

T_2 составляет $0,35 \pm 0,02$, а относительная доля ядер с большим временем T_1 равна $0,36 \pm 0,05$. Совпадение этих величин еще раз подтверждает присутствие в образце двух типов центров (Pr1 и Pr2) с относительным содержанием 2:1.

Анализ экспериментальных ЯМР-данных меди и празеодима в образце $\text{Pr}_{185}\text{Ce}_{0,15}\text{CuO}_4$ позволяет сделать следующие выводы:

1) Данные ЯМР подтверждают наличие в образце двух фаз.

2) Узкие линии ЯМР меди со слабо выраженными следами квадрупольного взаимодействия принадлежат ядрам меди в металлической (несверхпроводящей) фазе образца. Важной особенностью этой фазы является квадрупольный характер ядерной релаксации меди.

3) ЯМР празеодима наблюдается, скорее всего, от сверхпроводящей фазы. Большие скорости ядерной релаксации празеодима при низких температурах можно объяснить флуктуациями внутриатомных (сверхтонких) магнитных полей, которые, в свою очередь, могут возникнуть при флуктуациях валентности $\text{Pr}^{3+} - \text{Pr}^{4+}$.

4) На основании наблюдаемого относительного содержания двух типов центров празеодима атомы Pr2 могут быть отнесены к ближайшему четырехкратному окружению атомов Се.

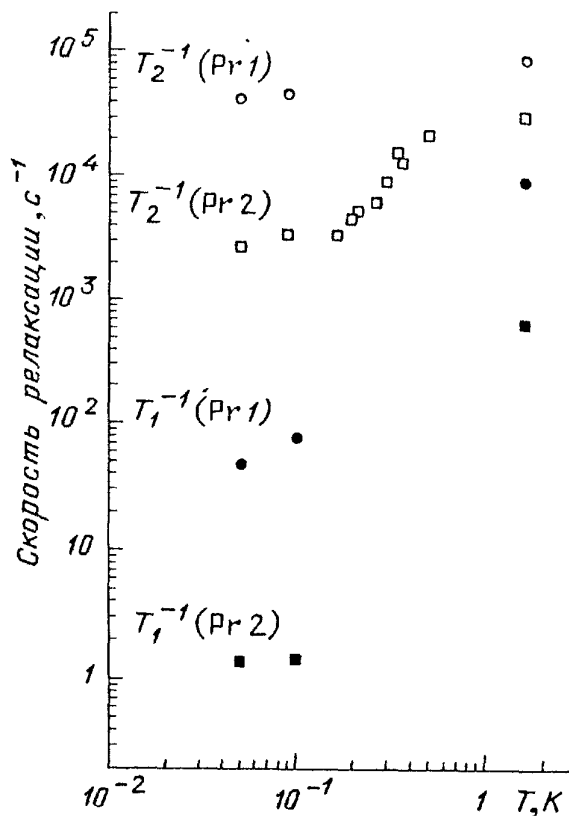


Рис. 4

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Бородин В.А., Горьков Л.П. и др.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46 (Приложение). С. 211.
2. Горьков Л.П., Сокол А.В.//Ibidem. С. 333.
3. Jorgensen J.D. et al.//Proc. of the Third Intern. Symposium on Superconductivity. Sendai. Japan, November 6 — 9, 1990 (to be published by Springer-Verlag, Tokyo).
4. Tokura Y., Takagi H., Uchida S.//Nature, London. 1989. V. 337. P. 345.
5. Lightfoot P. et al.//Physica. Ser. C. 1990. V. 168. P. 627.
6. Abe M et al.//Ibidem. 1989. V. 160. P. 8.
7. Kohori Y. et al.// J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 58. P. 3493.
8. Kumagai K. et al.//Physica. Ser. B. 1990. V. 165 — 166. P. 1297.
9. Бахареv О.Н. и др.//Письма ЖЭТФ, 1990. Т. 51. С. 571.
10. Завидонов А.Ю. и др.//СФХТ. 1990. Т. 3. С. 1597.
- [11] Nekvasil V.//Physica. Ser. C. 1990. V. 170. P. 469.
12. Бахареv О.Н. и др.//Письма Б ЖЭТФ. 1990. Т. 52. С. 812.
13. Бахареv О.Н. и др.//Ibidem. С. 1012.
14. Bakharev O.N. et al.//Proc. of the Third German-Soviet Bilateral Seminar on HTSC. — Karlsruhe, FRG, October 8—12, 1990. P. 9.
15. Бахареv О.Н. и др.// Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 383.
16. Mac Laughlin D.E. et al.// Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 30. P. 1577.

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР (27 марта 1991 г.)

27 марта 1991 г. в Институте физических проблем АН СССР им. П.Л. Капицы состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Ю.Г. Абов, А.Д. Гулько, Ф.С. Джепаров, С.С. Тростин. Бета-ЯМР спектроскопия и исследования случайных блужданий в неупорядоченных системах.

2. А.В. Инюшкин, А.Н. Талденков, В.В. Флорентьев. Теплопроводность монокристаллов.

539.43(048)

Ю.Г. Абов, А.Д. Гулько, Ф.С. Джепаров, С.С. Тростин. Бета-ЯМР спектроскопия и исследования случайных блужданий в неупорядоченных системах.

1. β -ЯМР спектроскопия (магнитный резонанс и релаксация поляризованных β -активных ядер (β -ядер)) возникла вслед за открытием несохранения четности в слабых взаимодействиях [1]. Она основана на том, что вероятность испускания β -частицы под углом ϑ к поляризации ρ_0 β -ядер следует закону $w(\vartheta) \sim 1 + \alpha \rho_0 \cos \vartheta$, где α — ядерная константа. Поэтому, создавая в веществе β -ядра и исследуя зависимость распределения их излучения от времени, внешнего постоянного и переменных магнитных полей, температуры и давления, можно изучать процессы, обусловленные сверхтонкими и дипольными взаимодействиями.

Впервые эксперименты такого рода были использованы для изучения спинов и дипольных моментов β -ядер в [2, 3]. Впоследствии метод в основном стал применяться для исследования конденсированных сред, поскольку β -ЯМР обладает значительными преимуществами перед такими классическими методами, как ЯМР и ЭПР, а также перед другими ядерными методами (возмущенные угловые корреляции и распределения γ -излучения, эффект Мёссбауэра) в исследовании некоторых явлений.

В данном обзоре обрисованы контуры β -ЯМР исследований, выполненных на реакторе ИТЭФ. Более подробная информация содержится в [4 — 6]. Обзоры зарубежных работ можно найти в [7, 8].

β -ядра получают либо в (n, γ) -реакциях на тепловых поляризованных нейтронах из ядерного реактора, либо в ядерных реакциях на ускорителях. В обоих случаях поляризация β -ядер в момент их образования не зависит от температуры и близка к максимально возможной. Спиновая матрица плотности β -ядер сразу после (n, γ) -реакции имеет вид

$$\rho_0 = \frac{1}{\text{Sp} I} \left[1 + \frac{3\rho_0}{I(I+1)} I_z \right], \quad \rho_0 = \text{Sp} I \rho_0 \sim 1. \quad (1)$$

Эксперименты с β -ядрами делятся на два класса: релаксационные и резонансные.

2. Рассмотрим схему релаксационного опыта на примере деполаризации β -ядер ${}^8\text{Li}$ ($T_{1/2} = 0,84$ с, $I = 2$, $g = 0,8267$) в LiF [4, 9]. Кристалл помещается в постоянное поле $\mathcal{H}_0 // \rho_0 / \partial z$. При захвате нейтрона ядром ${}^7\text{Li}$ образуется ядро ${}^8\text{Li}$ в возбужденном состоянии. Переходя в основное состояние, оно испускает один или два γ -кванта и приобретает энергию отдачи ~ 300 эВ, достаточную для образования вблизи него нескольких пар радиационных дефектов типа вакансии-междоузлия. При измерениях поляризации на временах $t \sim T_{1/2}$ получается, что

$$\rho_0(t) = \rho_0(0) \exp(-t/T_1(\mathcal{H}_0, T)), \quad (2)$$

где T — температура образца, причем предэкспонента тоже зависит от \mathcal{H}_0 и T , т.е. она является остаточной поляризацией для процессов, происходящих за времена $t \ll T_1$. Важнейшими среди них являются деполаризация под влиянием квадрупольного электрического взаимодействия с вышеупомянутыми дефектами и кросс-релаксация с ядрами стабильного редкого изотопа ${}^6\text{Li}$. Исследование зависимости $\rho_0(0, \mathcal{H}_0, T)$ дает информацию о константах сверхтонких взаимодействий и об отжиге дефектов. На ее основе был также сделан вывод о неэкспоненциальности кросс-релаксации ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$ [9]. Если в (n, γ) -реакции происходит испускание электронов внутренней конверсии, то вблизи β -ядер или на них самих возникает парамагнитная электронная оболочка, также дающая вклад в быструю деполаризацию [4].

3. Резонансные опыты ставятся обычно в поле \mathcal{H}_0 , достаточно сильном для того, чтобы можно было пренебречь процессами быстрой релаксации. При этом информация о сверхтонких и диполь-дипольных взаимодействиях получается из зависимости поляризации β -ядер от параметров

внешних (постоянного и переменных) полей и от температуры.

Среди подобных исследований отметим детальное измерение функции формы линии ЯМР ядер ${}^8\text{Li}$ в LiF в рекордно широком диапазоне ее изменения на пять порядков [10], а также изучение в этом веществе радиационных дефектов [11], многоспиновых и многоквантовых процессов [12 — 14] и проявления дислокаций в резонансе на удвоенной ларморовской частоте [15].

4. Кросс-релаксация ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ интересна тем, что она представляет собой уникальный пример процесса делокализации поляризации в пространственно неупорядоченной спиновой системе, доступного весьма детальному экспериментальному исследованию по прямому измерению поляризации ядра, инициировавшего этот процесс (т.е. в начальном состоянии было поляризовано только β -ядро ${}^8\text{Li}$, его поляризация размешивается с течением времени между ${}^8\text{Li}$ и ближайшими ядрами ${}^6\text{Li}$ и информация об этом получается из кинетики деполяризации β -ядра). Впервые этот процесс был обнаружен в работе [9] (см. также [4]), а затем в [16]. Он является основным релаксационным каналом для β -ядер ${}^8\text{Li}$ в LiF в широком диапазоне температур (включая комнатную) и магнитных полей \mathcal{H}_0 . Это, в частности, обусловлено совпадением g -факторов ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ с точностью в 0,6%, благодаря которому поле $\mathcal{H}_0 = 150 - 200$ Гс, практически подавляющее кросс релаксацию для остальных спинов, почти не ослабляет флип-флоп-переходы между ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$. Основные результаты исследований переноса поляризации в пространственно неупорядоченной спиновой системе ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ изложены в [5] (эксперимент) и [6, 17] (теория). Ниже мы ограничимся краткой аннотацией трех типов процессов из этого класса.

4.1. Делокализация поляризации описывается кинетическим уравнением

$$\dot{p}_{i0} = - \sum_j (v_{ji} p_{j0} - v_{ij} p_{i0}), \quad p_{i0}(t=0) = \delta_{i0}, \quad (3)$$

где $p_{i0}(t)$ — поляризация i -го спина из системы ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ ($i=0$ соответствует ${}^8\text{Li}$, а $i \neq 0$ — ${}^6\text{Li}$) при условии, что вначале был поляризован только спин ${}^8\text{Li}$, а v_{ji} — скорость переноса поляризации с i -го спина на j -й. С достаточной точностью можно принять, что

$$v_{ii} = \xi v_{0i} \frac{r_0^{-6}}{r_{ij}^{-6}} (1 - 3 \cos^2 \bar{\vartheta}_{ij})^2, \quad \xi_0 = \xi = 3, \quad \xi_{i \neq 0} = 1; \quad (4)$$

здесь $\bar{\vartheta}_{ij}$ — угол между внешним полем \mathcal{H}_0 и вектором \vec{r}_{ij} , соединяющим спины, r_0 — расстояние между ближайшими спинами, а ξ_i учитывает различие в спинах ${}^8\text{Li}$ ($I_0 = 2$) и ${}^6\text{Li}$ ($I_{i \neq 0} = 1$). Область применимости уравнений (3), (4) и возможные отклонения от них рассмотрены в [5, 6, 18].

С теоретической точки зрения проблема состоит в получении решения уравнений (3), усредненного по случайному распределению примесей в кристалле. Это одна из задач проблемы случайных блужданий в неупорядоченных системах, принадлежащей к сложнейшим и интереснейшим в современной теоретической физике [6, 19], что, в частности, следует из сравнения представления решений таких задач функциональными интегралами [20] с аналогичными представлениями для других известных проблем.

Общее представление о кинетике делокализации возбуждений при дипольном переносе типа (3), (4) дает приближенная формула

$$P_{00}(t) = \langle p_{00}(t) \rangle = Q(t) + (1 - Q(t)) \frac{\xi}{[\mu \beta (t + \tau)]^{3/2}} \left[1 + \frac{\varphi}{[\mu \beta (t + \tau)]^{1/2}} \right], \quad (5)$$

где

$$Q(t) = \langle \exp(-\sum_j v_{ji} t) \rangle = \exp[-(\beta t)^{1/2}]; \quad (6)$$

здесь P_{00} — вероятность обнаружить возбуждение (поляризацию) в точке, с которой оно начало свое движение, угловые скобки означают усреднение по конфигурациям примесей, ферстеровская константа β пропорциональна скорости переноса на среднем расстоянии, а численные параметры μ , β , τ и φ рассчитаны в [6]. В работах [5, 21] зависимость $P_{00}(t)$ была экспериментально изучена в области $P_{00}(t) > 0,1$, причем было показано, что формула (5) и ряд ее модификаций удовлетворительно согласуются с опытом. В настоящее время наиболее интересен вопрос о характере длинновременной асимптотики этого процесса. Предасимптотика, предсказываемая формулой (5), была подтверждена в оптических исследованиях переноса локализованных экситонов [22].

4.2. При наложении на систему ${}^8\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}$ переменного поля с частотой $\omega = \omega_L({}^8\text{Li}) + \omega_L({}^6\text{Li}) \approx 2\omega_L({}^6\text{Li})$, равной сумме ларморовских частот ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$, инициируются двухспиновые флип-флип- и флоп-флоп-переходы, скорость которых $\sim r_{ij}^{-6}$, также как и v_{ij} , но

они не сохраняют суммарную поляризацию системы. Полностью микроскопическое описание этого процесса при $P_{00}(t) > 0,1$ можно получить на основе учета трех первых членов разложения P_{00} в ряд по концентрации примеси $c \ll 1$ (фактически по $(\beta t)^{1/2}$), что подтверждено в эксперименте [5, 23]. Один из важных качественных эффектов здесь состоит в том, что зависимость эффективной скорости релаксации β -ядер от относительной интенсивности слабых резонансных двухспиновых переходов является неаналитической. Это обусловлено вышеуказанным разрушением интеграла движения и неупорядоченностью системы.

4.3. При повышении температуры становится существенной пространственная диффузия ядер ^6Li — ^6Li , причем кинетика деполяризации ядер ^6Li вида $P_{00} \approx \exp[-(\beta t/(\xi + 1))^{1/2}]$, где $\beta \sim c^2\nu_0$, практически совпадающего с (5) при $\beta t \lesssim 1$, трансформируется в $P_{00} = \exp(-Wt)$ с $W \sim c\nu_0$. Этот переход изучен в работах [5, 24]. Количественно он также хорошо объясняется в рамках концентрационных разложений и может быть положен в основу изучения редких прыжков ядер лития с характерными частотами $\sim 1 \text{ с}^{-1}$.

5. Исследования процессов случайных блужданий в неупорядоченных системах с дипольным переносом, выполненные методом β -ЯМР, представляют собой проверку весьма жестких предсказаний микроскопической теории. В настоящее время эксперимент и теория в данном круге вопросов согласуются удовлетворительно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шапиро Ф.Л.//УФН. 1958. Т. 65. С.133.
2. Connor D.//Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 429.
3. Abov Yu.G., Yermakov O.N., Gul'ko A.D. et al.// Nucl. Phys. 1962. V. 34. P. 505.
4. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С., Тростин С.С.//Некоторые проблемы современной ядерной физики. — М.: Наука, 1989. — С. 193.
5. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.// ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 962.
6. Джепаров Ф.С.//Ibid mC. 982.
7. Ackermann H., Heitjans P., Stockmann H.-J.// Top. Curr. Phys. 1983. V. 31. P. 291.
8. Stockmann H.-J., Jager E., Sulzer G. et al.//Hyperfine Interactions. 1990. V. 60. P. 765.
9. Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д. и др. Препринт ИТЭФ № 150. — Москва, 1976.
10. Булгаков М.И., Гулько А.Д., Оратовский Ю.А., Тростин С.С.//ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 667.
- [11] Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д. и др.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. С. 481, Препринт ИТЭФ № 138. — М. 1978.
12. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Гулько А.Д. и др.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 344.
13. Джепаров Ф.С., Степанов С.В. Препринт ИТЭФ № 139. — Москва, 1982.
14. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 2299; Препринт ИТЭФ № 66. — Москва. 1984.
15. Bulgakov M.I., Dzheparov F.S., Cul'ko A.D. et al.//Hyperfine Interactions. 1990. V. 60. P. 937.
16. Fujara F., Stockmann H.-J., Ackermann H. et al.//Zs. Phys. Kl. B. 1980. Bd. 37. S. 151.
17. Джепаров Ф.С., Степанов С.В., Шестопал В.Е. Препринт ИТЭФ № 133. — Москва. 1987.
18. Джепаров Ф.С.// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 1694.
19. Bouchaud J.-P., Georges A.//Phys. Rep. 1990. V. 195. P. 127.
20. Джепаров Ф.С., Шестопал В.Е.//Изв. вузов. Сер. "Физика". 1987. Т. 30, № 6. С. 77.
- [21] Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. С. 460.
22. Гапонцев В.П., Джепаров Ф.С., Платонов Н.С., Шестопал В.Е.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 460.
23. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 2354; Препринт ИТЭФ № 111. — Москва. 1985.
24. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988, Т. 52. С. 1699.

538.945(048)

А.В. Инюшкин, А.Н. Талденков, В.В. Флорентьев. Теплопроводность монокристаллов $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Измерение температурной зависимости теплопроводности твердых тел дает существенную информацию о свойствах квазичастиц (фононов, свободных носителей заряда,