

## ИМПУЛЬСНЫЙ ФОТОИМПЕДАНСНЫЙ ОТКЛИК ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ В СМЕШАННОМ СОСТОЯНИИ

А. Д. Семенов\*

Московский педагогический государственный университет  
119882, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 января 1999 г.

Приведены результаты исследования импульсного фотоимпедансного отклика, иными словами, изменения в реальном времени импеданса, вызванного оптическими импульсами фемтосекундной длительности, в сверхпроводящих пленках, переведенных в смешанное состояние внешним магнитным полем параллельным оси с пленки. В состоянии пленок, характеризующемся нулевым сопротивлением постоянному электрическому току, магнитное поле приводило к росту величины отклика более быстрому, нежели ожидавшемуся благодаря вкладу магнитных вихрей в импеданс сверхпроводника, обладающего  $s$ -симметрией спаривания электронов. Показано, что эффект соответствует увеличению эффективной плотности состояний квазичастиц в смешанном состоянии сверхпроводника, обладающего  $d$ -симметрией спаривания. В нулевом магнитном поле, однако, величина отклика увеличивалась при низких температурах, отклоняясь тем самым от предсказания обеих моделей. Обсуждаются возможные причины такой особенности в зависимости величины отклика от температуры.

PACS: 74.25.Gz; 74.25.Nf; 74.60; 74.76.Bz

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время было предложено несколько различных механизмов фотоимпедансного отклика сверхпроводящих пленок, основанных на взаимодействии оптических фотонов с вихрями магнитного поля. Сюда относятся активированные электромагнитным излучением перескоки вихрей между близлежащими центрами пиннинга (flux-creep) [1], вязкое течение вихрей (flux-flow) [2] или рождение с последующим распариванием пар вихрь–антивихрь [3]. Насколько нам известно, ни один из этих механизмов не был до сих пор обнаружен экспериментально. Одним из препятствий к экспериментальному обнаружению такого рода эффектов является отсутствие понимания того, как квант оптического излучения мог бы взаимодействовать с вихрем как целым, оставляя окружающую вихрь область сверхпроводника невозмущенной. Резонансное взаимодействие менее энергичных квантов терагерцового излучения с квазичастицами, локализованными в области ядра вихря, наблюдалось [4] в пленках  $\text{YBaCuO}$ . Оптические кванты, энергия которых значительно больше, чем энергетическая щель сверхпроводника и характерный масштаб энергий связанных состояний квазичастиц в ядрах вихрей, в равной мере взаимодействуют с куперовскими парами и квазичастицами. В этом случае неболометрический импедансный отклик пленки в сверхпрово-

\*E-mail: semenov@rpl.mpgu.msk.su

дующем состоянии удовлетворительно описывается [5] вариациями в реальном времени плотности сверхпроводящего конденсата, а в резистивном состоянии — с использованием эффективной температуры электронов и температурной зависимости сопротивления пленки в области сверхпроводящего перехода [6]. Фотоотклик, обязанный оптически активированной релаксации градиента плотности магнитных вихрей, наблюдался [7] в пленках YBaCuO. Авторы, однако, утверждают, что первичный эффект оптического излучения сводился все-таки к нагреву пленки. Косвенным образом присутствие вихрей может все же влиять на величину фотоотклика, поскольку наличие вихрей модифицирует импеданс пленки в сверхпроводящем состоянии.

В настоящей работе исследуется фотоимпедансный отклик эпитаксиальных пленок YBaCuO в смешанном состоянии, созданном внешним магнитным полем. Показано, что экспериментально обнаруженная зависимость величины отклика от магнитного поля слишком сильна, для того чтобы быть следствием вклада вихрей в импеданс изотропного сверхпроводника с  $z$ -симметрией спаривания электронов. Результаты объясняются модификацией плотности состояний квазичастиц в смешанном состоянии сверхпроводника, обладающего  $d$ -симметрией спаривания электронов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДЕТАЛИ

Эпитаксиальные пленки YBaCuO толщиной 90 нм напылялись на подложки алюмината лантана ( $\text{LaAlO}_3$ ) так, что ось  $c$  пленок была перпендикулярна поверхности подложки. Из пленок литографировались структуры, представлявшие собой мостики длиной 50 мкм и шириной 5 мкм, присоединенные к покрытым золотой пленкой контактным площадкам. Удельное сопротивление образцов при комнатной температуре составляло  $7 \cdot 10^{-6}$  Ом·м и линейно уменьшалось с убыванием температуры, достигая величины  $3 \cdot 10^{-6}$  Ом·м при температуре, незначительно превышающей температуру сверхпроводящего перехода. Температура и ширина сверхпроводящего перехода образцов составляли соответственно 92 К и 1.8 К. При температуре жидкого азота плотность сверхпроводящего критического тока образцов составляла  $1.8 \cdot 10^6$  А·см $^{-2}$ . Образцы помещались в оптический криостат, имевший возможности для регулировки температуры в пределах от комнатной до 4 К и создания регулируемого постоянного магнитного поля величиной до 4 Тл. Магнитное поле создавалось сверхпроводящими катушками Гельмгольца и было направлено параллельно оси  $c$  пленки. Лазерная система, включавшая импульсный титан-сапфировый лазер с активной фазовой синхронизацией и селектор импульсов, обеспечивала последовательность импульсов излучения длительностью 100 фмс на длине волны 0.8 мкм с частотой повторения 2.6 МГц. Система регистрации фотоотклика образца состояла из пружинных высокочастотных контактов, электрического тройника, широкополосного усилителя и стробоскопического осциллографа. Время переходной характеристики всей цепи составляло 37 пс. Лазерный луч фокусировался на образце в пятно диаметром 40 мкм. Количественные измерения мощности излучения, поглощенного образцом, проводились с помощью самого же образца, который для этого поддерживался при температуре сверхпроводящего перехода и выступал в качестве болометра с известными (температурная крутизна, быстродействие), заранее измеренными параметрами. Постоянная времени болометрического отклика наших образцов составляла 13 нс, что находится в соответствии как с толщиной пленок, так и с опубликованными ранее [8] результатами. Это позволило определить мак-

симальную плотность энергии излучения, поглощенного образцом, как  $15 \text{ мкДж}\cdot\text{см}^{-2}$  в пересчете на один импульс. Для измерения зависимости фотоотклика образцов от магнитного поля они охлаждались до требуемой температуры в поле равном нулю.

При поглощении импульса оптического излучения образцом импеданс последнего изменяется. При наличии тока смещения, текущего через образец, это приводит к возникновению между его концами электрического сигнала  $S(t)$  импульсного типа. Сигнал  $E(t)$ , наблюдаемый на экране осциллографа, связан с величиной и формой электрического импульса между концами образца, однако им полностью не определяется, а зависит также от переходной характеристики цепи регистрации. Электрические импульсы на образце длительностью меньшей, чем переходное время цепи регистрации, искажаются, так что ни величина, ни форма их не воспроизводится сигналом на экране осциллографа. Ситуация заметно упрощается, если форма электрического импульса на образце фиксирована. В этом случае величина сигнала в его максимуме пропорциональна (с постоянным коэффициентом) максимальному отклонению импеданса образца от своего равновесного значения. Если к тому же максимальное изменение импеданса мало по сравнению с равновесным значением, а величина зависящей от времени части полного тока в цепи регистрации мала по сравнению с током смещения, величина наблюдаемого сигнала в максимуме  $M$  может быть представлена в следующем виде:

$$M = \max [E(t)] = \max \left[ \int_0^t S(\tau) K(t - \tau) d\tau \right] = k \max [S(t)], \quad (1)$$

$$S(t) = I \left[ R(t) - \frac{d}{dt} L(t) \right].$$

Здесь  $K(t)$  представляет собой переходную характеристику цепи регистрации,  $I$  — ток смещения, а  $R(t)$  и  $L(t)$  — зависящие от времени сопротивление и индуктивность образца. Фактор  $k$  зависит как от формы электрического импульса на образце, так и от переходной характеристики цепи регистрации. Он, однако, остается неизменным, если соблюдены перечисленные выше условия. Поскольку импеданс сверхпроводящей пленки в смешанном состоянии имеет сложную частотную зависимость, описание становится более компактным, если воспользоваться преобразованием Фурье выражения (1):

$$S_\omega = I(R_\omega - j\omega L_\omega) = I [\text{Re}(Z_\omega) - j \text{Im}(Z_\omega)], \quad (2)$$

где  $Z_\omega$  — комплексный частотно-зависящий импеданс образца, а  $\omega$  — угловая частота. В предельном случае тонкой пленки,  $d \ll \lambda_L$  ( $d$  — толщина пленки,  $\lambda_L$  — лондоновская глубина проникновения магнитного поля), импеданс можно выразить с использованием комплексной глубины проникновения магнитного поля  $\lambda_\omega$  как  $Z_\omega = j\omega\mu_0(\lambda_\omega)^2/d$ . Выражение (2) сводится в этом случае к

$$S_\omega = \omega\mu_0 I \frac{l}{wd} \{ \text{Im}(\lambda_\omega^2) + j \text{Re}(\lambda_\omega^2) \}, \quad (3)$$

где  $\mu_0$  — магнитная восприимчивость вакуума а  $l$ ,  $w$  и  $d$  — длина, ширина и толщина образца. Для анализа экспериментальных результатов мы моделировали в рамках различных теорий изменения  $\lambda_\omega$ , возникающие при поглощении образцом оптического импульса, а затем рассчитывали, используя обратное преобразование Фурье, максимальные значения сигналов, которые, в свою очередь, сопоставляли с измеренными величинами.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

## 3.1. Экспериментальные результаты

При всех температурах ниже критической температуры сверхпроводящего перехода, если сопротивление образца постоянному току было равно нулю, а ток смещения и плотность энергии оптических импульсов были достаточно малы, мы наблюдали типичные биполярные сигналы фотоотклика (см. [6] и ссылки в этой работе), многократно описанные в литературе и объясненные изменением кинетической индуктивности сверхпроводящей пленки под действием оптического излучения. Типичный наблюдавшийся в эксперименте сигнал представлен на рис. 1 вместе с модельной кривой, полученной с помощью изложенного в предыдущем разделе формализма (подгоночные параметры обсуждаются ниже в тексте). Сигнал состоит из симметричной положительной компоненты длительностью 75 пс и отрицательной компоненты, время релаксации которой несколько превышает время нарастания. Осцилляции в области затухания негативной компоненты, вероятно, обязаны своим происхождением рассогласованию импедансов между образцом и высокочастотными прижимными контактами. Положительная амплитуда сигнала, которую мы определяем как величину сигнала в максимуме отклонения положительной компоненты от базовой линии, при не слишком большом токе смещения и достаточно малой энергии оптических импульсов увеличивается пропорционально обеим этим величинам, в то время как форма сигнала не изменяется. Мы будем в дальнейшем называть режим, соответствующий этому интервалу энергий импульсов и токов, линейным режимом. Увеличение тока или энергии импульсов, выходящее за границы интервала линейности, приводит к появлению в составе сигнала болометрической компоненты, обладающей гораздо большим, наносекундным, временем релаксации. Появление в отклике болометрической компоненты коррелировало с появлением сопротивления постоянному току, хотя последнее происходило при не-

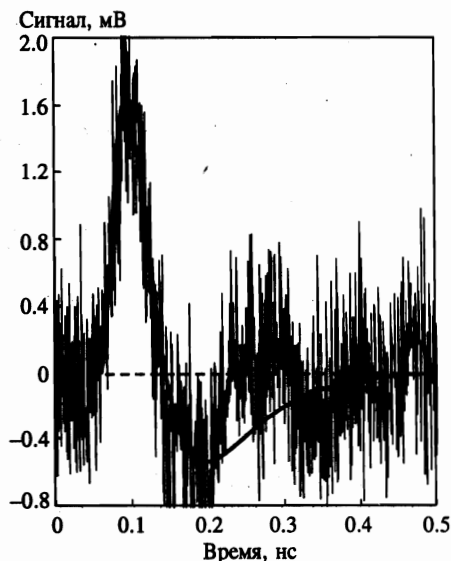


Рис. 1. Типичный сигнал фотоотклика, наблюдавшийся в нулевом магнитном поле при температуре 70 К и токе смещения 1 мА. Сплошная линия показывает результат моделирования. Штрихом показан нулевой уровень сигнала

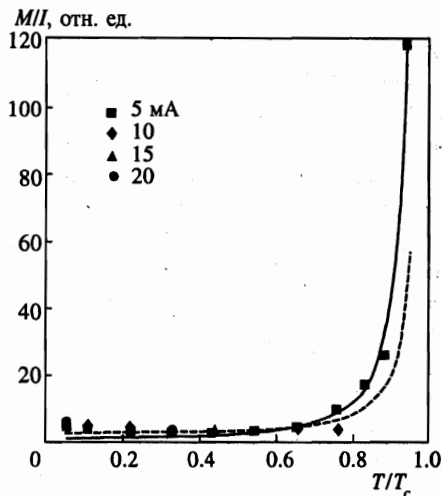


Рис. 2

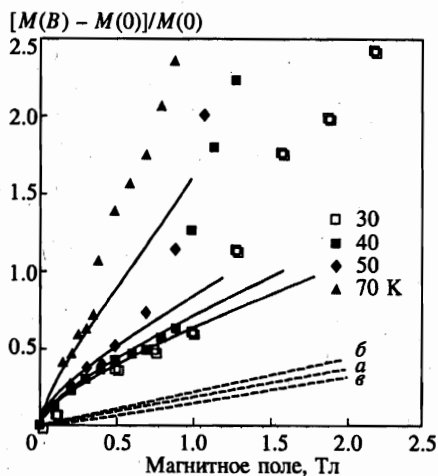


Рис. 3

Рис. 2. Температурная зависимость амплитуды отклика, нормированного на ток смещения. Результаты получены в нулевом магнитном поле при различных токах. Сплошная и штриховая линии показывают результаты расчетов соответственно для  $d$ - и  $s$ -симметрии спаривания

Рис. 3. Нормированная амплитуда отклика при разных температурах как функция магнитного поля. Сплошные линии показывают результаты расчета с использованием формулы (9) и со значениями параметров, обеспечивающими наилучшее совпадение расчета с экспериментом. Штриховые линии показывают результат расчета для  $s$ -сверхпроводника при температуре 50 К. В этом случае в целях наглядности рассчитанные значения амплитуды отклика умножены на 5. Приведены следующие предельные случаи:  $a$  — вихри неподвижны;  $b$  — вихри захвачены на центрах пиннинга, но способны совершать колебания;  $e$  — вихри дополнительно к случаю  $b$  участвуют в крипе и вязком течении

сколько большем токе или плотности энергии импульса. После того как через образец, охлажденный в нулевом магнитном поле, был хотя бы раз пропущен достаточно большой ток (обычно несколько десятков миллиампер), наблюдался слабый отклик в отсутствие смещения с полярностью противоположной полярности отклика при наличии смещения. Циклирование тока смещения между положительным и отрицательным значениями приводило к гистерезисному изменению величины отклика, причем гистерезисная петля становилась шире при понижении температуры.

В нулевом поле при понижении температуры положительная амплитуда линейного отклика значительно уменьшалась (см. рис. 2), однако при температуре около  $0.35T_c$  убывание сменялось незначительным ростом, продолжавшимся до низшей (около 4 К) доступной в эксперименте температуры. Необходимо отметить, что наблюдавшиеся при низких температурах изменения (рост) сигнала хотя и были малы, но значительно превосходили точность измерений и надежно воспроизводились. Эта особенность не зависела от тока смещения до тех пор, пока он оставался достаточно малым для реализации линейного режима отклика во всем интервале температур. Рост амплитуды отклика при

низких температурах представляется весьма интригующей особенностью, поскольку в рамках простейших моделей амплитуда кинетического отклика принимается пропорциональной обратной плотности сверхпроводящего конденсата. Включение магнитного поля приводило в конечном счете к увеличению амплитуды отклика, хотя в области малых магнитных полей (меньше или порядка 0.2 Тл) мы наблюдали гистерезис амплитуды, когда магнитное поле увеличивалось от нуля до некоторой величины, а затем уменьшалось до нулевого значения. Зависимость нормированной амплитуды положительной компоненты от магнитного поля показана на рис. 3 для различных температур образца. При каждой температуре ток смещения выбирался настолько малым, чтобы, с одной стороны, обеспечить линейность отклика в максимально возможном магнитном поле, а с другой — обеспечить чувствительность, достаточную для регистрации отклика в нулевом поле. В области промежуточных магнитных полей амплитуда отклика возрастала с полем сублинейно, в то время как форма его оставалась неизменной. При дальнейшем увеличении магнитного поля в зависимости амплитуды отклика от поля появлялся перегиб, имевший место при определенной для каждой температуры величине магнитного поля. Наклон зависимости в области перед перегибом увеличивался с ростом температуры. Величина магнитного поля, соответствующая перегибу, разделяла линейный режим, имевший место в меньших полях, и режим, при котором одновременно появлялись болометрическая компонента в отклике и сопротивление постоянному току. Поскольку болометрический отклик пленок ВТСП достаточно хорошо изучен и выходит за рамки настоящей работы, мы сосредоточимся здесь на линейном отклике, который по совокупности таких признаков, как малая величина и быстрота, может быть бесспорно идентифицирован как неболометрический. Величина наклона нормированной амплитуды отклика в функции магнитного поля в области промежуточных полей (0.6–1.5 на одну теслу), очевидно, значительно превышает предсказания теорий, развитых для сверхпроводящих материалов с изотропным параметром порядка и  $s$ -симметрией спаривания электронов. Действительно, в этом случае уменьшение плотности сверхпроводящего конденсата, вызванное образованием магнитных вихрей, и соответствующее увеличение нормированной амплитуды отклика должно быть порядка  $B/B_{c2}(T)$ , что составляет 0.05 на одну теслу, даже если принять наименьшее из опубликованных значение второго критического поля для пленок YBaCuO. В следующем разделе мы обсудим, как иная симметрия спаривания и анизотропия энергетической щели могут повлиять на темп роста амплитуды отклика в магнитном поле.

### 3.2. Взаимодействие оптических фотонов с магнитными вихрями

В ранних работах [1, 2] возможность депиннинга одиночного магнитного вихря при взаимодействии его с оптическим фотоном интуитивно связывалась с количественной близостью двух характерных энергий — энергии фотона и потенциала пиннинга. Эти величины, однако, имеют различный физический смысл. Энергия фотона — это микроскопическая величина, характеризующая процесс взаимодействия фотона и электрона, в то время как потенциал пиннинга — это термодинамический параметр, характеризующий силу связи вихря в целом с центром пиннинга и использующийся в том числе для описания динамического равновесия между свободными и связанными вихрями при конечной температуре. Таким образом, корректное описание депиннинга вихря одним фотоном возможно только при указании микроскопического механизма, который обеспечивал бы перераспределение энергии фотона между всеми электронами, принимающими участие в образовании вихря или, иными словами, в экранировании маг-

нитного потока, связанного с вихрем. За исключением концепции локального нагрева, которая обсуждалась в цикле работ Кадина с сотрудниками (см., например, [3]), такого механизма ни в упомянутых выше работах, ни позже предложено не было. В случае депиннинга за счет локального нагрева критический временной масштаб задается временем термализации электронов  $\tau_{th}$ , которое в YBaCuO имеет величину порядка 1 пс [9] и практически не зависит от температуры. Мы не будем здесь принимать во внимание нагрев фононов, который происходит существенно медленнее и приводит к значительно меньшему увеличению температуры. Поскольку длительность оптического импульса в нашем эксперименте была много меньше чем  $\tau_{th}$ , можно считать, что те фотоны отдельного оптического импульса, которые поглотились в образце, поглотились одновременно. Локальный нагрев имеет место, когда среднее расстояние между фотонами  $a_\lambda = (h\nu/\epsilon_0)^{1/2}$  ( $h\nu$  — энергия фотона,  $\epsilon_0$  — плотность энергии оптического импульса) оказывается значительно больше, чем длина диффузии электронов за время термализации  $L_T = (D\tau_{th})^{1/2}$ , где  $D$  — коэффициент диффузии электронов. В противоположном предельном случае,  $L_T > a_\lambda$ , поглощенные в образце фотоны равномерно нагревают электроны. Оценки с использованием усредненного значения  $0.5 \text{ Тл} \cdot \text{К}^{-1}$  [10] температурной крутизны второго критического магнитного поля при температуре сверхпроводящего перехода дают коэффициент диффузии электронов  $3 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  и, соответственно, длину диффузии 150 Å, что значительно больше и диаметра ядра вихря, и расстояния между слоями кристаллической структуры вдоль оси  $c$ . Последняя величина задает минимальную длину фрагмента вихря, который еще может смещаться квазинезависимо. Локальный нагрев, таким образом, может быть разумно эффективен в создании дополнительного количества вихрей, способных к вязкому течению через образец, только в том случае, если среднее расстояние между фотонами совпадает со средним расстоянием между вихрями, а плотность вихрей не очень велика. Как бы привлекательна ни была концепция оптического депиннинга, плотность энергии импульса  $0.1 \text{ мкДж} \cdot \text{см}^{-2}$ , которая разграничивает режимы локального и однородного нагрева, остается много меньше чем чувствительность, достигнутая в современных экспериментах с фемтосекундными оптическими импульсами. Поэтому при обсуждении результатов настоящего эксперимента мы будем считать нагрев электронов однородным и предположим, что эффективная температура электронов и плотность сверхпроводящего конденсата однозначно соответствуют друг другу и связаны стационарным соотношением в пределах временного интервала от  $\tau_{th}$  до времени электрон-фононного взаимодействия. Момент достижения положительной компонентой сигнала своей максимальной величины как раз попадает в определенный таким образом временной интервал.

В отсутствие магнитных вихрей глубина проникновения магнитного поля не зависит от частоты в пределах, определенных обратной продолжительностью оптического импульса, и является обычной статической лондоновской глубиной проникновения  $\lambda_L \approx f^{-1/2}$ , где  $f$  — относительная плотность сверхпроводящего конденсата. Фотоимпедансный отклик оказывается в этом случае чисто индуктивным и не должен зависеть от магнитного поля по крайней мере до тех пор, пока величина магнитного поля не будет близка к величине первого критического поля и вихри не начнут проникать в образец. Такой отклик в литературе принято называть откликом, связанным с изменением кинетической индуктивности (kinetic inductance photoresponse).

В том случае, когда магнитные вихри в образце присутствуют, они могут давать вклад в изменение импеданса образца при облучении его оптическими импульсами несколькими способами.

а) Магнитные вихри уменьшают плотность сверхпроводящего конденсата на величину, соответствующую количеству квазичастиц, которые заключены в нормальных ядрах вихрей. В изотропном сверхпроводнике с  $s$ -симметрией спаривания это приводит к зависимости глубины проникновения магнитного поля от магнитного поля в соответствии с выражением  $\lambda_L \propto (1 - B/B_{c2})^{-1/2}$ .

б) Уменьшение плотности сверхпроводящего конденсата, вызванное поглощением фотонов, приводит к перераспределению плотности экранирующего тока, который течет вокруг ядра вихря. Эффективный размер вихря возрастает, и это изменяет величину возвращающей силы, которая удерживает вихрь на центре пиннинга. Поскольку на вихрь непрерывно действует сила Лоренца, обусловленная током смещения, внезапное изменение возвращающей силы приводит к возникновению демпфированных колебаний вихря около центра пиннинга. Такие колебания дают вклад и в мнимую, и в действительную части импеданса образца.

в) Оптический импульс создает кратковременное однородное повышение электронной температуры. Поскольку депиннинг носит активационный характер, повышение температуры приводит к увеличению числа вихрей, покидающих в единицу времени центры пиннинга, а также делает возможными локальные перемещения фрагментов вихрей (крип магнитного потока). Образовавшиеся таким образом избыточные подвижные вихри или их фрагменты перемещаются по образцу до тех пор, пока не будут захвачены тем же самым или близлежащим центром пиннинга. Термически активированный крип и течение потока дают вклад главным образом в действительную часть изменения импеданса образца.

Авторы работы [11] предложили следующее общее выражение для зависящей от частоты глубины проникновения, которое учитывает все перечисленные выше механизмы:

$$\lambda_\omega^2 = \frac{\lambda_L^2 - j\delta_\nu^2/2}{1 + 2j\lambda_L^2/\delta_{nf}^2} \quad (4)$$

Эффективные длины  $\delta_\nu$  и  $\delta_{nf}$  соответствуют вкладу в импеданс вихрей и неспаренных электронов, а  $\lambda_L$  описывает вклад сверхпроводящего конденсата. Эти три параметра могут быть представлены как

$$\lambda_L^2 = \frac{\lambda_{L0}^2}{f}, \quad \delta_{nf}^2 = \frac{2\rho_n}{\mu_0\omega(1-f)}, \quad \delta_\nu^2 = \frac{2B\Phi_0}{\mu_0\omega\eta} \frac{\varepsilon + (\omega\tau_0)^2 + j(1-\varepsilon)\omega\tau_0}{1 + (\omega\tau_0)^2}, \quad (5)$$

$$\tau_0 = \frac{\eta}{k_p} \frac{I_0^2(\nu) - 1}{I_0(\nu)I_1(\nu)}, \quad \varepsilon = \frac{1}{I_0^2(\nu)}, \quad \nu = \frac{U}{2k_B T},$$

где  $\lambda_{L0}$  — лондоновская глубина проникновения при нулевой температуре в отсутствие магнитного поля,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $\rho_n$  — удельное сопротивление материала в нормальном состоянии,  $\eta$  — вязкость, описывающая движение вихрей под действием силы Лоренца,  $k_p$  — удельная возвращающая сила,  $U$  — потенциал пиннинга, а  $I_0$  и  $I_1$  — модифицированные функции Бесселя первого рода. Двухжидкостное приближение приводит к следующим зависимостям параметров от магнитного поля и температуры:

$$f = \left(1 - \left(\frac{T}{T_{c2}}\right)^4\right) \left(1 - \frac{B}{B_{c2}(T)}\right), \quad B_{c2}(T) = B_{c2}(0) \frac{1 - (T/T_{c2})^2}{1 + (T/T_{c2})^2}, \quad (6)$$



$$U = U_0 \left(1 - \frac{T}{T_{c2}}\right)^{3/2}, \quad k_p = k_{p0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_{c2}}\right)^2\right]^2, \quad T_{c2} = T_c \sqrt{\frac{1 + B/B_{c2}(0)}{1 - B/B_{c2}(0)}}.$$

Предполагая, что величины потенциала пиннинга и возвращающей силы определяются мгновенным значением относительной плотности конденсата, мы выразили температурные зависимости  $k_p$  и  $U$  как функции  $f$ , для того чтобы в рамках единого формализма проанализировать вклад вихрей в фотоотклик. Фурье-образ электрического сигнала (3) можно тогда представить в виде

$$S_\omega = \omega \mu_0 I \frac{I}{\omega d} f_\omega \frac{d}{df} \{ \text{Im}(\lambda_\omega^2) + j \text{Re}(\lambda_\omega^2) \}, \quad (7)$$

где  $f_\omega$  — фурье-образ изменения в реальном времени плотности конденсата. Модельные расчеты проводились с использованием следующей аналитической формы, описывающей изменение плотности конденсата в реальном времени:

$$f(t) = f(0) - \Delta f \frac{t^4}{t^4 + \tau_{th}^4} \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right), \quad (8)$$

где время термализации электронов  $\tau_{th}$  представляет собой время нарастания, а величина  $\tau_f$  — время релаксации концентрации избыточных квазичастиц. Электрический сигнал на образце моделировался на основе выражений (1)–(7). Влияние цепи регистрации учитывалось с помощью процедуры, описанной в [6]. Рассчитанная величина амплитуды сигнала сопоставлялась с экспериментальными данными. Используемые для расчета параметры приведены в таблице.

#### Параметры YBaCuO, использованные для моделирования

Лондонская глубина проникновения $\lambda_{L0}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$ м
Вязкость течения вихрей $\eta$	$2 \cdot 10^{-7}$ Н·с/м
Удельная возвращающая сила $k_{p0}$	$2.1 \cdot 10^4$ Н/м <sup>2</sup>
Удельное сопротивление в нормальном состоянии $\rho_n$	$2.8 \cdot 10^{-6}$ Ом·м
Средний потенциал центра пиннинга $U_0$	0.15 эВ
Время термализации электронов $\tau_{th}$	900 фс

При моделировании электрического сигнала отклика обнаружилось, что форма и величина модельного отклика слабо зависят от параметров пиннинга ( $U$  и  $k_p$ ) и времени термализации электронов. Напротив, такие параметры как время релаксации концентрации квазичастиц, лондонская глубина проникновения магнитного поля и относительное количество  $\Delta f$  куперовских пар, разрушенных за счет поглощения фотонов и последующего размножения квазичастиц, практически однозначно определяют отклик образца на оптический импульс. Последние две величины в равной мере влияют на величину положительной и отрицательной компонент и не оказывают почти никакого влияния на форму сигнала, тогда как время релаксации главным образом влияет на отношение амплитуд положительной и отрицательной компонент отклика. Вариациями  $\Delta f$  и  $\lambda_L$  рассчитанная величина амплитуды положительной компоненты была подогнана к экспериментальному значению. Наилучшее соответствие было получено

при  $\Delta f/f_0 = 0.05$  и  $\lambda_{L0} = 1400 \text{ \AA}$ . Наилучшее совпадение форм модельного и измеренного сигналов (см. рис. 1) было достигнуто при значении времени релаксации квазичастиц 3.7 пс, что находится в хорошем соответствии с ранее опубликованными результатами [9, 12] исследования фотоотклика пленок YBaCuO. Рассчитанная для различных предельных случаев при температуре 50 К зависимость положительной амплитуды сигнала от магнитного поля представлена на рис. 3. Кривая *a* соответствует неподвижным вихрям ( $k_{p0}, U_0 \rightarrow \infty$ ), кривая *b* включает осцилляции вихрей на центрах пиннинга ( $U_0 \rightarrow \infty$ ) и, наконец, кривая *в* получена с учетом дополнительно к предыдущему случаю крипа и течения вихрей. Отметим, что для построения кривых *a–в* рассчитанные величины были умножены на 5, дабы сделать видимыми как разницу между кривыми, так и сами кривые в масштабе экспериментально измеренных величин. На том же рисунке приведены экспериментальные данные, полученные при различных температурах. Совершенно очевидно, что ни изменение кинетической индуктивности, взятое отдельно, ни вклад в импеданс магнитных вихрей не могут объяснить экспериментальную зависимость фотоимпедансного отклика от магнитного поля.

### 3.3. Анизотропия энергетической щели

Поскольку в анизотропном сверхпроводнике энергетическая щель оказывается меньше для некоторых выделенных направлений квазимпульса куперовской пары, критический ток для таких направлений также понижен. Соответственно, экранирующий ток, который циркулирует вокруг ядра вихря, будет приводить к распариванию на расстояниях, значительно превышающих среднюю длину когерентности. Эффективное увеличение плотности состояний квазичастиц за счет этого эффекта было предсказано для сверхпроводника, энергетическая щель которого обращается в нуль в некоторых точках на поверхности Ферми, например из-за *d*-симметрии спаривания электронов [13]. Полученный результат предполагает, что количество квазичастиц, связанных с ядром вихря, увеличивается в таком сверхпроводнике по сравнению с изотропным в  $\alpha \approx a_v/\xi$  раз, где  $a_v \approx (\Phi_0/B)^{1/2}$  представляет собой среднее расстояние между вихрями, а  $\xi(T) = \xi_0/(1 - T/T_c)^{1/2}$  — эффективную длину когерентности ( $\xi_0$  — длина когерентности при нулевой температуре). Независимо от состояния движения вихрей анизотропия энергетической щели будет усиливать зависимость амплитуды фотоимпедансного отклика от магнитного поля. Мы моделировали влияние анизотропии, используя в формуле (6) следующую зависимость плотности сверхпроводящего конденсата от температуры и магнитного поля:

$$f = \left(1 - 0.75 \frac{T}{T_{c2}}\right) \left[1 - \left(\frac{T}{T_{c2}}\right)^4\right]^{1/2} \left(1 - \alpha \frac{B}{B_{c2}(T)}\right). \quad (9)$$

Зависящая от температуры часть *f* в выражении (9) была построена с использованием данных [14] изучения магнитной глубины проникновения в чистых кристаллах YBaCuO. Единственным подгоночным параметром, который использовался для приведения расчетных зависимостей в соответствие с измеренными, была длина когерентности при нулевой температуре. Для каждого значения  $\xi_0$  величина второго критического поля рассчитывалась в соответствии с  $B_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi_0^2$ . Наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных данных (см. рис. 3) было получено при значении длины когерентности 16 Å, которое находится в разумном соответствии со значениями длины когерентности в плоскости *a–b*, полученными для YBaCuO другими методами.

Отметим, что зависимость амплитуды отклика от магнитного поля не обязана следовать в малых полях предсказаниям обсуждаемой модели, которая предполагает равномерное распределение тока смещения по сечению образца и вихрей потока в его плоскости. Топологии использованных образцов соответствует фактор размагничивания  $\pi d/2(\omega l)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ . Таким образом, если принять величину первого критического поля при нулевой температуре равной 500 мТл [10], вихри должны начать проникать в образец уже при величине внешнего поля 2 мТл. Такое поле создается у краев образца транспортным током величиной 20 мА, даже когда внешнее магнитное поле отсутствует. При промежуточных температурах проникновение вихрей в образец начинается при еще меньших полях и токах. По сравнению с внутренней областью края образца обычно имеют больше дефектов, которые могут играть роль центров пиннинга. Если вихрь, вошедший в образец за счет тока смещения, захвачен центром пиннинга на расстоянии от края образца, меньшем чем  $\lambda_L^2/d$ , средняя плотность экранирующего тока между краем образца и вихрем оказывается больше, чем между вихрем и серединой образца. Полный экранирующий ток такого несимметричного вихря дает вклад в сигнал отклика, причем полярность этого вклада противоположна полярности сигнала, создаваемого током смещения, который породил вихрь. Оценка средней плотности экранирующего тока в соответствии с  $j_m \approx 2\Phi_0 d/\pi\mu_0\lambda_L^2$  показывает, что при нулевой температуре вклад в сигнал отклика за счет несимметричности вихрей может быть равен по абсолютной величине вкладу тока смещения величиной около одного миллиампера. Увеличение тока или магнитного поля приводит к увеличению количества вихрей в образце и их перераспределению от краев в среднюю часть. Когда среднее расстояние между вихрями становится порядка  $\lambda_L^2/d$ , вклад в сигнал за счет асимметрии вихрей исчезает. Предложенная качественная картина, на наш взгляд, удовлетворительно объясняет гистерезис отклика в малых полях и отклик образцов при нулевом токе смещения.

Используя температурную зависимость нормированной плотности конденсата, типичную для изотропного ( $s$ -симметрия) и анизотропного ( $d$ -симметрия) сверхпроводников, мы рассчитали температурную зависимость амплитуды отклика в нулевом магнитном поле. При сопоставлении результатов расчета с экспериментальными данными (рис. 2) видно, что анизотропная модель обеспечивает хорошее соответствие расчета и эксперимента в области высоких и промежуточных температур. Изотропная модель, напротив, лучше описывает опытные данные при  $T < 0.5T_c$ . Однако при низких температурах экспериментальные точки отклоняются от обеих расчетных кривых. А именно, амплитуда отклика с понижением температуры проходит через минимум, а затем возрастает. Поскольку величина отклика в значительной мере определяется плотностью сверхпроводящего конденсата, имеется соблазн объяснить рост амплитуды отклика при низких температурах уменьшением этой плотности, или, что эквивалентно, ростом концентрации неспаренных квазичастиц. В рамках традиционной двухжидкостной модели такое поведение было однажды формально получено [15] как результат анализа температурной зависимости поверхностного импеданса. Однако, исходя из общих соображений, авторы [15] пришли к заключению о нефизичности такого описания и вышли из затруднения, предположив, что плотность неспаренных квазичастиц не обращается в нуль, как это ожидается для чистого сверхпроводника с  $d$ -симметрией спаривания, а асимптотически достигает при нулевой температуре некоторого конечного значения. Такое предположение соответствует неисчезающей плотности состояний квазичастиц на уровне Ферми, предсказанной для  $d$ -сверхпроводника с немагнитными примесями [16]. Характерная энергия, ниже которой плотность состояний перестает меняться,

зависит от концентрации примесей. Так что для грязного  $d$ -сверхпроводника линейное уменьшение концентрации квазичастиц с понижением температуры должно выполняться, когда термическая энергия квазичастиц окажется порядка характерной энергии. Поскольку концентрация примесей в использованных образцах неизвестна, количественная оценка величины эффекта невозможна. Учет наличия примесей, в каком бы количестве они ни присутствовали, может только улучшить соответствие экспериментальных данных и результатов расчета для  $d$ -сверхпроводника, однако не в состоянии объяснить рост амплитуды отклика при понижении температуры. Более того, в эксперименте мы не обнаружили влияния качества пленок на величину обсуждаемого эффекта. Образцы, облученные энергичными ионами золота, хотя и демонстрировали уширение сверхпроводящего перехода и снижение его температуры, практически не отличались от необлученных поведением отклика при низких температурах. Следует отметить, что существует другой механизм, который может существенно изменить температурную зависимость величины отклика независимо от степени чистоты материала образцов. Коэффициент размножения квазичастиц, иными словами, количество вторичных квазичастиц, возникающих в системе в расчете на один поглощенный фотон, содержит вклад двух каналов — электрон-электронного и электрон-фононного. Последний увеличивает коэффициент размножения, так как за счет обмена фононами энергичные электроны поставляют энергию, необходимую для разрыва куперовских пар. В свою очередь, фононный ангармонизм уменьшает эффективность размножения, поскольку испущенный электроном фотон может распасться на пару менее энергичных фононов, которые уже не в состоянии разорвать куперовскую пару и создать дополнительные квазичастицы. Ангармонизм приводит к потерям электронной энергии в процессе размножения квазичастиц и увеличивает относительную долю болометрической компоненты в отклике. В  $YBaCuO$  существует несколько оптических фононных мод, ангармоническое уширение которых уменьшается при понижении температуры [17]. Часть электронной энергии, передаваемая через эти моды акустическим фононам, может уменьшаться с понижением температуры, приводя к росту эффективности размножения и, соответственно, амплитуды отклика.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы продемонстрировали, что рост амплитуды фотоимпедансного отклика  $YBaCuO$  в магнитном поле не может быть объяснен вкладом магнитных вихрей в смешанном состоянии  $s$ -сверхпроводника, а, скорее, свидетельствует об анизотропии энергетической щели, возникающей за счет  $d$ -симметрии спаривания электронов. Рост амплитуды отклика при низких температурах предположительно связан с сильным ангармонизмом оптических фононов в  $YBaCuO$ . Количественное описание температурной зависимости отклика с учетом модификации плотности состояния квазичастиц за счет примесного рассеяния возможно только для оптимизированных образцов с известной концентрацией примесей.

Автор выражает признательность А. В. Сергееву за исключительно полезные дискуссии а также А. Френкелю за помощь в эксперименте. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и исследовательского гранта AFOSR № F49620-96-1-0225.

## Литература

1. E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, and A. Gupta, *Phys. Rev. B* **39**, 9712 (1989).
2. A. Frenkel, M. A. Saifi, T. Venkatesan, Chilon Lin, X. D. Wu, and A. Inam, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 1594 (1989).
3. A. M. Kadin, M. Leung, and A. D. Smith, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3196 (1990).
4. K. Karraï, E. J. Choi, F. Dunmore, S. Liu et al., *Phys. Rev. B* **69**, 152 (1992).
5. M. A. Heusinger, A. D. Semenov, R. S. Nebosis, Yu. P. Gousev, and K. F. Renk, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **5**, 2595 (1995).
6. A. D. Semenov, R. S. Nebosis, Yu. P. Gousev, M. A. Heusinger, and K. F. Renk, *Phys. Rev. B* **52**, 581 (1995).
7. T. Puig, P. G. Huggard, M. Pont, G. Schneider, J. S. Muñoz, and W. Prettl, *Phys. Rev. B* **49**, 7004 (1994).
8. A. V. Sergeev, A. D. Semenov, P. Kouminov, V. Trifonov et al., *Phys. Rev. B* **49**, 9091 (1994).
9. M. Lindgren, M. Currie, C. Williams, T. Y. Hsiang, P. M. Fauchet, and R. Sobolevski, *J. Sel. Top. Quantum Electronics* **2**, 668 (1996).
10. C. P. Pole, Jr. H. A. Farach, and R. J. Creswick, *Superconductivity*, Academic Press Inc., San Diego (1995).
11. M. W. Coffey and J. R. Clem, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 386 (1991).
12. M. A. Heusinger, A. D. Semenov, Yu. P. Gousev, O. Kus, and K. F. Renk, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **148**, 749 (1995).
13. Г. Е. Воловик, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 457 (1993).
14. D. A. Bonn, S. Kamal, K. Zhang, R. Liang et al., *Phys. Rev. B* **50**, 4051 (1994).
15. J. R. Waldram, P. Theopistou, A. Porch, and H.-M. Cheah, *Phys. Rev. B* **55**, 3222 (1997).
16. Л. П. Горьков, П. А. Калугин, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 208 (1985); P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1887 (1993).
17. B. Friedl, C. Thomsen, and M. Cordona, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 915 (1990).