УДК 539.143.43


# СОСТАВНОЕ ЭХО ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕКОГЕРЕНТНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПАР ИМПУЛЬСОВ

*В. Г. Василовская, В. И. Цифринович*

Исследуется формирование составного эха при воздействии на хановскую систему периодической последовательности пар некогерентных импульсов. Показано, что в такой ситуации фазовый эффект проявляется в биениях амплитуды эха. Анализируется влияние неоднородности коэффициента усиления ЯМР в магнитоупорядоченных средах. Обсуждаются возможности применения этого явления в радиоспектроскопии.

В [1] было установлено, что при воздействии на хановскую систему периодической последовательности пар слабых резонансных импульсов в системе формируется составное эхо, которое является векторной суммой одного двухимпульсного и множества стимулированных эх.

В условиях когерентного возбуждения, когда фазы импульсов одинаковы, амплитуда составного эха равна арифметической сумме амплитуд составляющих сигналов. Такая ситуация исследовалась в [2] для фотонного эха в $Pr^{3+}:YAlO_3$. Если фаза каждого четвертого импульса отличается от фазы трех предыдущих на одинаковый угол $\varphi$, то должен наблюдаться фазовый эффект: квадрат амплитуды составного эха становится (с точностью до константы) гармонической функцией от $\varphi$. В этом случае спины (или диполи) одновременно фокусируются около двух различных осей во вращающейся системе координат. Фазовый эффект исследовался в [1] для ядерного спинового эха в ферромагнитных пленках кобальта.

При воздействии импульсов произвольной амплитуды составное эхо уже не является суммой сигналов, формируемых независимыми парами и тройками резонансных импульсов. Поэтому даже в условиях когерентного возбуждения поведение составного эха существенно усложняется [3]. При некогерентном возбуждении спинового эха картина усложняется еще сильнее, так как фазы резонансных импульсов принимают случайные значения. Такая ситуация ранее не исследовалась, и ее анализ является целью настоящей работы.

Для упрощения расчетов рассмотрим ситуацию, когда справедлива следующая цепочка неравенств:

$$\tau < T_2 \ll T_1 < T, \tag{1}$$

где $\tau$ — временно́й интервал между импульсами пары, $T$ — период повторения пар, $T_1$ и $T_2$ — времена продольной и поперечной релаксации. До воздействия первой пары импульсов спиновая система находится в равновесном состоянии

$$s = \mu_+/\mu = 0, \quad m = \mu_2/\mu = 1. \tag{2}$$

Применяя метод символических формул [4], найдем решение уравнений Блоха в момент включения первого импульса следующей пары. Опуская члены $\sim \exp(-T/T_2)$, получим

$$s = 0, \quad m = P_{11} \exp(-T/T_1),$$

$$P_{11} = \cos\alpha_2 (\cos\alpha_1 - 1) + \exp(\tau/T_1) [(\cos\alpha_2 - 1) - \\ - \sin\alpha_1 \sin\alpha_2 \cos(\delta\tau + \varphi_{21} - \varphi_{11}) \exp(-\tau/T_2)]. \tag{3}$$

Здесь и в дальнейшем $\varphi_{1n}$ и $\varphi_{2n}$ — фазы первого и второго импульсов $n$-й пары, $\alpha_1$ и $\alpha_2$ — углы поворота спинов под действием этих импульсов.

Методом математической индукции нетрудно показать, что в момент включения первого импульса $(n+1)$-й пары величина $m$ определяется выражением

$$m = 1 + \sum_{k=1}^{n} P_{kn} \exp(-kT/T_1), \tag{4}$$

где коэффициент $P_{1n}$ отличается от $P_{11}$ заменой $\varphi_{11}$ и $\varphi_{21}$ на $\varphi_{1n}$ и $\varphi_{2n}$. В рассматриваемом случае $(T_1 < T)$ в выражении (4) достаточно учесть первую поправку, соответствующую $k = 1$. В этом приближении амплитуда составного эха $A_{n+1}$, достигающего максимума через время $\tau$ после второго импульса $(n + 1)$-й пары, описывается выражением

$$A_{n+1} = [A_0 + Q \exp(-T/T_1)] \exp(-2\tau/T_2), \tag{5}$$

где

$$A_0 = |\sin\alpha_1| \sin^2(\alpha_2/2),$$

$$Q = -cA_0 + A_1 \cos(\Delta\varphi_{n+1} + \beta),$$

$$A_1 = (1/4) |\sin 2\alpha_1| \sin^2\alpha_2,$$

$$\Delta\varphi_{n+1} = (\varphi_{2n} - \varphi_{1n}) - (\varphi_{2,n+1} - \varphi_{1,n+1}),$$

$$c = 2 [\cos\alpha_2 \sin^2(\alpha_1/2) + \sin^2(\alpha_2/2) \exp(\tau/T_1)], \tag{6}$$

$\beta = \pi$ при $\pi/2 < \alpha_1 < 3\pi/2$ и $\beta = 0$ при других значениях $\alpha_1 < 2\pi$.

Величина $A_0$ представляет собой амплитуду эха при воздействии изолированной пары импульсов. Первое слагаемое в выражении для $Q$ описывает уменьшение этой амплитуды из-за насыщения продольной компоненты $m$ предшествующими импульсами. Второе слагаемое описывает примешивание стимулированного эха от импульсов $1_n$, $2_n$ и $2_{n+1}$ (нижний индекс указывает номер пары); множитель $\sin 2\alpha_1$ (вместо $\sin\alpha_1$) отражает влияние импульса $1_{n+1}$ на амплитуду этого эха.

Поскольку фазы импульсов принимают случайные значения, фазовый эффект в рассматриваемом случае приводит к случайной зависимости амплитуды эха от номера $n$ и должен проявляться в эксперименте как биения амплитуды эха.

Средняя за большое число периодов $(N \gg 1)$ амплитуда эха

$$\langle A\rangle = (1/N)\sum_{n=p}^{p+N} A_n\,, \quad p \geq 2, \tag{7}$$

очевидно, не зависит от значения $p$ и описывается выражением (5), в котором следует положить $Q = -cA_0$. С ростом $T$ при $T > T_1$ значение $\langle A\rangle$ монотонно увеличивается. Минимальная амплитуда эха $A_{min}$ соответствует значению $Q = -(cA_0 + A_1)$ и также монотонно увеличивается с ростом $T$.

В противоположность этому максимальная амплитуда эха $A_{max}$ соответствует значению $Q = Q_{max} = A_1 - cA_0$ и ее поведение зависит от соотношения между $A_1$ и $cA_0$. Если эффект насыщения доминирует $(cA_0 > A_1)$, максимальная амплитуда увеличивается с ростом $T$. В противном случае, когда доминирует эффект примешивания стимулированного эха, величина $A_{max}$ уменьшается. Например, для последовательности одинаковых импульсов $\alpha_{1,\,2} = \alpha < \pi/2$, пренебрегая малыми членами $\sim\tau/T_1$, получим простое выражение для $Q_{max}$

$$Q_{max} = (1/2)\sin^3\alpha\;[\cos^2(\alpha/2) - 3\sin^2(\alpha/2)]. \tag{8}$$

Функция $Q_{max}(\alpha)$ изменяет знак при $\alpha = \pi/3$. Поэтому амплитуда $A_{max}$ с ростом $T$ уменьшается при $\alpha < \pi/3$ и увеличивается при $\alpha > \pi/3$.

Известно, что в ферромагнетиках резонансное поле на ядре и ядерные сигналы усиливаются колебаниями электронной намагниченности [5]. Неоднородность коэффициента усиления $\eta$ может, вообще говоря, существенно изменить амплитуду и форму эха (см., например, [6]). Рассмотрим теперь влияние такой неоднородности на биения эха. Положим $\alpha = \eta\Theta$, где $\Theta$ — безразмерная площадь резонансного импульса, и выберем для определенности гауссову функцию распределения

$$f(\eta) = (2/\pi\sigma^2)^{1/2}\exp(-\eta^2/2\sigma^2). \tag{9}$$

В общем случае математический анализ рассматриваемой ситуации затруднен из-за того, что величина $\beta$ в (6) является функцией от $\eta$. Можно считать, что при достаточно малых значениях $\Theta$ доминирующий вклад в амплитуду составного эха вносят ядерные спины, для которых $\alpha < \pi/2$. В этом случае среднее по образцу значение $A_{max}$ можно получить, интегрируя выражение для $A_{max}$ с функцией распределения $f(\eta)$

$$\overline{A}_{max} = \int_0^\infty \eta\, A_{max}(\eta)\, f(\eta)\, d\eta = \exp(-2\tau/T_2)\;[\overline{A}_0 + \overline{Q}_{max}\exp(-T/T_1)],$$

$$\overline{A}_0 = (\Theta\sigma^2/2)\;[\exp(-\Theta\sigma^2/2) - \exp(-2\Theta^2\sigma^2)],$$

$$\begin{aligned}\overline{Q}_{max} = {} & (3/4)\exp(-9\Theta^2\sigma^2/2) - \exp(-8\Theta^2\sigma^2) + \\ & + \exp(-2\Theta^2\sigma^2) - (3/4)\exp(-\Theta^2\sigma^2/2).\end{aligned} \tag{10}$$

Проведенный нами численный анализ показал, что функция $Q_{max}(\Theta)$ изменяет знак при $\Theta \approx (2\sigma)^{-1}$. Это означает, что, как и в случае однородного возбуждения, характер зависимости $A_{max}(T)$ изменяется при увеличении площади резонансных импульсов.

В заключение отметим две возможности использования биений составного эха в радиоспектроскопии. Во-первых, амплитуда биений $\Delta A$ равна удвоенной амплитуде стимулированного эха

$$\Delta A = A_{max} - A_{min} = 2A_1 \, . \tag{11}$$

Поэтому вместо исследования спада стимулированного эха при больших задержках между вторым и третьим импульсами можно измерять зависимость амплитуды биений от периода $T$. Во-вторых, изменение характера зависимости $A_{max}$ $(T)$ при $\alpha = \pi/3$ можно использовать для определения коэффициента усиления ЯМР (или соответственно величины $\sigma$) в магнитоупорядоченных средах.

### Список литературы


[1] Цифринович В. И., Владимиров В. М., Игнатченко В. А., Савин А. К. // ЖТФ, 1983. Т. 53, № 7. С. 1389—1391; Препринт № 194 Ф. Красноярск, 1982. 10 с.

[2] Schenzle A. De Voe R. G., Brewer R. G. // Phys. Rev. A. 1984. V. 30. N 4. P. 1866—1872.

[3] Яшин А. Н., Акимова Т. М. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. № 6. С. 1332—1337.

[4] Цифринович В. И. Расчет сигналов эха. Новосибирск, 1986. 112 с.

[5] Куркин М. И., Туров Е. А. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения. М., 1990. 244 с.

[6] Fowler O. K., Creagh D. C., Kinnear R. W. N., Wilson G. V. H. // Phys. Stat. Sol. (a). 1985. V. 92. N 2. P. 545—553.



Институт физики им. Л. В. Киренского
СО РАН
Красноярск



Поступило в Редакцию
26 февраля 1992 г.