

## ЭХО В ЭФФЕКТИВНОМ ПОЛЕ МНОГОИМПУЛЬСНОЙ ЯКР-ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

*В.Л.Ермаков, Р.Х.Курбанов, Д.Я.Осокин, В.А.Шагалов*

*Физико-технический институт общей физики АН СССР  
420029, Казань*

Поступила в редакцию 23 июля 1991 г.

Впервые получены сигналы индукции и эхо в неоднородном эффективном поле многоимпульсной ЯКР-последовательности. Экспериментально показана возможность использования полученных эффектов для ЯКР-томографии.

Действие импульсных радиочастотных полей на спиновую систему можно представить <sup>1</sup> как постоянное во вращающейся системе координат эффективное поле - т.е. при импульсном облучении можно ввести в рассмотрение эффективную систему координат (ЭСК), определяемую импульсами и расстройкой, ось  $z$  которой совпадает с направлением эффективного поля. Ранее было показано <sup>2</sup>, что временное развитие "поперечной" компоненты начальной матрицы плотности аналогично сигналу индукции во введенной системе координат. В данной статье представлены первые экспериментальные результаты по обращению распада намагниченности вследствие неоднородности эффективного поля в ЭСК и предложены пути использования полученных эффектов в ЯКР-томографии азота-14.

Рассматривается квадрупольная (ГЭП асимметричен) система спинов  $J = 1$  в нулевом магнитном поле, облучаемая на одном из трех переходов. Для описания экспериментов достаточно операторов фиктивного спина -  $(1/2)^3$ , принадлежащих одному переходу, и коммутационные соотношения которых полностью эквивалентны обычным коммутационным соотношениям декартовых компонент спинового оператора. Поэтому ниже у операторов фиктивного спина верхний индекс, соответствующий облучаемому переходу, для краткости опущен.

Рассмотрим последовательность  $(\pi/2)_x - (\tau - \alpha_x - \tau)^n$ . Здесь в отличие от обычного импульсного спин-локинга (ИСЛ) начальная намагниченность не параллельна, а перпендикулярна радио-частотному полю. Гамильтониан эффективного поля расстройки и импульсов <sup>1</sup> при малых длительностях цикла  $t_c = 2\tau$  равен  $\mathcal{H}_e \approx \omega_e J_1$ , где  $\omega_e = \alpha/t_c$  - частота прецессии в эффективной системе координат.

Развитие начальной матрицы плотности  $\rho_0 = J_2$  (несущественные в данном рассмотрении множители и слагаемые опущены) будет определяться выражением

$$\rho(t_e) = \exp(-i\mathcal{H}_e t_e) \rho_0(\text{h.c.}) = J_2 \cos \omega_e t_e + J_\zeta \sin \omega_e t_e$$

"Эффективное" время  $t_e$  здесь имеет смысл тот, что наблюдение ведется только в дискретные моменты времени  $t_e = nt_c$ .

Выражение для сигнала от всего образца получим, усреднив по имеющемуся в реальных экспериментах разбросу углов поворота  $\alpha$ . Для качественного понимания экспериментов примем, что реальный угол поворота имеет вид  $\alpha(1+\delta)$ , где  $\delta$  является нормальной случайной величиной с нулевым средним и стандартным отклонением  $\sigma$ . Тогда сигнал индукции в ЭСК будет определяться интегралом

$$S(t_e) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\delta^2/2\sigma^2) \text{Sp}[J_2\rho(t_e)] d\delta \sim \exp(-\frac{1}{2}\sigma^2\bar{\omega}_e^2 t_e^2) \cos \bar{\omega}_e t_e.$$

Здесь  $\bar{\omega}_e = \frac{\alpha(1+\delta)}{t_e} = \alpha/t_e$  - средняя величина эффективного поля. Рефокусировку распада намагниченности в ЭСК можно получить при следующих модификациях последовательности ИСЛ:

1. "Лишний"  $\pi$ -импульс:  $(\pi/2)_x - (\tau - \alpha_x - \tau)^N - \pi_y - (\tau - \alpha_x - \tau)^n$ .
2. Смена знака эффективного поля:  $(\pi/2)_x - (\tau - \alpha_x - \tau)^N - (\tau - \alpha_{-x} - \tau)^n$ .

После несложных расчетов получаем, что в обоих случаях в момент времени  $t_e = 2T_e$ , где  $T_e = Nt_c$ , будет сигнал эхо:

$$S_{echo}(t_e) = \exp[-\frac{1}{2}\sigma^2\bar{\omega}_e^2(t_e - 2T_e)^2] \cos[\bar{\omega}_e(t_e - 2T_e)].$$

На рис. 1 и 2 представлены экспериментально полученные сигналы индукции и эхо.

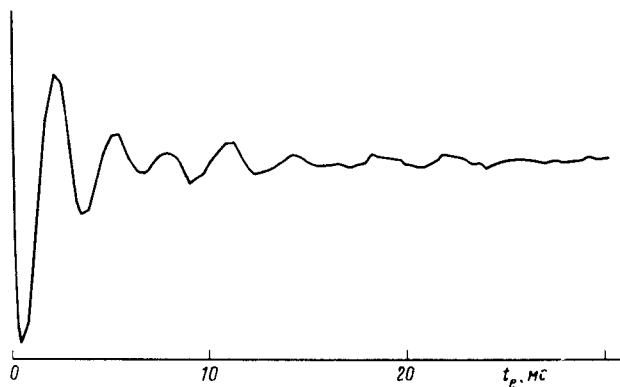


Рис. 1. Сигнал индукции в ЭСК для последовательности ИСЛ с  $t_c = 0,6$  мс и  $\alpha = 0,27$  рад (все эксперименты проведены на монокристалле  $\text{NaNO}_2$  при 77К на частоте 4,93135 МГц - резонанс азота-14)

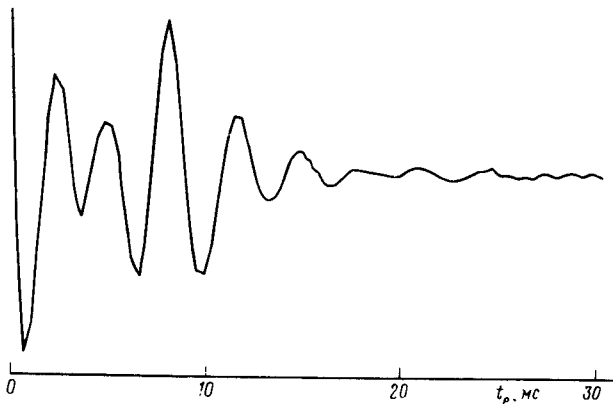


Рис. 2. Эхо в ЭСК при смене знака эффективного поля последовательности ИСЛ в момент  $T_e = 6,6$  мс.

Недавно было предложено использовать для ЯКР-томографии градиент не постоянного, а радиочастотного поля <sup>4</sup>, т. е. кодировать пространственное положение спинов в величине угла поворота намагниченности, который прямо пропорционален амплитуде радиочастотного поля. Особую важность это имеет для целых спинов, поскольку использование градиентов постоянного поля в

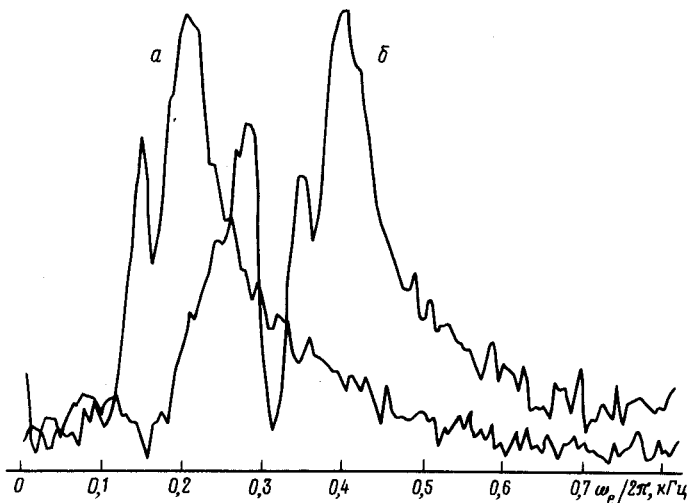


Рис. 3. Совмещенные на одной частотной шкале фурье-спектры сигналов индукции в ЭСК для последовательности ИСЛ при различных углах поворота: *a* -  $\alpha_1 = 0,27$  рад (сам сигнал индукции показан на рис. 1); *b* -  $\alpha_2 = 0,81$  рад. Хорошо видно, что разные углы поворота импульсов в последовательности дают линии на разных частотах (обсуждение экспериментально наблюдаемого расщепления линии выходит за рамки настоящей работы)

этом случае не эффективно ввиду так называемого "замораживания" взаимодействия квадрупольной спиновой системы с малыми постоянными полями <sup>5</sup>.

Полученные выше результаты позволяют развить этот способ кодировки дальше и угол поворота, в свою очередь, кодировать в частоту заполнения сигналов индукции и эхо в эффективной системе координат. Тогда с помощью фурье-преобразования получаемых данных можно легко разнести по частоте сигналы от спинов с различными пространственными векторами. На рис. 3 представлено экспериментальное подтверждение возможности практической реализации такого подхода для целей ЯКР-томографии. Возможность получения сигналов эха позволяет увеличить чувствительность метода, что особенно важно для соединений азота, характеризующихся слабыми сигналами.

1. Карнаух Г.Е., Провоторов Б.Н., Хитрин А.К. ЖЭТФ, 1983, 84, 161.
2. Осокин Д.Я. Радиоспектроскопия конденсированных сред. М.: Наука, 1990.
3. Vega S., Pines A. J. Chem. Phys., 1977, 66, 5624.
4. Rommel E., Nickel P., Kimmich R., Pusiol D.J. Magn. Res., 1991, 91, 630.
5. Leppelmeier G.W., Hahn E.L. Phys., Rev. 1966, 141, 724.