

УДК 537.312.62

ОБНАРУЖЕНИЕ СТРУКТУРЫ НИЗКОПОЛЕВОГО МИКРОВОЛНОВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ПОРОГОВЫХ ПО МАГНИТНОМУ ПОЛЮ ЭФФЕКТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ВТСП НА ОСНОВЕ ВИСМУТА

*В. Э. Бурсиан, А. А. Буш, В. С. Вихнин, И. В. Гладышев,
Л. С. Сочава*

Проведены экспериментальные и теоретические исследования низкополевого сигнала (НПС) микроволнового поглощения в монокристаллах ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$. Обнаружены сложная температурно-зависящая структура НПС; пороговое значение магнитного поля, выше которого отсутствуют эффекты памяти; узкий (≈ 0.2 Э) сигнал отрицательной полярности, проявляющий резкую температурную зависимость интенсивности с максимумом. Обсуждаются актуальные механизмы НПС: релаксационный, обязанный модуляции магнитного момента прыжковыми переходами между сверхпроводящими областями в джозефсоновской среде, и резонансный, связанный с туннельными переходами в джозефсоновской среде, которые индуцированы микроволновым полем.

Обнаруженный низкополевым сигналом (НПС) микроволнового поглощения в ВТСП [1-10] продолжает быть предметом детальных исследований прежде всего потому, что он отражает свойства ВТСП как джозефсоновской среды, с одной стороны, и как системы с захватом магнитного потока и пиннингом—депиннингом вихрей — с другой. Ряд характерных свойств НПС в ВТСП, в частности существование периодических по полю H всплесков поглощения [9, 10], пороговая зависимость НПС от мощности [7, 10], а также обнаруженная в настоящей работе сложная температурно-зависящая структура НПС, приводит к выводу, что НПС в случае ВТСП — явление, отличное по своей природе от НПС в низкотемпературных сверхпроводниках. Теоретическое описание НПС развивалось в основном в направлении исследования релаксации абрикосовских вихрей [11], джозефсоновских вихрей и гипервихрей [12, 13].

В настоящей работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование НПС в монокристаллах ВТСП на основе висмута, что позволило обнаружить ряд новых эффектов. Интерпретация этих эффектов потребовала привлечения моделей, основанных на релаксационном и резонансном поглощении парами в условиях внутреннего эффекта Джозефсона в ВТСП.

1. Образцы и методика измерений

Выращивание монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ — чистых и допированных гадолинием — проводилось раствор-расплавным методом в алундовых тиглях. В качестве шихты использовались гомогенизированные смеси оксидов и карбонатов высокой степени чистоты, взятые в пропорциях, соответствующих формуле $(1-x)(1+u)\text{Bi}_2\text{O}_3 \cdot x(1+u)\text{Gd}_2\text{O}_3 \cdot (1.5+v)\text{CaCO}_3 \cdot (1.5+w)\text{SrCO}_3 \cdot 2\text{CuO}$, где $x=0$ или 0.01; $-0.2 \leq u, v, w \leq 0.2$. Расплавы охлаждали от 1060 до 800 °С со скоростью 7.0 град/ч, затем до комнатной температуры вместе с открытой и выключенной печью.

Закристаллизованные расплавы состояли из слоистых конгломератов тонкопластинчатых кристаллов черного цвета, сросшихся друг с другом преимущественно плоскостями оснований. Размеры отдельных монокристаллов достигали $0.1 \times 2 \times 2$ мм, плоскости основания пластин совпадали с гранями (001). Кристаллы проявляют выраженную спайность вдоль плоскостей (001), характеризуются высокой пластичностью.

Исследования химического состава кристаллов и их рентгенографические исследования показали, что кристаллы, полученные из шихты, не содержащей добавок Gd_2O_3 , однофазны и однородны по химическому составу. В слоистых сростках кристаллов, полученных из шихты с добавкой Gd_2O_3 , методом рентгеноспектрального микроанализа выделены слои фаз $Bi_2(Sr_{2-x}Ca_{1+x})Cu_2O_y$ (фаза Bi—2212) и $Bi_2(Sr_{1-x}Ca_x)_2CuO_y$ (фаза Bi—2201). При этом выделены слои указанных фаз, содержащие ~ 10 ат. % Gd по отношению к атомам Bi (фазы (Bi, Gd)—2212 и (Bi, Gd)—2201), и слои, в которых содержание атомов Gd не превышало 0.04 ат. % (фазы Bi—2212 и Bi—2201). Слоев кристаллов с промежуточными концентрациями атомов Gd не наблюдалось; в объеме слоистого сростка кристаллов слои с разным содержанием атомов Gd имеют довольно резкие границы; фазы разных составов лежат в разных слоях.

Температура T_c определялась из температурной зависимости диамагнитной восприимчивости χ , которая измерялась методом диамагнитного экранирования с использованием тонкопленочного датчика Холла. Параллельные измерения $\chi(T)$ и сопротивления $R(T)$ показали, что T_c , определяемая из $\chi(T)$, соответствует температуре конца

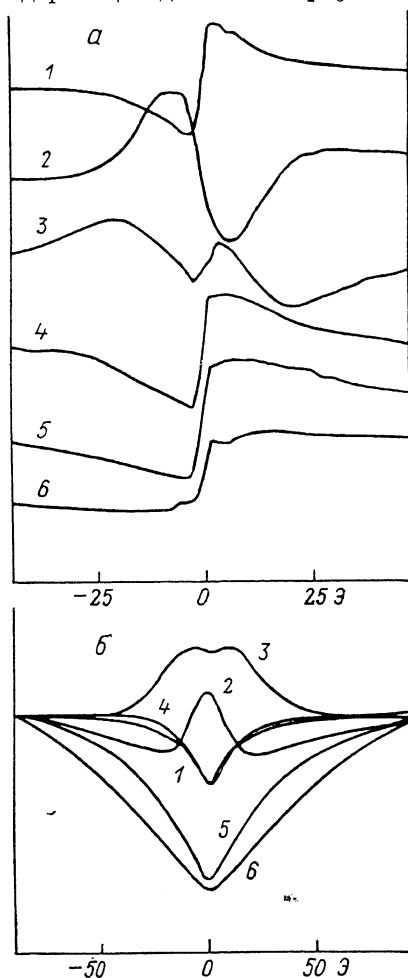


Рис. 1. «Выворачивание» спектра вблизи перехода. НПС кристалла $Bi_2CaSr_2Cu_2O_y$ (а) и его интеграл (б).

T , К: 86.7 (1), 86.4 (2), 85.8 (3), 85.1 (4), 84.5 (5), 83.9 (6). Здесь и далее $H \parallel c$.

перехода, фиксируемого по $R(T)$. Для чистых висмутовых кристаллов T_c составляла 83 ± 3 К, для кристаллов с гадолинием 76 ± 3 К.

Спектры НПС регистрировались на ЭПР спектрометре X-диапазона SE/X-2544 («Радиопап»), в резонаторах типов TE_{102} и TM_{110} . Постоянное магнитное поле изменялось от -150 до 1000 Э. Использовалась его модуляция частотой 100, 25 кГц, 80 Гц и амплитудой 0.1—10 Э. Температура образца стабилизировалась в диапазоне 4—300 К с погрешностью не более 0.1 К.

2. Температурная зависимость спектров микроволнового поглощения

Спектры микроволнового поглощения в малых магнитных полях всех исследованных монокристаллов имеют многокомпонентную структуру, существенно меняющуюся с температурой. Характерным является слож-

ное поведение спектров вблизи температуры перехода, выделение при понижении температуры быстро расширяющейся компоненты и появление при дальнейшем охлаждении особенностей — «всплесков» сигнала в ненулевом поле.

Сигнал низкополевого поглощения в кристаллах $\text{Bi}-2212$ появляется при температуре $T_c^{(\text{НПС})} = 87.4 \div 88.2$ К (для различных образцов), несколько превышающей температуру T_c , и имеет «отрицательный» знак, соответствующий уменьшению поглощения при $H \approx 0$. В узком температурном интервале ~ 2 К ниже $T_c^{(\text{НПС})}$ спектр испытывает сложные изменения формы, вплоть до изменения знака всей линии (дважды в этом интервале). При этом «выворачивание» центра линии и крыльев происходит не одновременно (рис. 1).

Ниже температуры 84 К в спектре могут быть выделены две компоненты. Первая имеет ширину ~ 10 Э и практически не зависит от темпе-

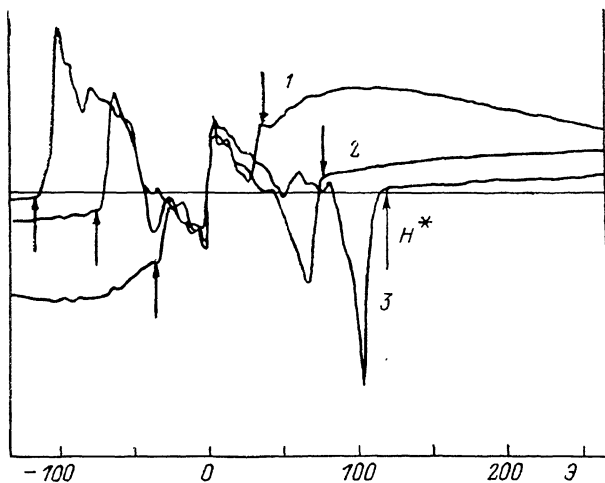


Рис. 2. Узкая и широкая компоненты НПС кристалла $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_y$ и «всплески» в ненулевом поле.

T , К: 82.7 (1), 78.4 (2), 74.5 (3). Стрелками показано положение поля H^* .

ратуры вплоть до 50 К. Вторая быстро уширяется при понижении T (рис. 1, а, кривая 6; рис. 2). Температурная зависимость ее ширины представлена на рис. 3, 2.

Наиболее интересным является наблюдение при $T \leq 83$ К особенностей — «всплесков» сигнала НПС (рис. 2). Эти «всплески» имеют значительную амплитуду и крутой сильнополевой склон, заканчивающийся в точке H^* . Поле H^* почти линейно зависит от температуры в диапазоне от 84 до 56 К, увеличиваясь при этом от 20 до ~ 350 Э (рис. 3). Ниже будет показано, что это поле является пороговым для эффектов, связанных с магнитной памятью.

Описанные свойства НПС наблюдались для всех исследованных монокристаллов, в том числе и допированных гадолинием. В спектрах разных образцов имеются, однако, и отличия. Так, уширяющаяся с понижением T часть спектра для некоторых образцов состояла в свою очередь из двух или нескольких компонент, каждая из которых имела свою, но аналогичную кривой 2 (рис. 3) температурную зависимость ширины. Зависимость $H^*(T)$ также отличалась для разных образцов.

В кристаллах с примесью гадолиния НПС появляется при температуре 91—92 К, т. е. на 3—4 К более высокой, чем в недопированных кристаллах, в то время как T_c здесь существенно ниже — 76 К. Как и для кристаллов без гадолиния, вблизи перехода происходит неоднократное изменение знака НПС, но более плавно — в интервале ~ 20 К. Радикальным отличием структуры НПС в кристаллах с гадолинием является наличие

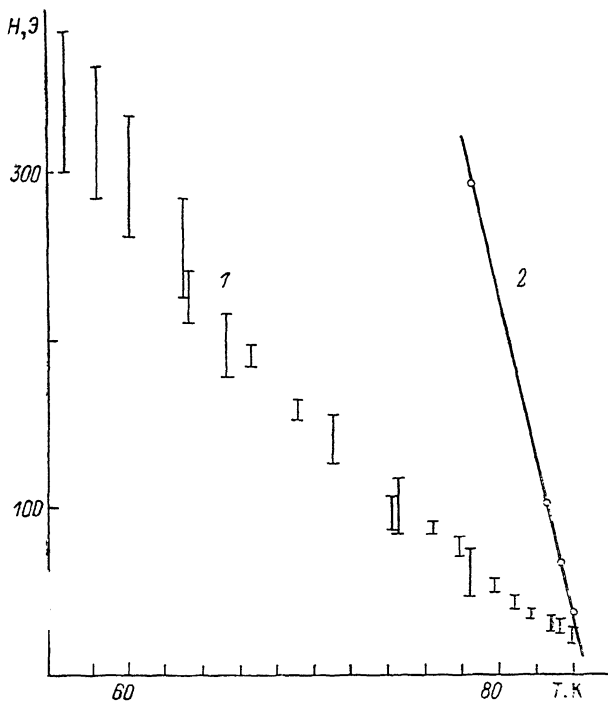


Рис. 3. Зависимость порога для эффектов магнитной памяти поля H^* (1) и полуширины уширяющейся компоненты НПС (2) от температуры.

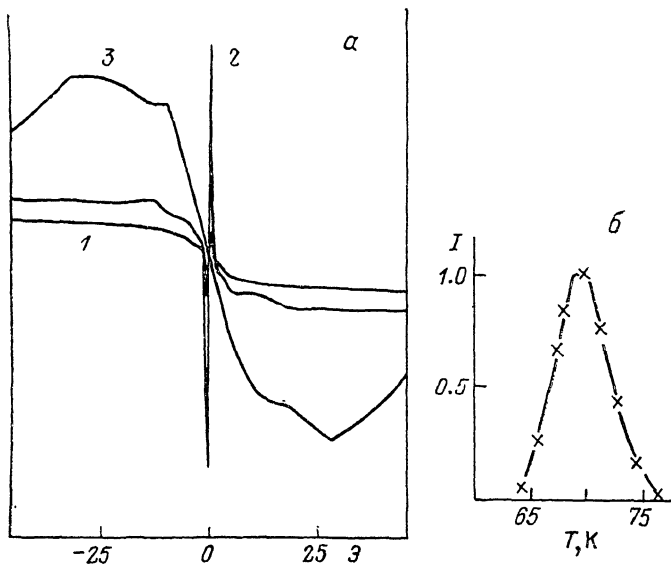


Рис. 4. НПС в кристалле с гадолинием (а) и температурная зависимость амплитуды узкого пика (б).

T , К: 73.4 (1), 69.2 (2), 59.2 (3).

на фоне относительно широкой ($\sim 40 \div 80$ Э) линии поглощения в диапазоне 80—60 К чрезвычайно узкого пика шириной ≤ 0.2 Э (рис. 4), который во всем диапазоне не меняет знака («отрицательного») и мало меняется по ширине. Амплитуда этого пика отличается весьма резкой температурной зависимостью с максимумом около 69 К (рис. 4).

3. Пороговое изменение свойств НПС в поле H^*

В спектрах исследовавшихся кристаллов проявляется ряд свойств, связанных с эффектами магнитной памяти и характерных для ВТСП. Нами обнаружено пороговое исчезновение этих свойств в поле H^* .

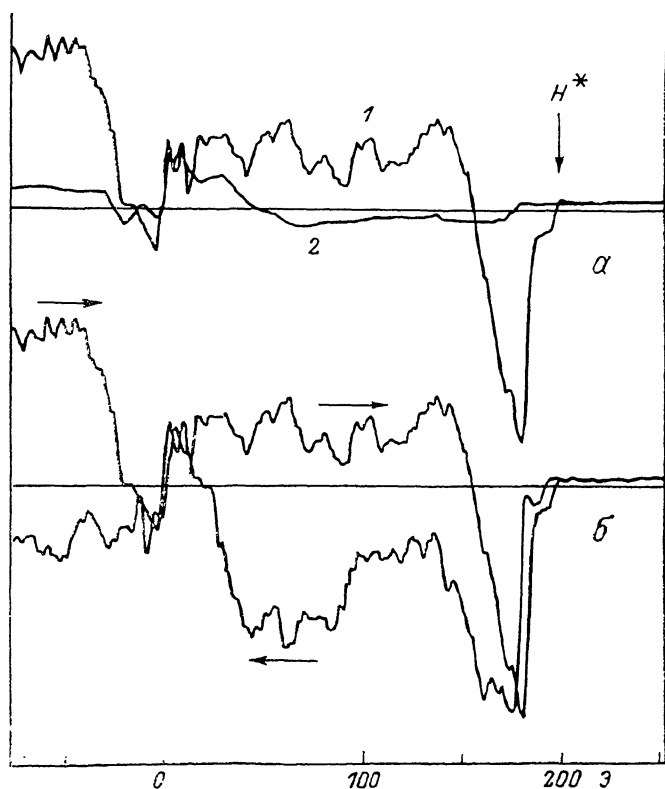


Рис. 5. Проявление эффектов памяти в НПС. $T=66.5$ К.

α — записи при амплитудах модуляции магнитного поля, равных 1 (1) и 10 Э (2); для кривой 2 усиление уменьшено в 10 раз; б — записи при прямом и обратном сканировании.

Увеличение амплитуды модуляции магнитного поля и обратное ему изменение усиления обычно не меняют величины и формы спектров ЭПР до тех пор, пока модуляция не превышает ширины характерных особенностей спектра. В ряде работ (см., например, [7]) на керамиках и кристаллах ВТСП наблюдалась аномальная зависимость НПС от амплитуды модуляции, приводящая к существенному изменению его формы. Наблюдался также гистерезис (зависимость от направления сканирования), усиливающийся при уменьшении модуляции. Эти эффекты имеют место и в полученных нами спектрах (рис. 5). Однако различия в НПС при изменении как амплитуды модуляции, так и направления сканирования, мало заметны при $H \approx 0$, возникают с ростом H и скачком исчезают при $|H| = H^*$, хотя сигнал в области $|H| > H^*$ еще существенно отличен от нуля.

В работе [2] описаны шумоподобные флуктуации НПС, частично повторяющиеся при повторном сканировании и возрастающие при понижении температуры. Аналогичные флуктуации, амплитуда которых намного

превосходит приборный шум и сравнима с амплитудой НПС, появляются в спектрах исследованных образцов ниже ~ 80 К (рис. 2, 5). Однако они наблюдаются лишь в области от $-H^*$ до $+H^*$ и отсутствуют при $|H| > H^*$.

Нами была предпринята попытка оценить вклад в регистрируемые спектры, который определяется эффектами магнитной памяти, а не производной поглощения. При расстройке на $\pi/2$ фазы синхронного детектора в измерительном тракте спектрометра была записана часть сигнала, запаздывающая по отношению к полю модуляции (в отсутствие памяти она

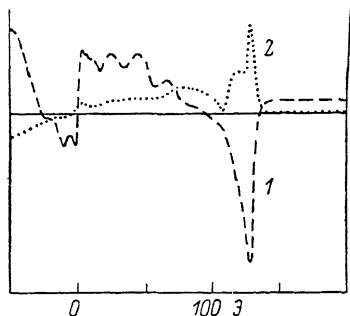


Рис. 6. Запаздывание сигнала по отношению к полю модуляции.

Записи при правильной настройке синхронного детектора (1) и при расстройке его на $\pi/2$ (2).

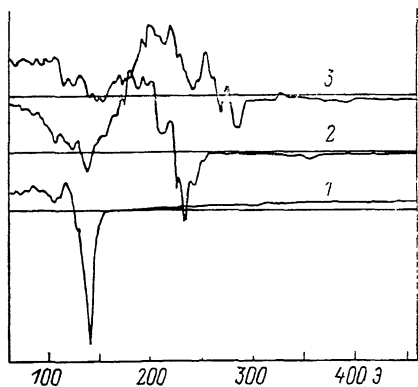


Рис. 7. НПС кристалла $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_y$ при низких температурах: расщепление «всплесков».

T , К: 71.0 (1), 62.9 (2), 60.0 (3).

с хорошей точностью равна нулю). Этот вклад, малый при $H \approx 0$, достигает значительной величины при приближении H к H^* и исчезает при $H > H^*$ (рис. 6). Таким образом, «всплески» сигнала возле $\pm H^*$, по-видимому, в существенной мере определяются включением—выключением или усилением эффектов магнитной памяти.

Следует отметить, что при $T \leq 65$ К обсуждаемые «всплески» сигнала начинают расщепляться (рис. 7, кривая 2) и при $T \leq 60$ К теряют ярко выраженный характер (кривая 3). При этом пороговое поведение эффектов памяти остается, но порог сильно размывается (или расщепляется?), что приводит к погрешности в определении H^* и осложняет исследования при более низких температурах.

4. Релаксационный механизм формирования низкополевого сигнала микроволнового поглощения

В этом и следующем разделах мы обсудим возможную физическую природу НПС в ВТСП. Мы ограничимся механизмами, обязанными действием магнитополовой компоненты микроволнового поля.

В СВЧ диапазоне наряду с релаксационным поглощением, связанным с вязким движением вихрей [11], а также джозефсоновских вихрей и гипервихрей [12, 13], становятся актуальными и другие механизмы. Относительное уменьшение вклада релаксационного поглощения движущимися вихрями и гипервихрями на высоких (СВЧ) частотах связано и с возможным проявлением эффектов памяти в джозефсоновской среде в виде зависимости от предыстории коэффициента вязкости и константы упругости (пиннинга) вихрей и гипервихрей [14, 15].

Важную роль в формировании НПС играет поглощение, связанное с существованием в ВТСП сетки джозефсоновских контактов. Здесь актуально релаксационное поглощение на джозефсоновских контактах, вызванное прыжковыми переходами в них, которые модулируют магнит-

ный момент. При этом различие магнитного момента по разные стороны от барьера джозефсоновского контакта может быть связано как с различием магнитной проницаемости, так и с различием захваченного магнитного потока в различных сверхпроводящих областях.

Модулирующие прыжковые переходы в джозефсоновском контакте вызываются как надбарьерными, так и туннельными процессами. В этой работе, где исследуется область достаточно высоких температур, мы будем считать доминирующим надбарьерный процесс со скоростью [16]

$$\tau^{-1} = \frac{\omega_A}{2\pi} \exp\{-\hbar I_c(H)/ekT\}, \quad (1)$$

$$\omega_A = -\frac{1}{2RC} + \left(\frac{1}{4R^2C^2} + \frac{2eI_c(H)}{\hbar C}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

$$I_c(H) = \frac{2\Delta(T)}{Re} \exp\left\{-\frac{d_{\text{эфф}}}{\xi(T)}\right\} \left|\frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{(\pi\Phi/\Phi_0)}\right|. \quad (3)$$

Здесь R , C , $I_c(H)$ — активное сопротивление, емкость и максимальное значение сверхтока через джозефсоновский контакт; $\Delta(T)$ — энергетическая щель в спектре сверхпроводника; $d_{\text{эфф}}$, $\xi(T)$ — эффективная толщина потенциального барьера и длина когерентности в барьере; Φ — магнитный поток, пронизывающий джозефсоновский контакт; Φ_0 — квант магнитного потока. Если джозефсоновский контакт сформирован плоским дефектом, причем поле \mathbf{H} ориентировано в его плоскости, то в случае джозефсоновского вихря $\Phi \sim \lambda_J(T)\lambda_L(T)H$, где $\lambda_J(T)$, $\lambda_L(T)$ — джозефсоновская и лондоновская глубины проникновения. Поскольку $H_{c1}^{(j)} \sim \Phi_0 [\lambda_J(T)\lambda_L(T)]^{-1}$, то здесь $\Phi \sim \Phi_0 H/H_{c1}^{(j)}$. Если мы имеем дело с сетчатыми или сплошными гипервихрями в джозефсоновской среде, то $\Phi \sim (\lambda_J^2\lambda_L/d)H$, d — линейный размер плоского дефекта перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля, что соответствует $\Phi \sim \Phi_0 \frac{H}{H_{c1}^{(j)}}$ (учтено, что для гипервихрей $H_{c1}^{(j)} \simeq \frac{\Phi_0 d}{\lambda_J^2\lambda_L}$).

Из (1)—(3) следует, что τ^{-1} является резкой функцией температуры и магнитного поля. При этом важную роль играют эффекты захвата магнитного потока, связанные с пиннингом вихрей, что приводит к зависимости H от времени $H(t)$ и от предыстории.

Величина τ^{-1} играет роль скорости корреляции флуктуаций магнитного момента, разность значений которого ΔM в областях, разделенных несверхпроводящим барьером, не равна нулю за счет возможного различия магнитных восприимчивостей (из-за флуктуаций состава) и захваченного магнитного потока (из-за различия пиннинга вихрей). Воспользовавшись флуктуационно-диссипативной теоремой, мы приходим в этом случае к $\chi''(\omega)$ (ω — частота СВЧ) в виде

$$\chi''(\omega) \sim (\Delta M)^2 \frac{\tau^{-1}}{\tau^{-2} + \omega^2}, \quad (4)$$

где τ^{-1} соответствует (1). Здесь $\Delta M = H_i \chi'_i - H_j \chi'_j$; H_i , H_j , χ_i , χ_j — магнитные поля (с учетом захвата магнитного потока) и магнитные восприимчивости сверхпроводящих пар в i -й и j -й сверхпроводящих областях, разделенных потенциальным барьером; при этом $\chi'_i \sim n_s^{(i)}$, $\chi'_j \sim n_s^{(j)}$ ($n_s^{(i)}$, $n_s^{(j)}$ — концентрации пар в i -й и j -й областях), а $H_i \neq H_j$ благодаря различной доле захваченного магнитного потока.

Отметим, что при $\Phi \simeq n\Phi_0$, $n=1, 2, 3, \dots$, как следует из (1)—(3), $\tau^{-1} \simeq 0$. Вместе с исчезновением вклада рассматриваемого механизма при соответствующих значениях поля \mathbf{H} одновременно предельно увеличивается время прыжковых переходов между сверхпроводящими областями. Поскольку в различных сверхпроводящих областях различна и величина

захваченного потока (различен пиннинг вихрей), то предельное замедление времени прыжковых переходов есть замедление процессов эффективного пиннинга—депиннинга вихрей, что соответствует исчезновению связанных с ним эффектов памяти. Такая ситуация имеет место уже при $n=1$ и может сохраняться при возрастании потока $\Phi > \Phi_0$ благодаря малости сверхтока при последующих затухающих осцилляциях I_c . Одновременно с исчезновением эффектов памяти при $\Phi > \Phi_0$ существенно уменьшается $\chi''(\omega)$ в меру малости $\tau^{-1}\omega^{-2}$. При этом в области $\Phi \simeq \Phi_0 n'$ имеет место весьма резкое изменение I_c и тем самым τ^{-1} и $\chi''(\omega)$, что может соответствовать «всплеску» $d\chi''/dH$. Значение H^* , соответствующее этой особенности, быстро возрастает при понижении температуры, а именно: $H^* \sim \sim \tilde{H}_{c1}^{(j)}(T) n'$ для случая джозефсоновских вихрей и $H^* \sim H_{c1}^{(j)}(T) n'$ для случая сетчатых или сплошных гипervихрей. Учитывая, что $[\lambda_L(T)]^{-1} \sim \sim [I_c(T)]^{1/2}$, в последнем случае мы приходим с учетом (3) к монотонной зависимости H^* вблизи T_c . Однако не слишком близко от T_c , где $\xi(T)$ достигло своего минимального значения, зависимость $I_c(T) \sim \Delta(T)$, в результате $H^* \sim \tilde{H}_{c1}^{(j)}(T) \sim [\Delta(T)] [\lambda_L(T)]^{-1}$, что приводит к температурной зависимости H^* , весьма близкой к линейной. Последнее хорошо согласуется с экспериментом. Таким образом, представляется весьма вероятным, что полученная на эксперименте зависимость $H^*(T)$ отражает зависимость $\tilde{H}_{c1}^{(j)}(T) \sim \Delta(T) [\lambda_L(T)]^{-1}$.

Кроме того, следует отметить, что наблюдаемая величина $d\chi''/dH$, как следует из (1)—(4), проявляет сложную зависимость от H и T , что приводит к существенному изменению вида $d\chi''/dH$ при изменении H и T вплоть до изменения знака отдельных его частей или всего сигнала целиком. При этом в зависимости от значений параметров может наблюдаться при $H=0$ как максимум, так и минимум поглощения. Рассмотрим в качестве примера случай, когда ΔM обязано различию в захваченном магнитном потоке. Тогда вблизи T_c в условиях справедливости $(1/\tau)^2 < < \omega^2$ и $d(\tau^{-1})/dI_c < 0$ при $H=0$ имеет место минимум поглощения. При понижении T величина I_c падает за счет уменьшения $\xi(T)$ в факторе $\exp[-d_{\text{эфф}}/\xi(T)]$, что в условиях сохранения неравенства $\partial(\tau^{-1})/\partial I_c < 0$ приводит к росту τ^{-1} и переходу к выполнению $(1/\tau)^2 > \omega^2$. Это приводит к максимуму поглощения при $H=0$. Наконец, при еще более низкой T , где $\partial(\tau^{-1})/\partial I_c > 0$ за счет падения $I_c(T)$, но $(1/\tau)^2 > \omega^2$, при $H=0$ мы опять приходим к минимуму поглощения. Именно такого вида двукратное изменение знака НПС наблюдалось нами экспериментально на монокристаллах Bi—2212. Отметим, что если бы вклад разности магнитных восприимчивостей в ΔM был преобладающим, то всегда наблюдался бы минимум χ'' при $H=0$, что противоречит эксперименту.

Наконец, обсуждаемый механизм НПС, появляясь при T_c , может приводить к резкой температурной зависимости (с максимумом) интенсивности НПС, обладающего при этом весьма малой шириной и минимумом при $H=0$. Такая ситуация имеет место при $\partial(\tau^{-1})/\partial I_c < 0$, $(1/\tau)^2 < \omega^2$ и слабой температурной зависимости $\xi(T)$, когда за счет увеличения $\Delta(T)$ при понижении T растет I_c и тем самым падают $1/\tau$ и χ'' . Рост сигнала при понижении T вблизи T_c ($T \leq T_c$) обязан росту концентрации пар. При этом при $H=0$ имеет место минимум $\chi''(H)$, а малая ширина δH , соответствующая $\delta H \simeq \tilde{H}_{c1}^{(j)}$, может быть обусловлена значительной величиной джозефсоновской глубины проникновения λ_J и относительно малыми размерами сверхпроводящих ячеек в джозефсоновской среде. Таким образом, здесь удается получить по крайней мере качественное объяснение поведения узкого пика НПС в кристаллах с примесью гадолиния. При этом слабая температурная зависимость $\xi(T)$ может быть связана с тем, что потенциальный барьер в джозефсоновском контакте в этом случае соответствует фазе нормального металла, а не сверхпроводника с другой температурой T_c , как в случае беспримесных кристаллов.

5. Резонансный механизм формирования
низкополевого сигнала микроволнового
поглощения

Наряду с обсуждавшимся выше релаксационным механизмом та же модель джозефсоновской среды приводит к возможности и резонансного поглощения магнитополевой компоненты микроволнового поля. Здесь поглощение вызывается прямой модуляцией переменным магнитным полем эффективного сдвига фаз параметра порядка на контакте и тем самым туннельных матричных элементов. Гамильтониан джозефсоновского туннелирования можно записать в виде

$$\mathcal{H}_T = - \sum_{i,j} J_{ij} \cos \{(\varphi_i - \varphi_j) - 2\pi [\Phi/\Phi_0]\}, \quad (5)$$

где i, j относятся к различным сверхпроводящим областям, разделенным потенциальным барьером. Подставляя $2\pi [\Phi/\Phi_0]$ в виде $\sum_k \alpha_k (H_k^{(0)} + H_k^{(CBЧ)})$, где $H_k^{(0)}, H_k^{(CBЧ)}$ — компоненты постоянного и микроволнового магнитного поля соответственно, и учитывая малость $H_k^{(CBЧ)}$, приходим к

$$\mathcal{H}_T = - \sum_{i,j} J_{ij} \sin [(\varphi_i - \varphi_j) - \alpha_k(T) H_k^{(0)}] \alpha_{k'}(T) H_{k'}^{(CBЧ)}. \quad (6)$$

Взаимодействие (6) непосредственно вызывает резонансные переходы между различными сверхпроводящими областями. При этом благодаря распределению энергетических зазоров джозефсоновских контактов резонансное поглощение имеет место в широком интервале частот.

Кроме того, для адекватного рассмотрения здесь необходим учет естественной ширины джозефсоновских состояний, которая связана с диссипативной компонентой тока через переход и упругим рассеянием фононов на джозефсоновском переходе $\Gamma = 1/2RC + 1/\tau_0$. Учтем также и то важное обстоятельство, что в условиях резонансного поглощения имеют место эффекты памяти, связанные с переходами между джозефсоновскими минимумами со скоростью (1). Эта величина соответствует времени «потери памяти» о начальных условиях и может быть учтена в уравнении для соответствующего демпфирующего осциллятора при использовании вместо члена $\Gamma \delta\dot{\varphi}$ выражения

$$\frac{\Gamma}{\tau_0} \int_0^t e^{-|t-t'|/\tau_0} \delta\dot{\varphi}(t') dt'$$

(случай экспоненциального затухания зависимости от предыстории). С учетом (6) находим в этом случае, что поглощаемая мощность

$$P \sim J_{12}^2 n_s(T) [\sin \{(\varphi_1 - \varphi_2) - \alpha(T) H^{(0)} \cos \theta\}]^2 (\cos \theta')^2 [\alpha(T)]^2 f(\omega_0) \operatorname{th} \left(\frac{\hbar \omega_0}{2kT} \right) \times \\ \times \omega_0^3 \omega^2 [\Gamma_{\varphi\phi\phi}(\omega)] \{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 [\Gamma_{\varphi\phi\phi}(\omega)]^2\}^{-1}, \quad (7)$$

$$\Gamma_{\varphi\phi\phi}(\omega) = \Gamma |1 + \omega^2 \tau^2|^{-1}. \quad (8)$$

В (7) рассмотрен частный случай плоских, одинаково ориентированных дефектов, причем θ и θ' есть углы между направлением $\mathbf{H}^{(0)}$ и $\mathbf{H}^{(CBЧ)}$ соответственно и нормалью плоского дефекта. Здесь $f(\omega_0)$ — функция распределения энергетических зазоров ω_0 джозефсоновских контактов, $n_s(T)$ — концентрация пар.

Подобный механизм формирования НПС может быть ответственным за появление совокупности относительно узких пиков поглощения (типа наблюдавшихся в [2, 4, 6, 17]), которые (с учетом эффектов захвата магнитного потока), возможно, проявляются и в нашем случае в виде шумоподобных флуктуаций. Для совокупности расположенных параллельно друг

другу одинаковых плоских дефектов мы приходим здесь к периодическим узким пикам поглощения, что позволяет интерпретировать результаты [9, 10].

В рассматриваемом механизме НПС возникает пороговое магнитное поле, не совпадающее с H^* в предыдущем механизме, однако обладающее той же (линейной в случае гипервихрей) температурной зависимостью. Определяющую роль здесь играют эффекты памяти. Действительно, из (7) и (8) видно, что при относительно небольших магнитных полях, где $(1/\tau)^2 \ll \omega^2$, $\Gamma_{\text{эфф}} \ll \Gamma$, что соответствует очень узким и интенсивным резонансам. Ситуация качественно изменяется при достижении $1/\tau(\tilde{H}^*) = \omega$ и дальнейшем увеличении H , когда $[\frac{1}{\tau}(H)]^2 \gg \omega^2$. Здесь $\Gamma_{\text{эфф}} \approx \Gamma$, резонанс резко уширяется, поглощение падает. Одновременно в этой области полей H исчезают эффекты памяти за счет быстрой реориентационной релаксации между различными сверхпроводящими областями. В этой области полей наблюдается особенность dP/dH . Отметим, что весьма близко по значению H находится следующая особенность dP/dH , где также пропадают эффекты памяти, но за счет противоположной ситуации, а именно значение \tilde{H}^* , соответствующее $1/\tau(\tilde{H}^*) = 0$. Это та же особенность, которая обсуждалась в предыдущем разделе, однако для резонансного поглощения в этой точке $P(H)$ существенно увеличивается за счет сужения резонанса. Поскольку точки H^* и \tilde{H}^* могут оказаться весьма близкими, область $H^* > H > \tilde{H}^*$ может рассматриваться как область существенного усиления эффектов памяти. При дальнейшем увеличении H во всей оставшейся области возможна реализация $\frac{1}{\tau}(H) < \omega$ и имеют место лишь особые точки, в которых $\frac{1}{\tau}(n\tilde{H}_{c1}^{(j)}) = 0$ ($n = 2, 3, \dots$), что дает резкое усиление поглощения. Такая ситуация сохраняется лишь для значений $n < (H_{c2}^{(j)}/\tilde{H}_{c1}^{(j)})$, $H_{c2}^{(j)}$ — второе критическое джозефсоновское поле.

Отметим, что за счет немонотонной температурной зависимости (с максимумом) величины $J_{12}(T)n_s(T)$ представляется возможным в рамках последнего механизма интерпретировать температурное поведение узкого пика «просветления» в НПС для образцов с Gd. При этом с шириной этого пика можно связать выполнение равенства $1/\tau \cdot (\tilde{H}^*) = \omega$, где $H^* \sim \tilde{H}_{c1}^{(j)}$.

В то время как для эффективности резонансного механизма необходимо выполнение условия «долговременной памяти» $1/\tau \ll \omega$, релаксационный механизм наиболее эффективен при $1/\tau \approx \omega$, т. е. там, где вклад резонансного механизма весьма мал. Таким образом, эти два механизма можно рассматривать как дополнительные не только с точки зрения использования одной и той же модели сверхпроводящей среды, но и с точки зрения чередования их максимальных вкладов в НПС при изменении магнитного поля.

Однако выключение этих механизмов с ростом H происходит при различных значениях магнитного поля. В то время как резонансный механизм ограничен $H_{c2}^{(j)}$, релаксационный механизм выключается в области n' -й осцилляции критического сверхтока, которая определяется эффектом неоднородности H -поля в контакте благодаря вихрям Абрикосова [18]; для джозефсоновской среды с характерным расстоянием d между контактами длиной L $n' \approx (L/\lambda_L) [1 - 2\lambda_L/d]$.

Учтем то обстоятельство, что для актуальных в ВТСП плоских дефектов, которые являются эффективными центрами пиннинга вихрей, с ростом поля H сила пиннинга возрастает. В результате уменьшаются эффекты памяти, так как депиннинг вихрей становится менее вероятным. Это в свою очередь приводит к уменьшению зависимости от предыстории для действующего значения поля H . Тем самым осцилляции $I_c(H)$ при не слишком малых H начинают проявляться в $\chi''(H)$ в полной мере, в то время как для малых H они могут быть подавлены вследствие про-

цессов пиннинга—депиннинга вихрей. С другой стороны, и в области самых малых $H \approx 0$ в $\chi''(H)$ также проявляются осцилляции $I_c(H)$ вследствие предельно слабого пиннинга и уменьшения зависимости от предыстории. Изложенная картина не противоречит эксперименту с точки зрения поведения шумоподобных флуктуаций.

Сравнение используемой модели с экспериментом заставляет предполагать, что эффекты пиннинга—депиннинга вихрей «выключаются» именно в области $H \sim H^*$, а особые точки $\chi''(H)$, где $1/\tau=0$, при $n < n'$ из-за подобных эффектов не проявляются. Оставшиеся особые точки при $n \geq n'$ могут приводить к резкому возрастанию и последующему исчезновению при $1/\tau=0$ эффектов памяти, связанных с переходами через джозефсоновский барьер, и к появлению особенности в НПС. Таким образом, лишь особые точки $n \sim n'$ могут оказывать наблюдаемыми и обеспечивать существование «всплесков» НПС и исчезновение эффектов памяти в области $H \sim H^*(T)$, где $H^*(T) \sim n'H_{c1}^{(j)}$. При этом для $2\lambda_L \ll d$ $H^*(T) \sim (T_c - T)^{3/2}$. Вблизи этих точек в областях предыдущих осцилляций могут иметь место и обсуждавшиеся выше особые точки в резонансном механизме (где $1/\tau \approx \omega$), если $H^* \ll H_{c2}^{(j)}$. Возможность нескольких «всплесков» НПС в области $H \sim H^*$, которая следует из проведенного рассмотрения, соответствует эксперименту при $T < 65$ К.

Отметим, что точка H^* может быть связана также и с появлением сверхрешетки вихрей Абрикосова, что резко уменьшает как вклад релаксационного механизма, так и пиннинг вихрей и эффекты памяти.

В заключение отметим, что для проведения количественного рассмотрения прежде всего требуется детальное исследование эффектов памяти, а также учет реальной структуры внутренних джозефсоновских контактов. Тем не менее рассмотренные в работе механизмы формирования НПС позволяют объяснить его важные свойства, а именно существование порогового значения магнитного поля H^* , отражающего исчезновение эффектов памяти при $H=H^*$, и их возрастание в непосредственной близости к H^* , температурную зависимость H^* , близкую к линейной, а также сложную температурно-зависящую структуру НПС.

Авторы благодарны А. А. Капляцкому и А. С. Сигову за внимание к работе.]

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Moorjani K., Bohandy J., Adrian F., Kim B. F., Shull R. D., Shiang C., Swartzendruber L., Bennett L. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 8. P. 4036—4037.
- [2] Blazey K. W., Müller K. A., Bednorz J., Berlinger W., Amoretti G. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7244—7243.
- [3] Stankowski J., Kahal P. K., Dalal N. S. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7126—7128.
- [4] Кведер В. В., Мчедлидзе Т. Р., Осипьян Ю. А., Шалыгин А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 176—179.
- [5] Лыфарь Д. Л., Моисеев Д. П., Мотуз А. А., Рябченко М. С., Толпыго С. К. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 8. С. 876—880.
- [6] Мастеров В. Ф., Егоров А. И., Герасимов Н. П., Козырев С. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 7. С. 289—292.
- [7] Власенко Л. С., Семенченко М. Г., Степанов Ю. П. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 23. С. 1435—1439.
- [8] Александров В. И., Бадалян А. Г., Баранов П. Г., Вихнин В. С., Осико В. В., Удовенчик В. Т. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 12. С. 3710—3713; Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 3. С. 169—172.
- [9] Blazey K. W., Portis A. M., Müller K. A., Bednorz J., Holzberg F. // Prepr. Proc. Int. Conf. MMHTSC, 1988.
- [10] Бугай А. А., Буш А. А., Зарицкий И. М., Коняц А. А., Каширина Н. И., Колесник С. П. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 4. С. 209—211.
- [11] Portis A. M., Blazey K. W., Müller K. A., Bednorz J. G. // Europhys. Lett. 1988. V. 5. N 4. P. 467—471.
- [12] Сонин Э. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 8. С. 415—418.
- [13] Сонин Э. Б., Таганцев А. К. // Тез. докл. XXV Всес. совещ. по физике низких температур. Л., 1988. С. 91; ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 3.
- [14] Вихнин В. С. // I Всес. совещ. по высокотемпературной сверхпроводимости. Тез. докл. Харьков, 1988. Т. 3. С. 33.

- [15] Бурсиан В. Э., Буш А. А., Вихнин В. С., Гладышев И. В., Сочава Л. С. // Тр. совещ. «Радиоспектроскопия кристаллов с фазовыми переходами». Киев, 1989.
- [16] Лихарев К. К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. 320 с.
- [17] Богачев С. Б., Емельченко Т. А., Ильин В. А., Конников С. Г., Косогов А. О., Косогов О. В., Татарченко В. А., Третьяков В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 3. С. 166—168.
- [18] Фистуль М. В. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 2. С. 95—98.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
16 марта 1989 г.