

УДК 537.611

© 1990

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ СИГНАЛОВ ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА В МАГНЕТИКАХ

В. В. Котов, Ю. А. Подъелуц, В. И. Чернецкий, В. О. Голуб

Исследованы дополнительные сигналы ядерного спинового эха в металлических магнетиках на ядрах Co^{59} ($I=7/2$) и Ni^{61} ($I=3/2$). Дополнительные эхо-сигналы, возникающие при нестандартном временном расположении возбуждающих радиоимпульсов ($\tau_{12} \gg \tau_{23}$) перед стимулированным эхо, могут обуславливаться обратными переходами $m_k - m_i$, $i > k$, когда количество импульсов больше двух.

Хорошо известно явление многократного ядерного спинового эха в магнитоупорядоченных кристаллах [1, 2]. Суть его состоит в том, что при выполнении определенных условий (большой коэффициент усиления радиочастотного поля на ядре, достаточное время релаксации, оптимальная связь спиновой системы с входным радиочастотным контуром) пара возбуждающих радиоимпульсов с временным интервалом τ_{12} сопровождается серией (иногда несколькими десятками) эхо-сигналов в моменты времени, кратные τ_{12} . Выяснена роль квадрупольных эффектов при формировании многократного эха [3-6]. В частности, было показано, что в условиях неоднородного СТВ и квадрупольного взаимодействия в серии эхо-сигналов отсутствуют четные эха в моменты времени $(2n+1)\tau_{12}$ («запрещенные» эхо-сигналы). В работе [3] описано подобное явление при трехимпульсном возбуждении спиновой системы, когда вслед за серией стимулированных эхо-сигналов появляются серии дополнительных эхо-сигналов, кратные интервалу τ_{23} ($\tau_{12} < \tau_{23}$) между вторым и третьим возбуждающими импульсами.

Здесь сообщается о наблюдении эхо-сигналов при «нестандартном» временном положении возбуждающих импульсов, когда $\tau_{12} \gg \tau_{23}$. Случай, когда $\tau_{12} \gg \tau_{23}$, назван «нестандартным» еще в работе Хана [7]. Осциллограммы эхо-сигналов показаны на рис. 1, 2. Видно, что вокруг «триады» эхо-сигналов (в центре группы) и обычными двухимпульсными эхами наблюдаются множественные сателлиты, симметрично расположенные по обе стороны от стимулированного эха с временными интервалами, кратными τ_{23} . В отличие от «правых» (по шкале времени) положение «левых» дополнительных эхо-сигналов не удается объяснить никакими комбинациями радиоимпульсов и эхо-сигналов. Приведенные осциллограммы наблюдались при однократном запуске системы, поэтому неравновесные эффекты исключаются. Видно, что как для «левых», так и для «правых» серий эхо-сигналов проявляются квадрупольные эффекты, приводящие к появлению характерных пропусков в серии («запрещенные» эхо-сигналы). Отсутствие «левых» дополнительных эхо-сигналов в пленках Fe^{57} ($I=1/2$) свидетельствует о том, что происхождение «левых» дополнительных сигналов обусловлено квадрупольными эффектами («правые» эхо-сигналы могут наблюдаться для ядер с $I=1/2$, но без характерных пропусков). Условия возбуждения такой группы эхо-сигналов (с пропусками) отличны от аналогичного случая с двумя импульсами. В последнем случае, как известно [3-5], при одинаковой амплитуде радиочастотных им-

пульсов длительность второго примерно вдвое короче первого. Здесь оптимальная (симметричная по отношению к стимулированному эхо-сигналу) картина наблюдается при одинаковых длительностях импульсов.

Характерными особенностями представленной картины являются специфические зависимости амплитуд дополнительных эхо-сигналов от амплитуд возбуждающих импульсов и их взаимной расстановки. Если при изменении амплитуды импульса I пропорционально изменяются амплитуды всех эхо-сигналов, как основных, так и дополнительных, то с увеличением амплитуды импульса II быстрее возрастают «левые» эхо-сигналы, а с увеличением III — «правые». Если зафиксировать τ_{23} , то при увеличении

τ_{12} все эхо-сигналы спадают со временем спин-спиновой релаксации, характерный для соответствующего материала. Когда τ_{12} постоянно, то при изменении τ_{23} дополнительные эхо-сигналы ведут себя различным обра-

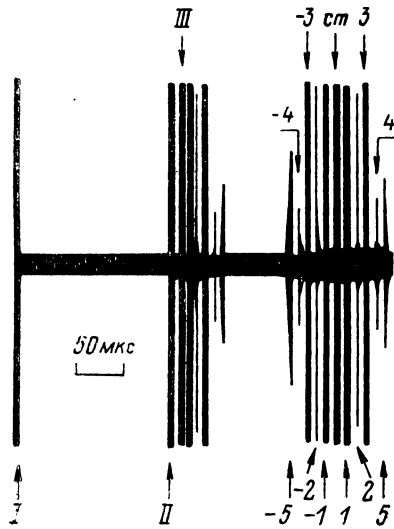


Рис. 1. Осциллограмма эхо-сигналов ядер Co^{59} ($I=7/2$) в пленках кобальта при «нестандартном» временном положении возбуждающих импульсов. $T=2.2$ К.

Длительности импульсов $t_1=t_2=t_3=0.7$ мкс, $f_{pч}=211$ МГц, разовый запуск. $I-III$ — возбуждающие импульсы (сильно ослаблены), ст — стимулированное эхо, отрицательными числами обозначены «левые» эхо-сигналы, положительными — «правые».

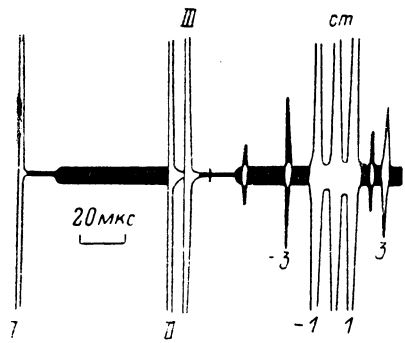


Рис. 2. Осциллограмма эхо-сигналов ядер Ni^{61} ($I=3/2$) в пленках никеля при «нестандартном» временном положении возбуждающих импульсов. $T=2.2$ К.

$t_1=t_2=t_3=1$ мкс, $f_{pч}=56$ МГц, разовый запуск.

зом. Так, оба «запрещенных» эха (и «правое», и «левое») быстро спадают до нуля за характерное время квадрупольного уширения ($1/\tau_{23} \sim \delta Q$), как и в двухимпульсном случае [6]. «Правое» «разрешенное» эхо ведет себя обычным образом (как и двухимпульсное), в то время как «левое» при возрастании τ_{23} практически не меняет своей амплитуды вплоть до совмещения с III радиочастотным импульсом (рис. 3). При дальнейшем увеличении τ_{23} этот эхо-сигнал как бы испытывает отражение от III импульса и, изменив направление движения, становится обычным стандартным эхо-сигналом.

Попытаемся качественно проанализировать полученные экспериментальные результаты в рамках теории [6]. Для упрощения анализа рассмотрим только эхо-сигналы, возникающие под действием трех импульсов (легко показать, что формирование «левых» эхо-сигналов нельзя объяснить с помощью двухимпульсных комбинаций). Набег временной фазы после действия всех трех импульсов для указанной группы

$$\Phi = \omega_{m_1 m_2} \tau_{12} + \omega_{m_3 m_4} \tau_{23} + \omega_{m+1, m} t, \quad (1)$$

где m, m_1, m_2, m_3, m_4 — магнитные квантовые числа; t — время от момента выключения III импульса; $\omega_{i,j} = E_i - E_j$ (E_K — энергия K -уровня).

Если сверхтонкое Ω и квадрупольное Q взаимодействия выражены в единицах частоты, то

$$\begin{aligned} \omega_{m_1 m_2} &= (m_1 - m_2) \Omega + (m_2^2 - m_1^2) Q, & \omega_{m_3 m_4} &= (m_3 - m_4) \Omega + (m_4^2 - m_3^2) Q, \\ \omega_{m+1, m} &= \Omega - (2m + 1) Q. \end{aligned} \quad (2)$$

Учитывая, что Ω и Q неоднородны, получим следующие условия формирования спинового эха:

$$t = (m_2 - m_1) \tau_{12} + (m_4 - m_3) \tau_{23}, \quad (3)$$

где $m_2 + m_1 = 2m + 1$, $m_4 + m_3 = 2m + 1$, т. е. $m_2 - m_1$, $m_4 - m_3$ нечетны (в серии эхо-сигналов будут отсутствовать четные эхо).

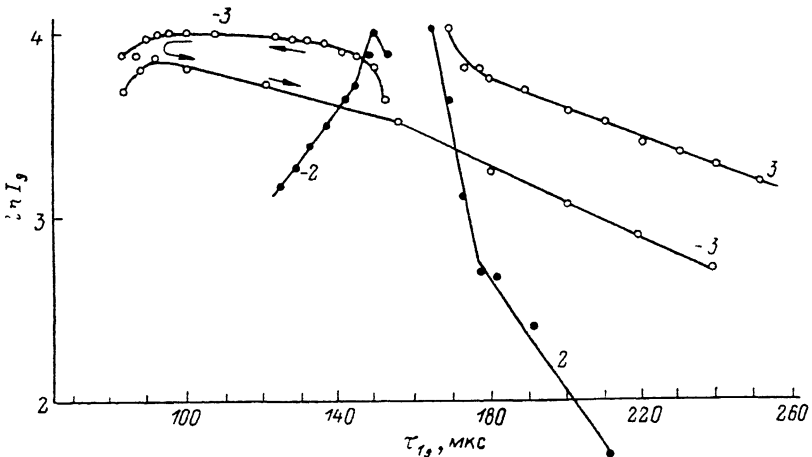


Рис. 3. Зависимость амплитуд «правых» и «левых» эхо-сигналов от величины временного интервала τ_{23} при фиксированном $\tau_{13} = 80$ мкс.

Цифры соответствуют обозначениям эхо-сигналов на рис. 1.

Известно, что при отсутствии квадрупольного взаимодействия в системе ядерных спинов под действием радиочастотного импульса могут возбуждаться только однофотонные переходы, для которых $\Delta m = \pm 1$. С дру-

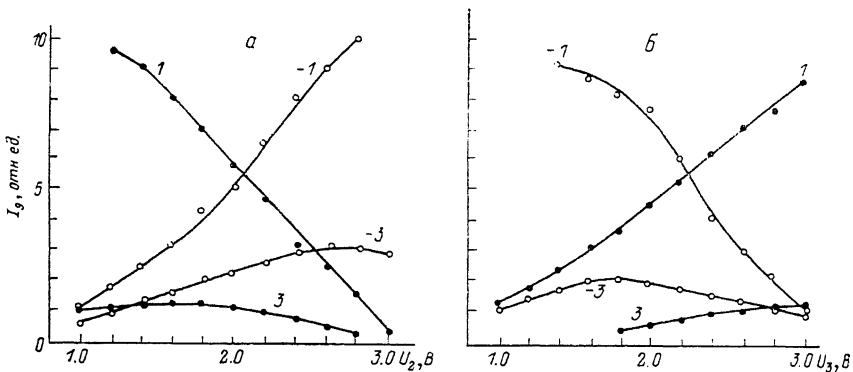


Рис. 4. Зависимость амплитуд «левых» и «правых» эхо-сигналов от мощности II (а) и III (б) возбуждающих импульсов.

Цифры соответствуют обозначениям эхо-сигналов на рис. 1.

гой стороны, при $Q \neq 0$ могут возбуждаться многофотонные переходы ($\Delta m \neq \pm 1$), что приводит к формированию множественного эха. Для пары импульсов, например I и II , согласно (1), основное условие формирования эхо-сигнала будет $m_2 > m_1$, так как эхо-сигналы могут следовать только после возбуждающих импульсов, хотя никаких ограничений на обратные ($m_1 > m_2$) переходы нет. Это условие становится несущественным при подаче III импульса для пары импульсов II и III (соответственно уровней m_4 и m_3) до тех пор, пока $\tau_{12} > \tau_{23}$. Переход $m_3 \leftrightarrow m_4$, когда $m_3 > m_1$.

и дает, согласно (3), «левые» серии эхо-сигналов на осциллограмме (рис. 1, 2).

На рис. 4 представлены условия возбуждения вышеупомянутых сигналов. Видно, что если условия возбуждения «правых» эхо-сигналов подобны обычным условиям получения эхо-сигналов с пропусками ($U_2 > U_3$, U_k — амплитуды возбуждающих импульсов), то оптимальное условие возбуждения «левых» прямо противоположно ($U_3 > U_2$). По всей видимости, это служит доказательством того, что за появление «левых» эхо-сигналов ответственны переходы, для которых $m_3 > m_4$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Searle C. W., Davis J., Hirai A., Fukuda K. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. N 20. P. 1380—1383.
- [2] Abe H., Yasuoka H., Hirai A. // J. Phys. Soc. Jap. 1966. V. 21. N 1. P. 77—89.
- [3] Погорелый А. Н., Котов В. В. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 2. С. 406—409.
- [4] Solomon I. // Phys. Rev. 1958. V. 110. N. 1. P. 61—65.
- [5] Абеляшев Г. Н., Бержанский В. Н., Сергеев Н. А., Федотов Ю. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 227—237.
- [6] Цифринович В. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 7. С. 208—212.
- [7] Hahn E. L. // Phys. Rev. 1950. V. 80. N 4. P. 580—594.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
10 октября 1989 г.