

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ РЕШЕТОЧНОГО И ПРИМЕСНОГО ВКЛАДОВ В СПИН-РЕШЕТОЧНУЮ РЕЛАКСАЦИЮ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЯДЕР

П.Ю.Ефицинко, В.М.Микушев, Е.В.Чарная

*Санкт-Петербургский государственный университет
199164, Санкт-Петербург*

Поступила в редакцию 5 сентября 1991 г.

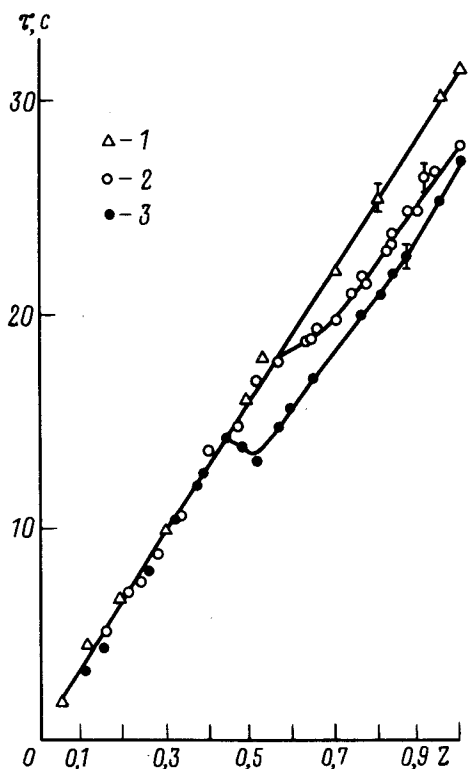
После переработки 21 октября 1991 г.

На примере изотопов Ga^{69} и Ga^{71} демонстрируется новый эффект подавления примесного вклада в ядерную спин-решеточную релаксацию и разделение примесного и решеточного вкладов, основанные на применении варианта двойных ядерных резонансов - квадрупольного насыщения линии ЯМР электрическим полем.

Важнейшим параметром радиоспектроскопии является время ядерной спин-решеточной релаксации (СРР) T_1 . В реальных твердых телах это время определяется вкладами двух механизмов: решеточного, обеспечивающего релаксацию в идеальных образцах, и примесного¹. Суммарный процесс СРР в целом характеризуется временем $T_1^{\Sigma} = \{(T_1^{\text{реш}})^{-1} + (T_1^{\text{прим}})^{-1}\}^{-1}$, по величине которого, в частности, судят о примесной структуре исследуемых материалов. До последнего времени не представлялось возможным провести прямое разделение времен $T_1^{\text{реш}}$ и $T_1^{\text{прим}}$ в одном образце. Выделение примесного вклада осуществлялось либо в рамках имеющихся модельных представлений по временным, температурным или полевым зависимостям восстановления сигнала намагниченности¹⁻⁴, либо на основе сравнения с образцами, считающимися бездефектными. Оба способа носят оценочный характер и приводят к неопределенности в разделении $T_1^{\text{реш}}$ и $T_1^{\text{прим}}$. В настоящей статье на примере кристаллов арсенида галлия описывается новый метод, использующий двойные резонансы, который позволяет непосредственно измерять времена $T_1^{\text{реш}}$ и $T_1^{\text{прим}}$ для квадрупольных ядер.

Примесная ядерная СРР реализуется за счет того, что вблизи имеющихся в образце парамагнитных примесей или других дефектов, релаксационные процессы идут на несколько порядков быстрее, чем в основном объеме. Вследствие этого локальная обратная спиновая температура в околodefектной области $\alpha_{\text{лок}}$, пропорциональная локальной спиновой намагниченности, ближе к равновесному значению, равному обратной температуре решетки α_l , чем средняя по объему величина $\langle \alpha \rangle$: $|\alpha_{\text{лок}} - \alpha_l| < |\langle \alpha \rangle - \alpha_l|$. Локальное изменение спиновой температуры распространяется на весь объем образца благодаря спиновой диффузии, и тем самым сказывается на скорости изменения $\langle \alpha \rangle$. Для наиболее распространенных способов измерения времени СРР T_1^{Σ} по восстановлению сигнала намагниченности после насыщения примесная СРР идет, очевидно, в условии $\alpha_{\text{лок}} > \langle \alpha \rangle$. Если с помощью дополнительного внешнего воздействия уменьшить $\alpha_{\text{лок}}$ до значения $\alpha_{\text{лок}} \simeq 0$, т.е. насытить околodefектную область, то канал примесной релаксации перекрывается, и восстановление средней по объему намагниченности будет определяться только решеточным механизмом, что даст возможность измерить $T_1^{\text{реш}}$. Как показано в работах⁵⁻⁷, в том числе для GaAs, эффективный локальный перегрев спин-системы квадрупольных ядер возникает при использовании известных вариантов двойных ядерных резонансов: электрическом и акустическом насыщении линии ЯМР, поскольку вероятность индуцированных переходов, а также

отношение вероятностей индуцированных переходов к вероятностям релаксационных переходов около дефектов значительно больше, чем в регулярной решетке. Таким образом, если производить измерения T_1 обычным образом в условиях стационарного дополнительного насыщения, то следует ожидать в соответствии с уравнениями, приведенными в ⁷, что начиная с некоторого уровня насыщения произойдет отключение примесной релаксации ⁸. При этом следует учесть, что намагниченность в условиях насыщения, как нетрудно вывести из уравнения для изменения спиновой температуры под действием стационарного возбуждения и релаксации, будет восстанавливаться с характерным временем $\tau = ZT_1$, где Z - фактор насыщения: $Z = \langle \alpha \rangle_{ст} / \alpha_i$, $\langle \alpha \rangle_{ст}$ - значение $\langle \alpha \rangle$ для стационарного электрического или акустического насыщения.



На рисунке представлены результаты измерений τ в зависимости от величины фактора Z при электрическом насыщении линии ЯМР ядер Ga^{71} в высокоомных кристаллах GaAs , номинально чистых и легированных ионами Cu^{2+} и Cr^{2+} с концентрацией 10^{-3} ат%. Измерения производились при 77К в магнитном поле с индукцией $B = 0,42$ Тл. Насыщающее электрическое поле прикладывалось на двойной ларморовской частоте для возбуждения переходов с изменением магнитного квантового числа на 2, причем $\vec{E} \parallel [100] \parallel \vec{B}$. Из рис. (кривая 1) видно, что в чистом образце зависимость $\tau(Z)$ имеет линейный характер $\tau = T_1^\Sigma Z$ и $T_1^\Sigma = (31,4 \pm 0,5)$ с. На основании линейности $\tau(Z)$ и данных для скорости СРР ⁶ можно полагать, что в чистом образце $T_1^\Sigma = T_1^{\text{реш}}$ и $T_1^{\text{прим}} \rightarrow \infty$. Для GaAs , легированного хромом, при $Z = 1$ $T_1^\Sigma = (27,8 \pm 0,5)$ с. При уменьшении Z график $\tau(Z)$ выходит на прямую, соответствующую нелегированному образцу (кривая 2). По наклону линейного участка легко найти $T_1^{\text{реш}} = (31,4 \pm 0,8)$ с, что очевидно равно T_1^Σ для чистого GaAs . Используя T_1^Σ и $T_1^{\text{реш}}$ можно рассчитать $T_1^{\text{прим}} = (240 \pm 40)$ с. Для образца, легированного медью (кривая 3), аналогичным образом получаем $T_1^\Sigma = (27,0 \pm 0,4)$ с и

$$T_1^{\text{прим}} = (190 \pm 40) \text{ с.}$$

Для изотопа Ga^{69} были получены похожие зависимости $\tau(Z)$, по которым рассчитывались значения $T_1^{\text{реш}}$ и $T_1^{\text{прим}}$: в чистом образце $T_1^{\Sigma} = (12,4 \pm 0,2) \text{ с} = T_1^{\text{реш}}$; в $\text{GaAs} : \text{Cr}$ $T_1^{\Sigma} = (11,5 \pm 0,2) \text{ с}$ и $T_1^{\text{прим}} = (160 \pm 50) \text{ с}$; в $\text{GaAs} : \text{Cu}$ $T_1^{\Sigma} = (11,4 \pm 0,2) \text{ с}$, $T_1^{\text{прим}} = (140 \pm 50) \text{ с}$. Как видно, относительная роль примесной релаксации для Ga^{69} меньше, чем для Ga^{71} , что вполне согласуется с большим квадрупольным моментом изотопа Ga^{69} . Аналогичные зависимости были также получены для других ориентаций вектора \vec{E} относительно кристаллографических осей и направления магнитного поля.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования демонстрируют принципиально новую возможность непосредственного разделения примесного и решеточного вкладов в СРР, что существенно для изучения структуры реальных кристаллов.

1. Абрагам А., Гольдман М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок., М.: Мир, 1984.
2. Waugh J.S., Slichter C.P., Phys. Rev. B, 1988, 37, 4337; 1989, 40, 4201.
3. Хуцишвили Г.Р., УФН, 1965, 87, 211.
4. Буишвили Л.А., Буишвили Т.Л., Фокина Н.П., Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 245.
5. Кулешов А.А., Столыпко А.Л., Чарная Е.В., Шутилов В.А., Дан АН СССР, 1987, 293, 1361.
6. Кулешов А.А., Микушев В.М., Столыпко А.Л. и др., ФТТ, 1986, 28, 3262.
7. Антокольский Г.Л., Чарная Е.В., Шутилов В.А., ФТТ, 1973, 15, 3250.
8. Charnaya E.V., Kuleshov A.A., Mikushev V.M. et al., X International Symposium on the Jahn-Teller effect. Kishinev, 1989. Abstracts, p.60.