

МНОГОСПИНОВЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС С УЧАСТИЕМ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ β -АКТИВНЫХ ЯДЕР

Ю.Г.Абов, М.И.Булгаков, А.Д.Гулько, Ф.С.Джепаров
С.С.Тростин, С.П.Боровлев, В.М.Гарочкин

Обнаружено, что примесные бета-активные ядра ${}^8\text{Li}$ в LiF испытывают резонансную деполаризацию не только при облучении образца радиочастотным полем, вращающимся с ларморовской частотой ${}^8\text{Li}$, но и на частотах, являющихся линейными комбинациями ларморовских частот ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{19}\text{F}$ с целочисленными коэффициентами. Измерены частоты, факторы запрета и вторые моменты резонансов.

Применение сильных радиочастотных полей в магнитном резонансе на примесных поляризованных β -активных ядрах (β -ядрах) позволяет наблюдать ряд интересных явлений в твердом теле. Например, в работе ¹ изучались многоквантовые переходы между квадрупольно-расщепленными уровнями β -ядра, в ² получена очень узкая линия ЯМР с шириной около 30 Гц, в ³ была измерена форма линии вдали от центра резонанса, где ее величина составляла 10^{-5} от значения в центре. В настоящей работе сообщается о наблюдении резонансной деполаризации β -ядер ${}^8\text{Li}$, участвующих в одновременной переориентации группы спинов в поликристаллическом образце LiF . Частоты резонансов ν_{0i} удовлетворяли условию

$$\nu_{0i} = n\nu_8 + m\nu_{19} + k\nu_7, \quad n \neq 0, \quad (1)$$

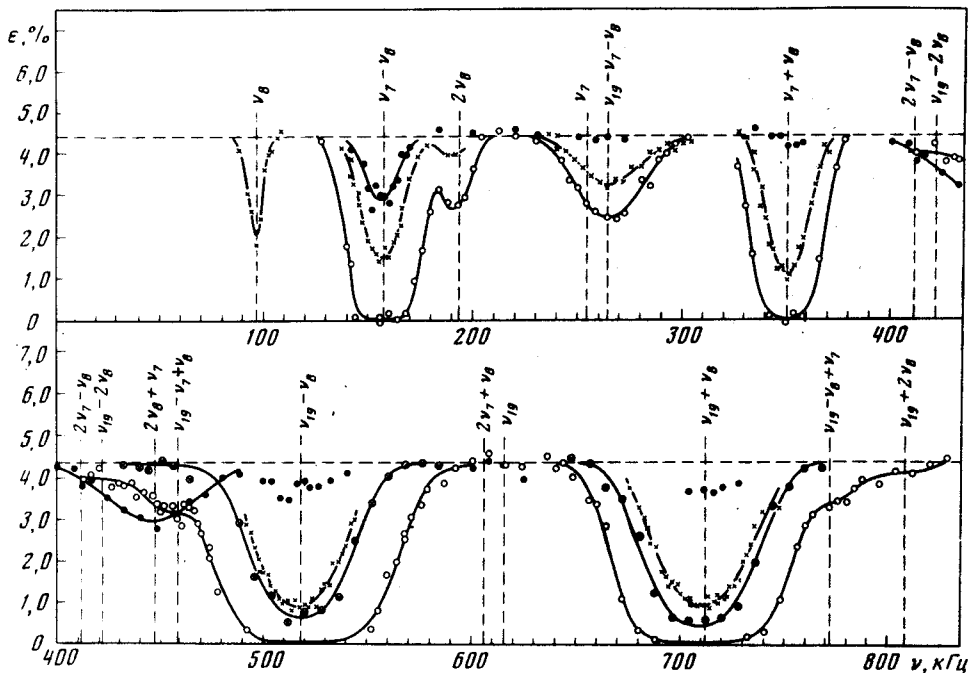
где n , m и k – целые числа, ν_8 , ν_{19} и ν_7 – ларморовские частоты ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^{19}\text{F}$ и ${}^7\text{Li}$. Такие резонансы естественно назвать многоспиновыми, поскольку они соответствуют переходам с одновременным изменением магнитных квантовых чисел нескольких спинов.

Метод наблюдения резонансов был основан на том, что угловое распределение β -излучения поляризованного ядра связано с величиной поляризации $P(t)$ соотношением $W(\theta) \sim 1 + \text{const} P(t) \cos \theta$, где θ – угол между направлениями поляризации ядра и вылетом β -части-

цы. Измерялась $(0 - \pi)$ -угловая асимметрия:

$$\epsilon = [N(0) - N(\pi)] / [N(0) + N(\pi)]$$

β -излучения ядер ${}^8\text{Li}$ ($T_{1/2} = 0,84$ сек, спин $I = 2$), образующихся в поляризованном состоянии в реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ на тепловых поляризованных нейтронах ($N(\theta)$) — число отсчетов счетчика, регистрирующего электроны распада). Температура образца Li F была комнатной, содержание изотопа ${}^6\text{Li}$ менее 0,3 %.



Зависимость угловой асимметрии β -излучения ядер ${}^8\text{Li}$ ϵ от частоты ν РЧ поля. Частоты ν_8 , ν_7 и ν_{19} — значения ларморовских частот ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{19}\text{F}$. Точки \circ измерены с РЧ полем, вращающимся в направлении прецессии ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{19}\text{F}$ (знаки их g -факторов положительны); амплитуда поля H_1 в диапазоне частот 130 — 400 кГц составляла 6 ± 8 Гс, в диапазоне 400 — 800 кГц — 3 ± 4 Гс. Точки \bullet измерены при тех же амплитудах H_1 РЧ поля, но с противоположным его вращением. Точки \times и \otimes измерены при одинаковых направлениях вращения H_1 и прецессии ядер, но с меньшими амплитудами H_1 : $H_1 = 0,02$ Гс для резонанса ν_8 ; $H_1 = 1,7$ Гс для резонансов $\nu_7 \pm \nu_8$; $H_1 = 5$ Гс для резонанса $\nu_{19} - \nu_7 - \nu_8$; $H_1 = 0,6$ Гс и $H_1 = 0,9$ Гс для резонансов $\nu_{19} \pm \nu_8$. Резонанс вблизи частоты 450 кГц на противоположном вращении H_1 связан с резонансной деполаризацией РЧ полем нейтронного пучка (g -фактор нейтрона отрицателен). Абсолютная статистическая точность измерения одной экспериментальной точки $\pm 0,14$ %.

Исследовалась зависимость ϵ от частоты ν , амплитуды H_1 и направления вращения РЧ поля. Поле $H_0 \cong 150$ Гс, амплитуда H_1 изменялась в пределах $0,6 \pm 10$ Гс. В диапазоне частот от 130 до 830 кГц наблюдались резонансы, представленные на рисунке. При обработке результатов принималось, что скорость деполаризации β -ядра под влиянием РЧ поля R описывается формулой

$$R = \pi \gamma_8^2 H_1^2 \sum_i A_i f_i(\omega - \omega_{0i}), \quad (2)$$

где $\omega_{0i} = 2\pi\nu_{0i}$ — частота i -го резонанса, A_i — фактор запрета, $f_i(\omega)$ — нормированная функция формы резонанса, $\gamma_8 = 3,96 \cdot 10^3$ Гс $^{-1}$ · сек $^{-1}$ — гироманнитное отношение ядра ${}^8\text{Li}$. Предполагалось, что $f_i(\omega)$ является Гауссианом со вторым моментом $(2\pi)^2 \times \times M_{2i}$. Результаты обработки представлены в таблице.

Результаты обработки спектра ЯМР

	$\nu_7 - \nu_8$	$\nu_7 + \nu_8$	$\nu_{19} + \nu_8$	$\nu_{19} + \nu_8$	1) $-(\nu_7 - \nu_8)$	$\nu_{19} -$ $-(\nu_7 + \nu_8)$	$\nu_{19} +$ $+(\nu_7 - \nu_8)$	$\nu_{19} -$ $-(\nu_7 - \nu_8)$	$2\nu_8$
$A_i \cdot 10^3$	0,67 $\pm 0,03$	0,85 $\pm 0,03$	13,8 $\pm 0,4$	14,3 $\pm 0,4$	0,017 $\pm 0,002$	0,030 $\pm 0,005$	0,07 $\pm 0,02$	0,03 $\pm 0,02$	0,009 $\pm 0,001$
M_{2i} , кГц ²	57 ± 4	52 ± 3	203 ± 9	244 ± 10	49 ± 7	157 ± 23	210 ± 110	102 ± 45	46 ± 8

1) Знак минус означает, что резонанс вызывается РЧ полем, вращающимся в направлении, противоположном прецессии ядер ${}^7\text{Li}$, и ${}^8\text{Li}$.

Хорошо известно, что уединенное ядро имеет лишь одну резонансную частоту — ларморовскую. Многоспиновый резонанс возникает потому, что в спектре коллективных спиновых движений вследствие суперпозиции зеемановских и несекулярных диполь-дипольных взаимодействий существуют комбинационные частоты (1) и снимаются правила запрета типа $\Delta I_z = 1$. Так, например, в резонансе на частоте $2\nu_8$ участвует лишь одно ядро, поскольку концентрация β -ядер в образце очень мала ($< 10^{-5}$). Однако, этот резонанс является существенно многоспиновым, и невозможен без участия спинов кристалла.

Теория многоспинового резонанса может быть построена на основе идей, близких к тем, которые используются в современной теории многоимпульсных методов ЯМР^{4,5} и в нелинейной механике^{6,7}. При построении эффективного гамильтониана \mathcal{H}_3 удобно перейти в представление взаимодействия, выбрав в качестве гамильтониана \mathcal{H}_0 взаимодействие всех спинов с внешним полем ($H \ll H_{loc}, H_{loc}$ — локальное поле), и далее производить уничтожение быстро осциллирующих членов, применяя унитарные преобразования^{4,5} и итерационную процедуру типа итераций Арнольда^{6,7}. Влияние медленно осциллирующих членов из \mathcal{H}_3 на деполаризацию ядер учитывается по обычной теории возмущений. Для оценок ширин резонансов использована стандартная аппроксимация, в которой пренебрегают корреляцией локальных полей на разных ядрах. Теория показывает, что резонанс должен происходить при выполнении условия

$$|l\nu_{oi} = n\nu_8 + m\nu_{19} + k\nu_7, 1 \leq |n| \leq 2I| \quad (3)$$

В этой формуле опущены малые сдвиги зеемановских частот, имеющие относительный порядок $(H_{loc}/H_0)^2$. Общая тенденция такова, что с ростом порядка резонанса его фактор запрета убывает.

Ряд результатов, рассчитанных изложенным выше методом, хорошо согласуется с экспериментом: воспроизводится формула (1), получаются правильные значения для оценок факторов запрета и второго момента резонансов, вычисленное в низшем порядке соотношение факторов запрета для двухспиновых резонансов практически точно совпадает с экспериментом: $A(\nu = \nu_7 + \nu_8) : A(\nu = \nu_7 - \nu_8) : A(\nu = \nu_8 - \nu_7) = (1,28 : 1 : 0,018)_{\text{теор}} = ((1,27 \pm 0,04) : 1 : (0,017 \pm 0,02))_{\text{эксп}}$; $A(\nu = \nu_{19} + \nu_8) : A(\nu = \nu_{19} - \nu_8) : A(\nu = \nu_8 - \nu_{19}) = (1,05 : 1 : (6 \cdot 10^{-4}))_{\text{теор}} = ((1,04 \pm 0,06) : 1 : (< 0,06))_{\text{эксп}}$

Теория объясняет причину узости резонанса на частоте $2\nu_8$. Функция формы этого резонанса определяется корреляционной функцией, построенной из z -компонент спинов ${}^{19}\text{F}$, а не x -, y -компонент, как например, для резонанса $\nu = \nu_{19} \pm \nu_8$. Флип-флоп процессы в LiF происходят значительно медленнее, чем фазовая релаксация, поэтому резонанс $\nu = 2\nu_8$ существенно уже, чем резонанс $\nu = \nu_{19} \pm \nu_8$.

Многоспиновые резонансные переходы могут наблюдаться и стандартными методами, без использования β -ядер. В частности, метод динамической поляризации ядер основан на ис-

пользовании простейшего варианта многоспиновых переходов — двухспиновых⁸. Многоспиновые процессы в системах ядерных спинов наблюдались недавно с применением импульсных методов ЯМР⁹.

Явление, обнаруженное и исследованное в данной работе, позволяет изучать с помощью методов ядерной регистрации спектры ЯМР с участием стабильных изотопов образца, например, исследовать квадрупольные взаимодействия этих изотопов с радиационными дефектами, возникающими при образовании β -ядер в кристаллах в (n, γ)-реакции. Метод может быть полезен и для исследования локальных характеристик процессов спиновой кинетики.

Благодарим В.А.Ацаркина, А.А.Лундина, Э.Б.Фельдмана, А.К.Хитрина и И.С.Шапиро за обсуждение вопросов, связанных с данной работой.

Литература

1. *Dubbers D., Dörr K., Ackermann H., Fujara F., Grupp H., Grupp M., Heitjans P., Körblein A., Stöckmann H.-J.* Z. Physik, 1977, A 282, 243.
2. *Winnacker A., Dubbers D., Fujara F., Dörr K., Ackermann H., Grupp H., Heitjans P., Körblein A., Stöckmann H.-J.* Phys. Lett., 1978, 67 A, 423.
3. Булгаков М.И., Гулько А.Д., Оратовский Ю.А., Тростин С.С. ЖЭТФ, 1971, 61, 667.
4. Провоторов Б.Н., Фельдман Э.Б. ЖЭТФ, 1980, 79, 2206.
5. Бушивили Л.Л., Волжан Е.Б., Менабде М.Г. ТМФ, 1981, 46, 251.
6. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, §28, М.: Наука, 1974.
7. Арнольд В.А. Математические методы классической механики. Гл.10, М.: Наука, 1974.
8. Джеффрис К. Динамическая ориентация ядер. М.: Мир, 1965.
9. Ерофеев Л.Н., Шумм. Б.А. В сб. "Радиоспектроскопия", Пермь, 1981, стр.54.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
12 января 1982 г.
После переработки
18 марта 1982 г.