- 1990.- т.160.в.11.- с.55-101.
- [7] Kim Y.W., de Graaf A.M., Chen J.T., Freidman E.J., and Kim S.H. Phase reversal and modulated flux motion in superconducting thin films// Phys.Rev.B.- 1972.- v.6.n.3.- p.887-893.
- [8] Хорстемке В., Лефевр Р. Индуцированные шумом переходы. - М.:Мир. 1987.- 400 с.

May

2-

*Отпечатано в ООО «СИДДХИ-СЕКЬЮРИТИ».
Казань, ул. Журналистов, 1/16, офис 211. Тел. (8432) 76-74-59
Лицензия №0130 от 1.07.98 г. Заказ № 430.
Тираж 100 экз. Бумага офсетная. Печать – ризография.*