

НИЗКОПОЛЕВОЕ МИКРОВОЛНОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ВТСП НА ОСНОВЕ ВИСМУТА: ПОРОГОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ

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

Обнаружено пороговое магнитное поле для ряда характерных эффектов в низкополевоом поглощении монокристаллов ВТСП. В спектре микроволнового поглощения пороговому полю соответствует сигнал нового типа. Возникновение нового сигнала в низкополевоом поглощении и пороговых по магнитному полю эффектов связывается с переходом от индивидуального пиннинга вихрей к коллективному.

Первые исследования низкополевого поглощения микроволновой мощности в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) обнаружили ряд характерных эффектов: гистерезис^{1,2}, аномальную зависимость сигнала поглощения от амплитуды модуляции^{2,3} и шумоподобные частично повторяющиеся флуктуации^{4,1}, которые связаны с динамикой вихрей в условиях захвата магнитного потока и проявления внутреннего эффекта Джозефсона. В настоящей работе обнаружено, что все эти эффекты в монокристаллах ВТСП на основе висмута существуют лишь в магнитных полях, меньших некоторого порогового поля H^* , которому в спектре поглощения СВЧ соответствует характерный "всплеск" сигнала. При этом поле H^* существенно зависит от температуры.

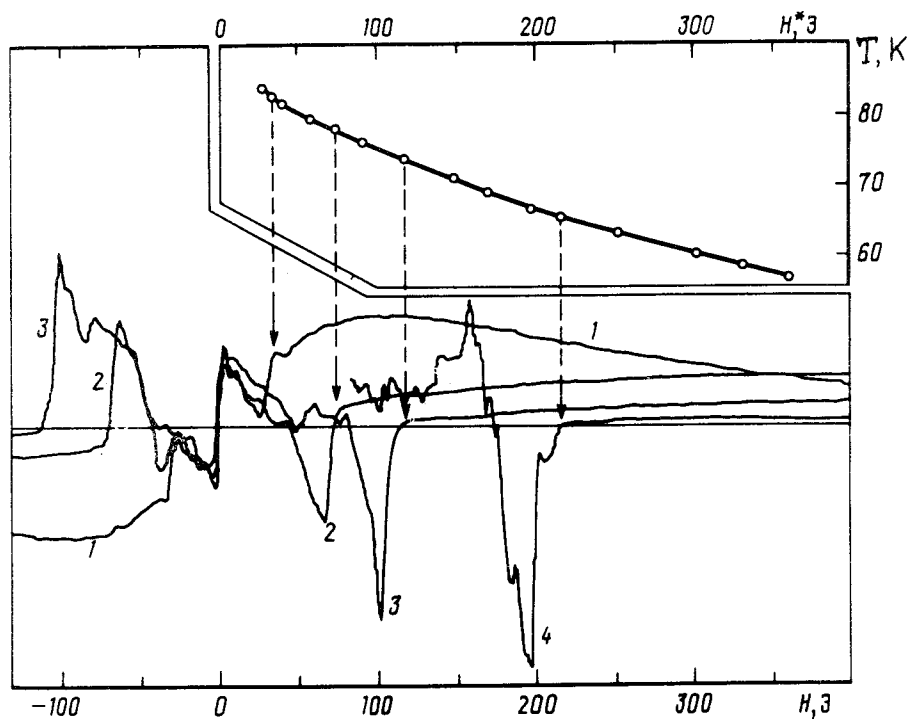


Рис. 1. Всплески, узкая и широкая компоненты низкополевого поглощения в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$. Здесь и на рис. 2: $H \parallel c$, $f_{\text{мод}} = 100$ кГц. Т, К: 87,2 (1), 78,4 (2), 74,5 (3), 65,2 (4). Стрелками показано положение порогового поля H^* . На вставке – зависимость $H^*(T)$

Кристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$, выращенные раствор-расплавным методом, были однофазными и однородными по химическому составу; $T_c = 84 \pm 2$ К. Образцы представляли собой монокристаллические пластинки с осью c , перпендикулярной плоскости. Низкополевои сигнал

(НПС) регистрировался на ЭПР-спектрометре трехсантиметрового диапазона, при модуляции поля частотами 100, 25 кГц, 80 Гц.

В исследованных кристаллах сигнал низкополевого поглощения появляется при температуре $T_c^{НПС} = 87 \pm 88$ К, несколько превышающей T_c . После сложной эволюции формы сигнала, происходящей в узком интервале температур вблизи $T_c^{НПС}$, при $T \lesssim 84$ К низкополевого поглощение имеет трехкомпонентную структуру (рис. 1). Две компоненты – это две линии с центром в точке $H \approx 0$: узкая (с шириной ~ 10 Э, мало меняющейся вплоть до ~ 50 К) и быстро расширяющаяся с понижением температуры более широкая линия. Наибольший интерес представляет третья компонента – всплеск сигнала в ненулевом магнитном поле, сдвигающийся по полю при изменении температуры. Этот всплеск имеет значительную амплитуду и крутой сильнополевой склон, заканчивающийся в поле H^* . В диапазоне 84–56 К поле H^* приблизительно линейно зависит от температуры увеличиваясь от 20 до 350 Э (рис. 1, вставка).

Было установлено, что поля $\pm H$ являются физически выделенными. Именно, они являются пороговыми для ряда эффектов, которые проявляются в исследованных кристаллах.

1) Гистерезис – зависимость знака и формы сигнала от направления сканирования магнитного поля, особенно сильная при малой модуляции. Обнаружено, что этот эффект мало заметен при $H \approx 0$, возникает с ростом H и скачком исчезает в поле H^* , хотя при $|H| > H^*$ сигнал еще заметно отличен от нуля (рис. 2, кривые 1, 3).

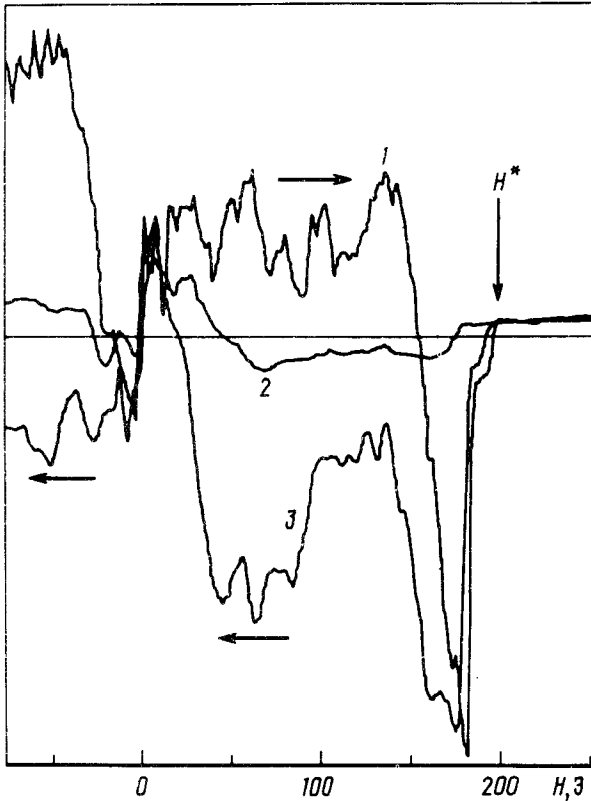


Рис. 2. Проявление пороговых эффектов в низкополевого поглощении. $T = 66,5$ К. 1, 2 – записи при разных амплитудах модуляции магнитного поля: 1 Э (1) и 10 Э (2); для кривой 2 усиление уменьшено в 10 раз. 1, 3 – записи при прямом и обратном сканировании поля H

2) Аномальная зависимость низкополевого сигнала от амплитуды модуляции – существенное изменение величины и формы сигнала при уменьшении амплитуды модуляции и соответствующем увеличении коэффициента усиления. В нашем случае эффект мал при $H \approx 0$, появляется с ростом H и исчезает в поле H^* (рис. 2, кривые 1, 2).

3) Шумоподобные флуктуации, возрастающие при понижении температуры. Такие флуктуации, амплитуда которых намного превосходит приборный шум и сравнима с амплитудой низ-

кополевого сигнала появляются в спектрах исследованных образцов ниже 80 К (рис. 1, рис. 2, — кривые 1, 3). Однако они наблюдаются лишь в области $|H| < H^*$ и отсутствуют при $|H| > H^*$.

Таким образом, поле $\pm H^*$, фиксируемое как особенность в зависимости сигнала от H , является пороговым по отношению к ряду характерных эффектов в низкополевоом поглощении, имеющих место лишь в полях $|H| < H^*$.

Мы связываем все три обсуждаемых эффекта с изменением состояния вихревой решетки при $H = H^*$, которое соответствует переходу от индивидуального пиннинга вихрей к кооперативному. Такая ситуация может трактоваться как достижение при $H = H^*$ приближенного равенства корреляционного радиуса R_c , введенного в теории коллективного пиннинга⁵, и периода a решетки вихрей. Здесь поле H^* является пороговым по отношению к появлению при $H > H^*$ ближнего порядка в вихревой решетке. При этом резко уменьшаются эффекты магнитной памяти (гистерезис), зависимость сигнала от амплитуды модуляции и проявление шумоподобных повторяющихся флуктуаций, характерные для случая индивидуального пиннинга вихрей и обязанные процессам пиннинга — депиннинга.

Одновременно при переходе от индивидуального пиннинга к кооперативному изменяется механизм микроволнового поглощения вихревой решеткой. А именно, поглощение на собственных колебаниях пиннингованных вихрей при $H < H^*$ сменяется поглощением на колебаниях решетки вихрей в условиях коллективного пиннинга при $H > H^*$. При этом смена механизма микроволнового поглощения при $H \approx H^*$, которая связана с изменением состояния вихревой решетки и природы пиннинга вихрей, может происходить в достаточно узком интервале магнитных полей, что обеспечивает существование обнаруженных "всплесков" сигнала dP/dH при $H \approx H^*$, соответствующих "ступенькам" в зависимости $P(H)$. Это обстоятельство находит объяснение на основе теории коллективного пиннинга⁵, согласно которой экспоненциальная зависимость объемной силы пиннинга от магнитной индукции B внутри образца имеет место в области выполнения $\xi < R_c < k_h^{-1}$ (обозначения соответствуют⁵) и перестает выполняться при $R_c \approx a$. Здесь пороговое магнитное поле H^* может быть найдено из

$$r_f^2 = W(0)(4\pi^{1/2} B C_{66}^{3/2} k_h)^{-1}, \quad (1)$$

где r_f — радиус действия силы пиннинга, $W(0) = n \langle f_p^2 \rangle$ характеризует силу f_p и плотность n центров пиннинга в объеме корреляционной области, C_{66} — модуль сдвига вихревой решетки⁶. Воспользовавшись⁵, из (1) находим для актуальных значений параметров $H^* \sim (T_c - T)$, что согласуется с экспериментом.

Таким образом, результаты эксперимента соответствуют предсказаниям теории коллективного пиннинга⁵.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру и А.А.Каплянскому за ценные замечания и полезные дискуссии.

Литература

1. Blazey K. W. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 7241.
2. Власенко Л.С. и др. Письма в ЖТФ, 1987, 13, 1435.
3. Glarum S.H. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 7491.
4. Кведер В.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, Приложение, 176.
5. Larkin A.I., Ovchinnikov Yu.N. J. Low. Temp. Phys., 1979, 34, 409.
6. Brandt E.H. Phys. Stat. Sol., 1976, b77, 551.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 июня 1989 г.