

- [2] К н о п ф е л ь Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 391 с.
- [3] W a r i c h L.P. - Zeitschr. für Angew. Phys., 1964, v. 17, N 5, s. 348-350.
- [4] М и к Дж., К р э г с Дж. Электрический пробой в газах. Пер. с англ. под ред. В.С. Комелькова. М.: ИЛ, 1960, с. 472-485.
- [5] А н д р е е в С.И., О р л о в В.И. - ЖТФ, 1964, т. 35, в. 8, с. 1411-1418.
- [6] Г и т е р м а н В.Л., З е н к о в Д.И., П а в л о в - с к и й А.И., П е т р о в Н.Н., С м и р н о в Е.Н., С п и р о в Г.М. - ЖТФ, 1982, т. 52, в. 10, с. 1983-1986.
- [7] Б о й к о Б.Б., С о й к а А.К., К а ч а н А.И. Авт. свид. № 1250057 (СССР), 1986.
- [8] С о й к а А.К., В а л я в к о В.В. - ЖПС, 1977, т. 27, в. 1, с. 177-181.

Институт физики твердого тела
и полупроводников
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию
22 сентября 1987 г.
В окончательной редакции
22 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13

12 июля 1988 г.

ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ (ОБЛАСТЬ МАЛЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ)

Ю.И. В е с н и н, В.Е. И с т о м и н,
Э.Г. К о с ц о в

Ранее было установлено, что в оксидных сверхпроводниках $Y-Ba-Cu-O$, $Eu-Ba-Cu-O$ при температуре $T = 77-93$ К в области малых магнитных полей наблюдается линия парамагнитного поглощения, имеющая характерную для свободных носителей заряда дайсоновскую форму, интенсивность которой при изменениях T коррелирует с поведением сопротивления образца [1].

Подобная линия поглощения описана и в ряде других работ [2-4], но ее появление связывается либо с джозефсоновскими переходами, либо с проявлением параэлектрического резонанса.

Целью настоящей работы является исследование основных закономерностей, характерных для указанной части спектра парамагнитного резонанса.

Объектом исследования служила керамика $YBa_2Cu_3O_y$ с температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 93-94$ К и протяженностью области перехода $\Delta T_c \approx 2-4$ К, полученная по методу [5]. Изменение спектра ЭПР производилось с помощью радио-

спектрометра с частотой клистрона $\omega = 9.3 \cdot 10^9$ Гц и частотой модуляции $9.75 \cdot 10^5$ Гц.

Рис. 1. описывает зависимость ЭПР-сигнала dP/dH от величины магнитного поля H . Кривая на рис. 1 хорошо воспроизводима, но для получения высокой высокопроизводительности необходимо учитывать гистерезисный характер изменения dP/dH при вариациях H и предысторию воздействия на образец магнитного поля, т.е. учитывать направление обхода петли гистерезиса.

Особенности формирования гистерезиса отражает рис. 2, на котором показана динамика изменения формы кривой dP/dH при последовательном увеличении амплитуды H и последующем ее уменьшении. Как видно, при снижении H невоспроизводимое поведение величины dP/dH начинается со значений H , близких к H_a , которое как известно, составляет в указанных образцах $\sim 2-3 \cdot 10^{-2}$ Тл [6].

Анализ формы кривой на рис. 1 показывает, что она соответствует типичной зависимости dP/dH от H , характерной для металлов. Из этого рисунка видно, что отношение амплитуд dP/dH разных знаков заведомо больше, чем 2.7, т.е. выполняется условие, свидетельствующее об определяющей роли в явлении резонанса не неподвижных парамагнитных центров, а свободных носителей заряда [7] при выполнении соотношения $T_D/T_p \rightarrow 0$ (T_D - время прохождения носителем заряда расстояния, равного толщине скин-слоя - время диффузии магнитного диполя из скин-слоя; T_p -

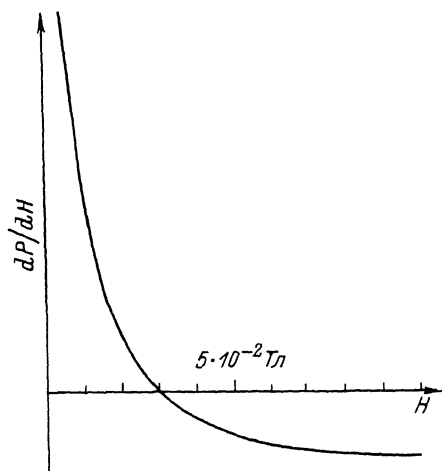


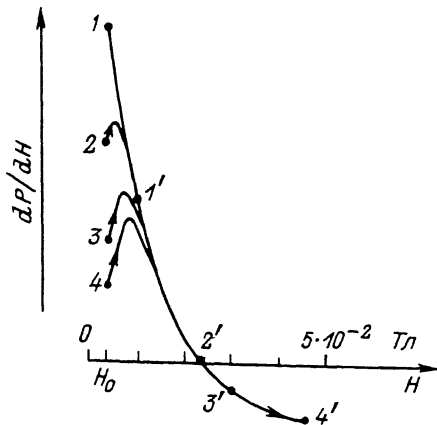
Рис. 1. Типичное изменение сигнала парамагнитного поглощения с увеличением амплитуды магнитного поля H .

время релаксации, определяющее скорость отвода энергии от возбужденной парамагнитной частицы по одному из каналов релаксации).

Анализ формы линии поглощения (рис. 1) дает возможность оценить также время T_p , оно $\approx 3-5 \cdot 10^{-11}$ с. Столь короткое время релаксации не соответствует при

самых благоприятных оценках условиям наблюдения парамагнитного резонанса при определяющей роли спин-решеточной релаксации. Представляется также сомнительным, чтобы эта релаксация осуществлялась за столь короткое время - обычно в металлах оно составляет $10^{-7}-10^{-9}$ с [7]. Остается открытым вопрос и о механизме передачи решетке энергии излучения, поглощаемой „сверх-

Рис. 2. Гистерезис кривых dP/dH (H). Воздействие поля на образец осуществлялось в следующей последовательности: 1 - 1', 2 - 2', 3 - 3', 4 - 4'; переход образца из положения 2, 3, 4 в состояние 1 производился поворотом образца в поле H_0 на 180° , либо его нагревом до 100 K с последующим охлаждением.



проводящими" носителями заряда, т.к. последние, как известно, слабо взаимодействуют с колебаниями решетки.

Поэтому мы высказываем предположение, что релаксация осуществляется за счет спин-спиновых взаимодействий между двумя электронными подсистемами. Отметим при этом, что спин-спиновые взаимодействия отличают наиболее малые времена релаксации, когда за счет магнитных дипольных взаимодействий происходят переходы между уровнями энергии двух или нескольких спинов при сохранении энергии спин-системы в целом.

Одна из указанных подсистем состоит из носителей заряда, участвующих в явлении сверхпроводимости, другая - из нормальных носителей заряда, которые существуют в образце при $T \lesssim 77-93\text{ K}$. Наличие второй группы носителей заряда демонстрирует следующий эксперимент. Образец, помещенный в кварцевую ампулу, нагревался при $T = 470-490\text{ K}$ и давлении $5 \cdot 10^{-2}$ торр в течение $2 \cdot 10^3\text{ с}$, затем ампула отпаивалась. Такой образец оставался сверхпроводящим, о чем свидетельствует наличие в нем эффекта Мейснера, но линия резонансного поглощения исчезала: имело место только нерезонансное (фоновое) поглощение в широком диапазоне H . Этот факт свидетельствует о наличии скин-слоя на нормальных носителях заряда, экранирующем от воздействия СВЧ-излучения сверхпроводящий объем образца. При разгерметизации ампулы непосредственно в процессе измерения ЭПР-сигнала и температуре образца 78 K имеет место восстановление резонансного характера поглощения, первоначальной формы и амплитуды сигнала при неизменной амплитуде нерезонансного поглощения. Типичное поведение во времени амплитуды ЭПР-сигнала при фиксированном значении H представлено на рис. 3. Он свидетельствует о диффузионной природе механизма восстановления резонансной составляющей поглощения. Полагая, что протяженность скин-слоя в данном образце составляет $2-3 \cdot 10^{-8}\text{ м}$, нетрудно оценить коэффициент диффузии кислорода в поверхностном слое сверхпроводника $D \approx 2-4 \cdot 10^{-16}\text{ м}^2/\text{с}$.

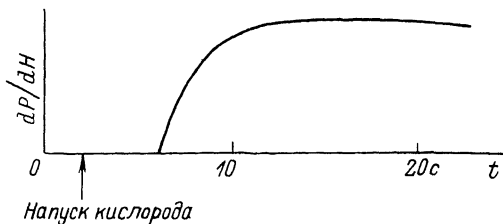


Рис. 3. Поведение во времени амплитуды ЭПР - сигнала после разгерметизации ампулы.

Кроме того, можно сделать вывод о том, что внешний слой образца толщиной $2 \cdot 10^{-8}$ м сверхпроводящими свойствами не обладает - об этом свидетельствует время задержки момента появления сигнала после напуска кислорода, оно составляет 3-4 с.

Исходя из сказанного, схему поглощения СВЧ-энергии в сверхпроводящем образце можно представить следующим образом: СВЧ-энергия \rightarrow спиновая система „сверхпроводящих“ носителей заряда \rightarrow спиновая система нормальных носителей и парамагнитных ионов \rightarrow решетка кристалла.

Характерной особенностью всех исследованных образцов является высокое значение g -фактора, определяемого исходя из соотношения $\hbar\omega = g\mu_B H$ (μ_B - магнетон Бора, \hbar - постоянная Планка). Оно достигает значения ~ 200 и более. Это обстоятельство указывает [8] на малую величину эффективной массы носителей заряда m^* ; она составляет 10^{-2} и менее от массы электрона m_0 .

Высокая плотность носителей заряда n , характерная для данного класса материалов (до $10^{27}-10^{28}$ м $^{-3}$ [9]), и малое значение m^* дают основания полагать, что экранирование магнитного поля (эффект Мейснера) обусловлено проявлением сильного электронного (дырочного) диамагнетизма, согласно модели Бардина [10, 11]. Диамагнитная восприимчивость χ_g обратно пропорциональна квадрату эффективной массы носителей заряда и равна:

$$\chi_g = -\frac{1}{3} \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^2 \frac{\mu_B^2 \mu_0 n}{kT}$$

Здесь μ_0 - магнитная постоянная, k - постоянная Больцмана. Можно отметить, что при $T = 77$ К достаточно $m^* \rightarrow 10^{-2} m_0$, $n \rightarrow 3 \cdot 10^{27}$ м $^{-3}$, чтобы $\chi_g \rightarrow -1$. Заметим также, что образец обладает в этом случае и парамагнитной составляющей восприимчивости $\chi_g/\chi_n = 1/3 \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^2$ [12]. Такая ситуация характерна для ряда легированных полупроводников, в которых диамагнетизм электронов проводимости значительно превышает парамагнитную составляющую [13].

С учетом сказанного можно высказать предположение, что в указанных материалах переход в сверхпроводящее состояние связан с уменьшением эффективной массы одной из групп свободных носителей заряда.

Л и т е р а т у р а

- [1] Веснин Ю.И., Истомина В.Е., Косцов Э.Г. - Препринт ИАиЭ СО АН СССР, 1987, № 365; - Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, в. 2, с. 185-188.
- [2] Мастеров В.Ф., Егоров А.И., Герасимов Н.П., Козырев С.В., Лихолит И.Л., Савельев И.И., Федоров А.В., Штельмах К.Ф. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, с. 289-292.
- [3] What S.V., Ganguly P., Ramakrishnan T.V., Rao C.N.R. - J. Phys. C: Solid state Phys., 1987, v. 20, p. L559-L563.
- [4] Пан В.М., Попов А.Г., Фликс В.С., Брик А.Б., Матяш М.В., Ищенко С.С., Окулов С.М. Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости, Свердловск, 1987, ч. 1, с. 213.
- [5] Wu M.K., Ashborn J.R. et al. - Phys. Rev. Lett., 1987, v. 58, p. 908.
- [6] McGuire T.R., Dinger T.R. et al. - Phys. Rev. B, 1987, v. 36, N 7, p. 4032.
- [7] Feher G., Kip A.F. - Phys. Rev., 1955, v. 98, N 2, p. 337-348.
- [8] Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. Сб. статей. М.: ИИЛ, 1962.
- [9] Gattwick U., Held R., Sparn G. et al. - Europhys. Lett., 1987, v. 4(10), p. 1183-1188.
- [10] Vardeen J. - Phys. Rev., 1950, v. 79, p. 167; 1950, v. 80, p. 567.
- [11] Пайерлс Р. Квантовая теория твердых тел, М.: ИЛЛ, 1956.
- [12] Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников, М.: Госфизматлит, 1962.
- [13] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела, М.: Мир, 1979.

Институт автоматики
и электроники СО АН СССР,
Новосибирск

Поступило в Редакцию
17 марта 1988 г.