

ОДНОИМПУЛЬСНОЕ СПИНОВОЕ ЭХО В ЯДЕРНЫХ СИСТЕМАХ С БОЛЬШИМ ДИНАМИЧЕСКИМ СДВИГОМ ЧАСТОТЫ

Ю.М.Буньков, Б.С.Думеш, М.И.Куркин

Теоретически рассмотрено образование эха от одного импульса в системах с динамическим сдвигом частоты. Экспериментально получен сигнал одноимпульсного эха на ядрах Mn^{55} в $MnCO_3$. Даны экспериментальные условия образования эха и его характеристики.

Исследования двухимпульсного эха в ядерных спиновых системах с большим динамическим сдвигом частоты [1 – 3] показали, что в таких системах наряду с известным Гановским механизмом формирования сигналов эха может работать так называемый механизм частотной модуляции, предложенный Голдом [4]. Покажем, что за счет механизма Голда сигналы эха могут возникнуть не только от нескольких, но даже от одного импульса. Мы рассмотрим здесь одну из возможных ситуаций, которую удалось сравнительно просто реализовать экспериментально.

Основным моментом здесь является то, что в системах с динамическим сдвигом частота прецессии ядерной намагниченности m зависит от величины ее проекции m_z на равновесное направление

$$\Omega = \omega_n - \omega_p \frac{m_z}{m} = \omega_n - \omega_p \cos \theta, \quad (1)$$

где ω_n – несмещенная частота ЯМР, ω_p – динамический сдвиг частоты, θ – угол, на который отклоняется m от своего равновесного направления под действием высокочастотного (ВЧ) поля. Рассмотрим случай, когда ядерная система возбуждается ВЧ полем частоты ω , отличающимся от частоты ЯМР на величину

$$|\delta\omega| = |\omega_n - \omega_p - \omega| \gg \omega_p (\omega_1/\omega_p)^{2/3}, \quad (2)$$

где ω_1/γ – амплитуда ВЧ поля с учетом эффекта усиления, γ – ядерное гиромагнитное отношение. Величина $\omega_p (\omega_1/\omega_p)^{2/3}$, как показано в [5], соответствует среднему изменению динамического сдвига при движении m под действием ВЧ поля. Этим изменением при условии (2) в первом приближении можно пренебречь, и тогда задача сводится к движению свободных спинов при наличии большой расстройки частоты ВЧ поля $\delta\omega$. Во вращающейся с частотой ω системе координат это движение представляет собой прецессию с частотой, которая в первом приближении равна $\delta\omega$. При этом величина $\cos \theta$ в момент окончания импульса длительности t_1 определяется выражением¹⁾

$$1 - \cos \theta = (\omega_1/\delta\omega)^2 (1 - \cos \delta\omega t_1). \quad (3)$$

¹⁾ В формуле (4) не учтены релаксационные процессы.

После выключения импульса спины будут прецессировать с частотой Ω , определяемой данным углом θ . Относительно вращающейся системы координат частота прецессии $\delta\Omega$ получается после подстановки (3) в (1)

$$\delta\Omega = \Omega - \omega = \delta\omega + \omega_p (\omega_1/\delta\omega)^2 (1 - \cos \delta\omega t_1). \quad (4)$$

Согласно [4], появление модулирующего слагаемого с $\cos \delta\omega t_1$ достаточно для того, чтобы распад сигнала индукции носил характер пульсаций. Действительно, учтем, что величина расстройки $\delta\omega$ разбросана в интервале Δ , который определяется неоднородным уширением, и рассмотрим группу спинов с $\delta\omega = \delta\omega_j$. Соответствующий ядерный магнитный момент m_j за время t после импульса, прецессируя вокруг равновесного направления, изменит свою фазу на величину

$$\phi_j = \phi_j^0 - \delta\phi_j, \quad (5)$$

где
$$\phi_j^0 = t(\delta\omega_j - \omega_p (\omega_1/\delta\omega_j)^2) \approx t\delta\omega_j, \quad (6)$$

$$\delta\phi_j = t\omega_p (\omega_1/\delta\omega_j)^2 \cos \delta\omega_j t. \quad (7)$$

Пусть теперь $t = t_1$, причем $t_1\Delta \gg 1$, для того, чтобы за время порядка t_1 фазы исходных групп спинов полностью перемешались. Тогда для тех групп спинов, для которых $\pi/2 \leq \phi_j^0 \leq 3\pi/2$ дополнительное приращение фазы $\delta\phi_j < 0$, а для групп спинов с $-\pi/2 \leq \phi_j^0 \leq \pi/2$ величина $\delta\phi_j > 0$ (рис. 1). Таким образом, как следует из рис. 1, в момент $t = t_1$ существует результирующая поперечная намагниченность, вызывающая высокочастотный сигнал. При $t \neq t_1$ корреляция между ϕ_j и знаком $\delta\phi_j$ отсутствует и сигнал равен нулю. Это явление мы назовем одноимпульсным эхом¹⁾. Аналогичным образом показывается, что подобные сигналы могут возникать и в моменты времени $t = 2t_1, 3t_1$ и так далее.

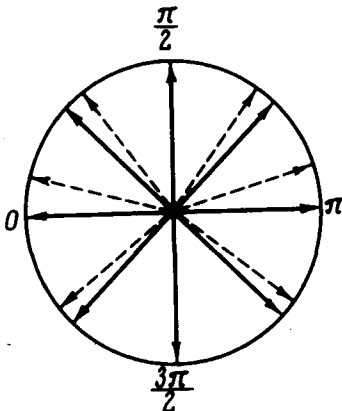


Рис. 1. Фазовая диаграмма распределения поперечных моментов групп спинов через время $t = t_1$ после ВЧ импульса. Сплошные стрелки — без учета модуляции, пунктирные — с учетом модуляции

¹⁾Ширина сигнала определяется неоднородным уширением. Одноимпульсное эхо, обусловленное другим механизмом формирования рассмотрено в работе [6].

Сигнал одноимпульсного эха был обнаружен на ядрах Mn^{55} в легко-плоскостном антиферромагнетике $MnCO_3$ (рис. 2). Сигнал наблюдался в гелиевом диапазоне температур ($4,2 - 1,7^\circ K$). Несмещенная частота ЯМР $\omega_n = 640$ Мгц. В наших условиях динамический сдвиг $\omega_p \approx 30$ Мгц.

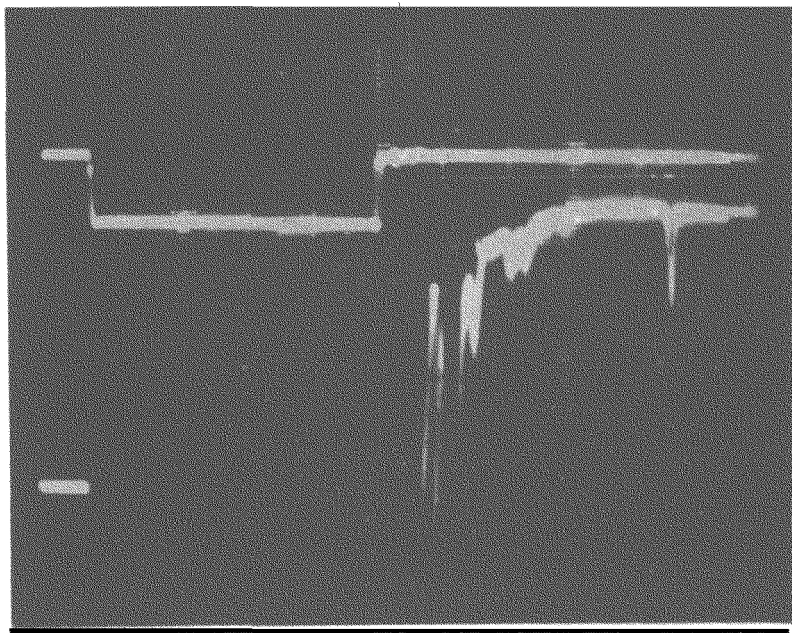


Рис. 2. Осциллограмма сигнала одноимпульсного эха. Масштаб по горизонтали 20 мксек/деление. Верхний луч – сигнал частотомера. Нижний луч – сигнал индукции и эха

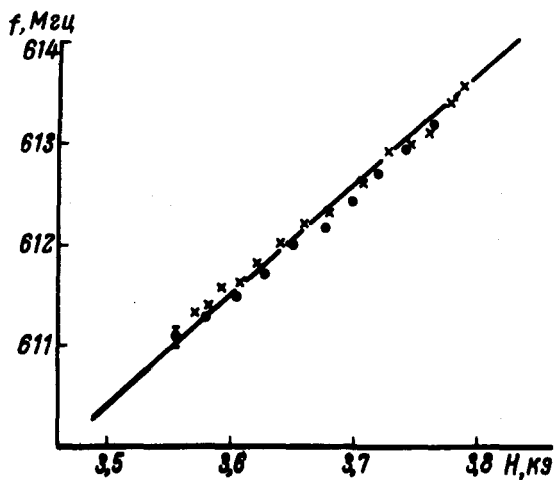


Рис. 3. Спектр сигнала одноимпульсного эха при постоянной частоте ВЧ поля. Точки – $\omega = 610,4$ Мгц, крестики – $\omega = 616$ Мгц. Сплошная линия – спектр ЯМР

Сигнал эха наблюдался только тогда, когда частота ЯМР не совпадала с частотой ВЧ поля. Минимальная расстройка, при которой удалось наблюдать сигнал одноимпульсного эха составляет $0,5 \text{ МГц}$. В отличие от этого двухимпульсное эхо максимально при отсутствии расстройки.

Частота сигнала эха совпадает с частотой ЯМР. На рис. 3 показана зависимость частоты сигнала эха от магнитного поля. Частота ВЧ импульса постоянна и равна $610,4 \text{ МГц}$ (точки) и 616 МГц (крестики). Непрерывной линией показан спектр ЯМР, полученный на том же образце из экспериментов по двухимпульсному эху.

Экспериментально наблюдалось три пика, отстоящих от ВЧ импульса на t_1 , $2t_1$ и $3t_1$ соответственно. Первый пик эха наблюдался при t_1 от 30 до 150 мксек . Второй и третий пики, оказавшиеся на порядок слабее первого, удалось разрешить лишь при малых $t_1 < 30 \text{ мксек}$.

Амплитуда сигнала эха сильно зависит от крутизны фронтов импульса. При увеличении длительности фронта от 0,3 до 1 мксек амплитуда сигнала упала на порядок.

С увеличением длительности импульса величина сигнала эха экспоненциально падает с постоянной времени близкой к времени спин-спиновой релаксации, измеренной с помощью двухимпульсного эха.

При изменении расстройки наблюдаются осцилляции интенсивности сигнала эха с расстоянием между максимумами $0,05 \text{ МГц}$. Амплитуда сигнала меняется при этом на 20%.

Авторы выражают глубокую благодарность А.С.Боровику-Романову и Е.М.Турову за руководство и постоянный интерес к работе, а также В.В.Николаеву, М.П.Петрову и А.А.Петрову за ценные дискуссии.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 января 1974 г.

Литература

- [1] Б.С.Думеш. Письма в ЖЭТФ, **14**, 350, 1971.
- [2] М.П.Петров, Г.А.Смоленский, А.А.Петров, С.И.Степанов. ФТТ, **15**, 184, 1973.
- [3] P.Richards, C.R.Christensen, B.D.Guenther, A.C.Daniel. Phys. Rev., **B4**, 2216, 1971.
- [4] R.W.Gould. Phys. Lett., **19**, 477, 1965.
- [5] Е.А.Туров, М.И.Куркин, В.В.Николаев. ЖЭТФ, **64**, 283, 1973.
- [6] M.B.Stearns. A.I.P.Conference Proceedings №10, Part 2 p. 1644, 1973.