

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.312.62

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РЕЛАКСАЦИИ ЯДЕР ^{63}Cu
В $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$

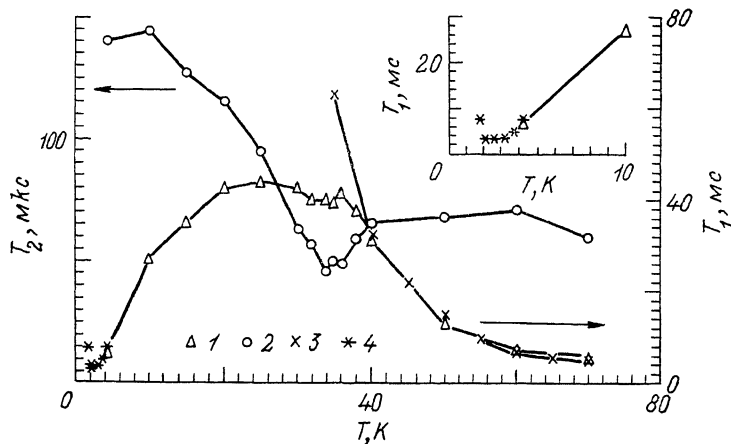
А. В. Бондарь, А. А. Мотуз, С. М. Рябченко, Ю. В. Федотов

В данной работе изучены температурные зависимости времен спин-решеточной T_1 и спин-спиновой T_2 релаксации ядер ^{63}Cu в плоскостях CuO_2 легированного Fe соединения $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ (123 : Fe) с $x = 0.005$. Исследовался также характер кинетики восстановления продольной составляющей ядерной намагниченности M_z . Эксперимент проводился методом ЯКР спинового эха. Ранее подобные исследования для 123 : Fe проводились [1] лишь в узком диапазоне температур 1.5—4.2 К, что, по-видимому, связано со значительным уменьшением интенсивности сигнала ЯКР в 123 при легировании его Fe. Используемая в наших экспериментах автоматизированная система обработки сигналов ЯКР, позволяющая накапливать и усреднять результаты многократных измерений, дала возможность провести исследования в интервале температур 4.2—70 К. Оказалось, что в области температур $70 > T > 40$ К зависимость $T_1(T)$ для 123 : Fe совпадает с этой же зависимостью для нелегированного 123 не только по характеру, но и по значениям T_1 . Кинетика релаксации M_z в этой области имеет вид $1 - \exp(-t/T_1)$. В области же температур $T < 40$ К зависимости $T_1(T)$ для 123 : Fe и нелегированного 123 существенно различаются (см. рисунок). В области 40—20 К рост T_1 с понижением температуры для 123 : Fe прерывается, а начиная с 20 К наблюдается резкое падение величины T_1 . Кинетика релаксации M_z в области $T = 40$ К также существенно изменяется и может быть аппроксимирована выражением $1 - \exp[-(t/T_1)^n]$ с $n < 1$, причем с понижением температуры n постепенно уменьшается. Начиная с $T \approx 10$ К величина n достигает значения 0.5 и при дальнейшем понижении температуры не изменяется. Кинетика типа $1 - \exp(-\sqrt{t/T_1})$ характерная для механизмов спин-решеточной релаксации, связанных с парамагнитными примесными центрами в случае, когда процессы непосредственной передачи энергии спинового возбуждения от ядер к парамагнитной примеси (примесная релаксация) оказываются более эффективными, чем релаксация, связанная с передачей энергии быстро релаксирующим центрам путем спиновой диффузии [2]. В этом случае ядерная система содержит набор ядер с различными временами релаксации, релаксирующих независимо. Усреднение по такому распределению и дает кинетику вида $1 - \exp(-\sqrt{t/T_1})$ [3]. Такой характер кинетики ядерной спин-решеточной релаксации для ^{63}Cu в 123 Fe наблюдался в [1]. В случае же, когда процессы спиновой диффузии оказываются более эффективными, чем примесная релаксация, все ядра релаксируют с одинаковой скоростью и кинетика релаксации экспоненциальна. Экспоненциальный характер кинетики спин-решеточной релаксации может быть обусловлен также малой эффективностью примесных механизмов по сравнению с механизмами релаксации в нелегированном 123 (основной механизм). Хорошее совпадение величин T_1 для 123 : Fe и 123 в области $T > 40$ К (см. рису-

нок) говорит о том, что в данном случае имеет место именно такая ситуация.

Изменение характера кинетики ядерной релаксации в области $T < 40$ К может быть следствием возрастания эффективности процессов примесной релаксации при понижении температуры. Такая ситуация может иметь место при выполнении условия $\omega_n \tau \ll 1$, где τ — время корреляции электронного спина, ω_n — частота ядерной прецессии. Возрастание вклада примесных механизмов с понижением температуры подтверждается существованием падающего участка в зависимости $T_1(T)$ который начинается с $T \approx 20$ К, что снова требует выполнения соотношения $\omega_n \tau \ll 1$ по крайней мере в области температур 4.2—20 К.

Подтверждение справедливости сделанных выводов может быть получено при измерениях в области $T < 4.2$ К, где возрастание величины τ



Температурные зависимости $T_1(T)$ (1), $T_2(T)$ (2) ядер Cu (2) в 123 : Fe и $T_1(T)$ (3) в 123.

На вставке — зависимость $T_1(T)$ из работы [1] (4).

с уменьшением температуры может привести к тому, что соотношение $\omega_n \tau < 1$ перейдет в $\omega_n \tau > 1$. При этом в области, где $\omega_n \tau = 1$, должен наблюдаться минимум зависимости $T_1(T)$ [4]. Такой минимум для 123 : Fe ($x=0.005$) наблюдался в [1], где авторы связывают его с переходом в состояние обладающее магнитным порядком, который может сосуществовать со сверхпроводимостью. Приведенная выше интерпретация наших результатов позволяет объяснить характер зависимости $T_1(T)$ ядер ^{63}Cu в 123 : Fe во всем температурном интервале 1.5—70 К, не прибегая к представлениям о сосуществовании магнитоупорядоченного и сверхпроводящего состояний.

Следует отметить, что легирование 123 железом, оказывая сильное влияние на зависимость $T_1(T)$, практически не влияет на температурную зависимость T_2 . В частности, аномалия в зависимости $T_2(T)$ для ^{63}Cu в плоскостях CuO_2 , обнаруженная при $T=35$ К в нелегированном 123 [5], наблюдается и в 123 : Fe (см. рисунок). Природа этой аномалии пока не установлена. Структурных изменений 123 в этой области температур не обнаружено [6], поэтому одной из возможных причин может быть изменение характера спиновой динамики. Устойчивое воспроизведение этого эффекта в ряде последующих работ, например в [7, 8], в совокупности с результатами настоящих исследований говорит о том, что данное явление, по-видимому, связано с собственными характеристиками $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

- [1] Kumaagi K., Nakamichi Y., Nakamura Y. // *Nucl. Interact.* 1989. V. 50. P. 583—592.
- [2] Салихов К. М., Семенов А. Г., Цветков Ю. Д. *Электронное спиновое эхо и его применения.* Новосибирск: Наука, 1976. 341 с.
- [3] Tse D., Hartmann S. // *Phys. Rev. Lett.* 1968. V. 21. N 8. P. 511—514.
- [4] Сликтер Ч. *Основы теории магнитного резонанса.* М.: Мир, 1981. 448 с.
- [5] Бондарь А. В., Рябченко С. М., Федотов Ю. В. // *Письма в ЖЭТФ.* 1989. Т. 50. № 3. С. 133—134.
- [6] Tei M., Takai H., Mizoguchi K. // *Sol. St. Comm.* 1990. V. 74. N 10. P. 1117—1118.
- [7] Kumagai K., Nakamichi Y., Nakamura Y. // *J. Phys. Soc. Jap.* 1990. V. 59. N 7. P. 2336—2338.
- [8] Завидонов А. Ю., Еремин М. В., Бахарев О. Н. и др. // *СФХТ.* 1990. № 8. С. 1597—1611.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
13 марта 1991 г.

УДК 535.215 : 621.318.134.029.64

© Физика твердого тела, том 33, № 10, 1991
Solid State Physics, vol 33, N 10, 1991

О МЕХАНИЗМЕ ФОТОГЕНЕРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА

*А. О. Матковский, Д. Ю. Сузак, И. М. Болеста,
И. В. Савицкий*

Спектральная зависимость фотопроводимости монокристаллов гадолиний-галлиевого граната (ГГГ) характеризуется полосой в области зонных переходов (225—240 нм) и широкой полосой в диапазоне 240—400 нм, на фоне которой обнаружена серия узких интенсивных линий, соответствующих фотогенерации носителей заряда при возбуждении ионов Gd^{3+} (рис. 1). Для объяснения столь необычной фотопроводимости предполагалась возможность генерации носителей посредством оже-механизма [1, 2] или за счет косвенного взаимодействия $4f$ -электронов Gd^{3+} с лигандами [3].

Полученные в последнее время данные о структуре разрешенных зон редкоземельных галлиевых гранатов (РЗГГ) [4, 5], их люминесценции [6], радиационно-оптических свойствах [7–9], а также о влиянии примесей двухвалентных металлов на фотоэлектрические свойства ГГГ [2, 10] позволяют конкретизировать механизм фотопроводимости в этих кристаллах.

Ширина запрещенной зоны ГГГ равна 5.4 эВ [11]. Из анализа фотоэлектронных спектров, полученных на ЭСХА спектрометре, следует, что основное состояние $4f$ -электронов Gd^{3+} расположено вблизи потолка валентной зоны, формирующегося $2p$ -состояниями ионов O^{2-} [5]. Так как внутрицентровому переходу $^8S_{7/2} \rightarrow ^6D$ в ионе Gd^{3+} соответствует энергия 5.06 эВ, можно предположить, что основное состояние ионов Gd^{3+} отстоит не более чем на 0.4 эВ от потолка валентной зоны кристалла (рис. 2).

Наличие слабого поглощения и широкой полосы фотопроводимости в области 250—350 нм свидетельствует о существовании заполненных электронных состояний, сформированных в запрещенной зоне кристалла наиболее вероятно дефектами кислородной подрешетки и, возможно, «неконтролируемыми» примесями (концентрация $C \leq 10^{-4}$ мол. %).

Фотогенерация носителей заряда при поглощении света ионами гадолиния осуществляется при передаче энергии возбуждения от Gd^{3+} дефектным центрам с их последующей ионизацией. В рамках такого механизма