

2ω -ЭХО В СИСТЕМЕ С ДИНАМИЧЕСКИМ СДВИГОМ ЧАСТОТЫ (АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ $MnCO_3$)

С.А.Говорков, В.А.Тулин

Используя методику спинового эха, исследован отклик электронно-ядерной спиновой системы на второй гармонике относительно резонансной частоты. Излучение образцом второй гармонике имеет место как во время действия резонансного импульса, так и во время существования сигнала эха. Наблюдены дополнительные эхо, существующие только на частоте второй гармонике. В последовательности – два параметрических импульса обнаружен эхо-сигнал от ядерных спиновых волн с $K \neq 0$.

В магнитоупорядоченных веществах с сильным сверхтонким взаимодействием существуют связанные колебания электронной и ядерной намагниченности на частотах вблизи час-

тоты невозмущенного ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ¹. Наиболее хорошо этот резонанс выражен в антиферромагнетиках с анизотропией типа легкая плоскость содержащих ион Mn^{2+} ². Теоретический анализ движения намагниченности при таких колебаниях показывает, что существуют продольные осцилляции намагниченности образца на удвоенной частоте (относительно резонансной).

Была поставлена задача исследовать это удвоение методом спинового эха. Преимущество этого метода состоит в том, что при наблюдении сигнала эха в приемную аппаратуру не поступает сигнала от генератора (ни на частоте резонанса, ни на гармониках). В результате проведенных исследований было показано, что при возбуждении резонансных колебаний в образце, как во время действия радиочастотного импульса, так и во время существования сигнала спинового эха в системе, наблюдается излучение образцом второй гармоники. Это можно видеть на рисунках 1 и 2. Кроме этого был обнаружен ряд сигналов спинового эха, существующих только на второй гармонике и не описанных до настоящего времени. Наблюдению сигналов этих эхо и их краткому объяснению посвящена данная работа.

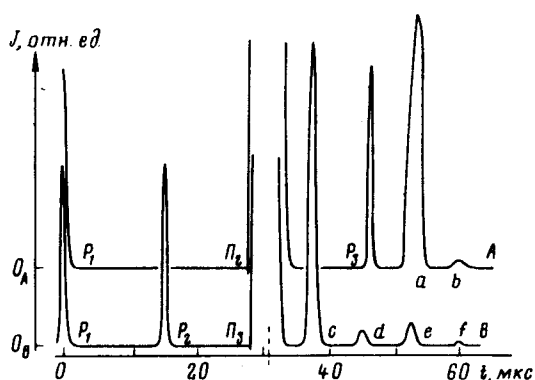


Рис. 1

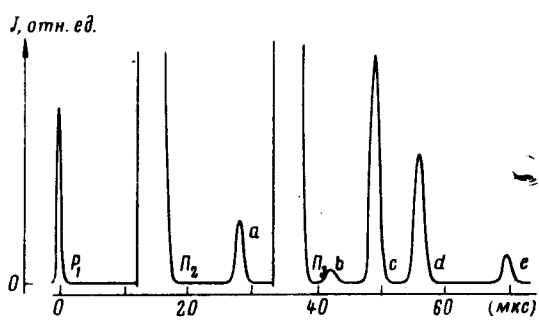


Рис. 2

Рис.1. Осциллограммы сигналов эхо на частоте $2\omega/2\pi = 1160$ МГц: А – последовательность РПП. P_1P_3 – сигналы индукции образца в моменты действия резонансных импульсов $\tau_p = 1$ мкс, P_2 – параметрический импульс $\tau_n = 2,5$ мкс. Пунктир соответствует моменту окончания импульса. а – 2ω эхо $t = t_2 + \frac{t_3}{2}$, b – вторая гармоника параметрического эха $t = 2t_2$. В – последовательность РПП. $\tau_p = 1$ мкс, $\tau_n = 2,2$ мкс c, d – 2ω -эхо, $t = t_3 + \frac{t_2}{2}$, $t = 2t_3 - \frac{t_2}{2}$; e, f – вторые гармоники параметрического эха $t = 2t_3 - t_2$, $t = 2t_3$, $H = 3$ кЭ, $T = 1,2$ К

Рис.2. Осциллограмма сигналов эха последовательности РПП на частоте $2\omega = 1160$ МГц: $T = 1,2$ К, $H = 3$ кЭ, $\tau_p = 1$ мкс, $\tau_n = 1,3$ мкс. c, d – 2ω -эхо $t = t_3 + t_2$, $t = 2t_3 - t_2$. a, b, e – вторые гармоники эха $t = 2t_2$, $t = 2t_3 - 2t_2$, $t = 2t_3$

В качестве объекта исследования использовался антиферромагнитный $MnCO_3$, частота связанных электронно-ядерных колебаний которого при температуре $T \approx 1$ К описывается следующим соотношением:

$$\omega^2 = \omega_n^2 \left[1 - \frac{H_\Delta^2}{H(H + H_D) + H_\Delta^2} \right] \quad (1)$$

где ω_n – частота ядерного резонанса в отсутствии динамического сдвига ($\omega_n/2\pi = 640$ МГц), H_Δ^2 – величина пропорциональная намагниченности ядерной системы ($H_\Delta^2 = 5,8/T$ кЭ²),

$H_R = 4,4$ кЭ — эффективное поле взаимодействия Дзялошинского и H — внешнее постоянное магнитное поле, параллельное плоскости легкого намагничивания кристалла. На образец подавалась последовательность радиочастотных (РЧ) импульсов: резонансные (P), частота заполнения которых соответствует (1) и параметрические (Π) на удвоенной частоте. Переменные магнитные поля $h_{\omega} \perp H$, $h_{2\omega} \parallel H$.

Осциллограмма сигналов эха последовательности PPP приведена на рис.1А. В момент времени $t_1 = 0, t_3$ видны сигналы второй гармоники индукции спиновой системы во время действия P импульсов длительностью 1 мкс (P_1, P_3). Наблюдение эхо на частоте ω^3 , показало, что в последовательности PPP существуют сигналы эха в моменты времени $t_n = t_3 + n(t_3 - 2t_2)$; $n = -2; -1; 0, 1$. Этим сигналам ω -эха должны соответствовать сигналы 2ω -эха с интенсивностями $I_{2\omega} \sim I_{\omega}^2$ (эхо b на рис.1А $t = 2t_2$ — вторая гармоника параметрического эха ($n = 1$)). Эхо a , $t = t_2 + t_3/2$ существует только на частоте 2ω .

Проведем согласно модели из [3] и в тех же обозначениях простой анализ сигнала индукции второй гармоники после воздействия на систему спинов возбуждающих импульсов. После первого импульса (P_1) при $t = 0$ система спинов отклонится на угол $\alpha \ll 1$ после второго импульса (Π_2), $t = t_2$ угол отклонения i -того спина будет

$$\alpha + \alpha \beta \sin(2\omega_i t_2 - \phi_2) \quad (2)$$

после третьего импульса (P_3), $t = t_3$ получим угол отклонения

$$\theta = \alpha + \alpha \beta \sin(2\omega_i t_2 - \phi_2) + \gamma \sin(\omega_i t_3 - \phi_3), \quad (3)$$

тогда $z(t)$ компонента намагниченности i -того спина будет $m_{z_i} = \theta^2 \sin 2\omega_i t$, а сигнал индукции на частоте 2ω будет

$$M_z(t) \sim \sum_i \theta^2 \sin 2\omega_i t \rightarrow \int_0^{\infty} n(\omega) \theta^2 \sin 2\omega t d\omega, \quad (4)$$

где $n(\omega)$ — число спинов прецессирующих с частотой ω . Интеграл в (4) сводится к сумме интегралов вида

$$A_k \int_0^{\infty} n(\omega) \cos[2\omega(\tau_k - t - \psi_k)] d\omega, \quad (5)$$

Отсюда следует, что при $t = \tau_k$ получим отличный от нуля сигнал на частоте 2ω . При $t = 0$ и $t = t_3$ получаем сигнал $\sim \alpha^2$ и γ^2 в момент действия резонансных импульсов (P_1, P_3). P импульсы были короткие $\tau = 1$ мкс и сигнал индукции на удвоенной частоте не успевал возбудить резонатор ($\omega_n / 2\pi = 1160$ МГц, $Q \approx 1500$, $\tau = 1,3$ мкс), что приводило к эффективному уменьшению сигналов индукции P импульсов.

В момент времени $t = 2t_2$ (эхо b) получим сигнал $\sim \alpha^2 \beta^2$ (вторая гармоника от параметрического эха) и при $t = t_2 + t_3/2$ сигнал $\sim \alpha \beta \gamma$. Для малых α, β, γ амплитуда эха a , $t = t_2 + t_3/2$ оказалась пропорциональной амплитудам всех трех импульсов.

Осциллограмма импульсов эха последовательности PPP приведена на рис.1В. Эхо c при $t = t_3 + t_2/2$ с амплитудой $\sim \alpha \beta \gamma$ соответствует эху a рис.1А последовательности PPP . Оба эти эха описываются одной общей формулой $t = t_n + t_p/2$ и переходят одно в другое при переходе PPP в $PP\Pi$ последовательность. В последовательности $PP\Pi$ существует еще одно эхо на частоте 2ω (эхо e) $t = 2t_3 - t_2/2$ с амплитудой $\sim \alpha \beta \gamma^2$ ($\gamma \sim h_n \tau_n$). Здесь интересно отметить, что из соотношения интенсивностей эхо c и e можно получить угол отклонения спинов Π импульсом. Эхо d и f при $t = 2t_3$ и $t = 2t_3 - t_2$ с амплитудами $\sim \alpha^2 \gamma^2$ и $\sim \beta^2 \gamma^2$ — вторые гармоники параметрического эха [3].

В последовательности *РПП* обнаружены два эха на частоте 2ω (см. рис.2). Эхо *c*, $t = t_3 + t_2$ с амплитудой $\sim \alpha^2 \beta \beta_1$ и эхо *d* $t = 2t_3 - t_2$, $\sim \alpha \beta \beta_1^2$. Эхо *a*, *b*, *e* при $t = 2t_2$, $2t_3 - 2t_2$, $2t_3$ амплитудами $\sim \alpha^2 \beta^2$, $\alpha^2 \beta^2 \beta_1^2$, $\alpha^2 \beta_1^2$ — вторые гармоники сигналов ω -эха³. Кроме того, обнаружены сигналы эхо в последовательности *РПП*, $t = \frac{3}{2} t_2$ и *РПП* $t = 3t_3 - 2t_2$ ($P \sim 10^{-11} - 10^{-12}$ Вт), которые не получаются при расчете.²

Образованию сигнала эха только на второй гармонике соответствует конфигурация спинов собранных в два пучка и сдвинутых по фазе на π (спины отклоненные на углы α и $-\alpha$ от положения равновесия). Такая конфигурация спинов не будет излучать на частоте ω ($M_1 = 0$).

Было замечено, что эхо *d* в последовательности *РПП* (рис.2) остается при выключении *P* импульса. Поэтому было исследовано эхо последовательности *ПП* (рис.3)

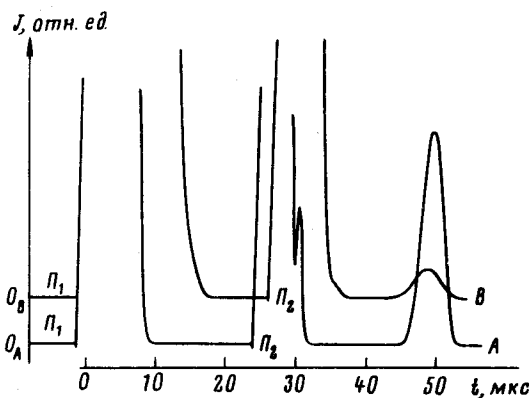


Рис.3. Осциллограммы эха при параметрическом возбуждении ЯСВ: $\omega_n/2\pi = 1160$ МГц: *A* — $k = 0$, $\tau_{n1} = 4$ мкс, $\tau_{n2} = 1,3$ мкс, $H = 3$ кЭ, $T = 1,2$ К. *B* — $k = 5,6 \cdot 10^5$ см⁻¹, $\tau_{n1} = 7$ мкс, $\tau_{n2} = 1,3$ мкс, $H = 1,65$ кЭ, $T = 1,2$ К

До прихода первого *П* импульса система спинов находится в равновесном состоянии. *П* импульс параметрически возбуждает ядерные спиновые волны (ЯСВ) с $k = 0$. Вторым импульсом формирует сигнал эхо в момент времени $2t_2$ (рис.3А). При $H < H_{рез}$, где $H_{рез}$ — поле ЯМР на частоте $\omega_n/2\pi$ — импульс возбуждает ЯСВ с волновым вектором $k \neq 0$. На рис.3.В приведена осциллограмма эхо при возбуждении ЯСВ с $k = 5,6 \cdot 10^5$ см⁻¹ ($H_{рез} = 3$ кЭ, $H = 1,65$ кЭ).

Наиболее интересным на наш взгляд результатом является наблюдение эха при возбуждении ядерных спиновых волн с $k \neq 0$. В последнее время появилось большое количество работ по исследованию релаксации спиновых волн с $k \neq 0$ методом параметрического возбуждения этих квазичастиц. При этом численное значение скорости релаксации получается расчетом, исходя из значения порогового поля накачки, абсолютная величина которого может быть определена с малой точностью. При исследованиях с помощью эхо-метода экспериментально получается непосредственно величина времени жизни возбуждаемых спиновых волн. Это обстоятельство и сравнительно несложная методика измерения (по крайней мере в случае ядерных спиновых волн) показывают возможность широкого применения описанного эхо-метода для изучения релаксации спиновых волн в магнетиках.

Литература

1. Gennes P.G., Pincus P., Hartmann-Boutron F., Wintor J.M Phys. Rev., 1963, 129, 1105.
2. Боровик-Романов А.С., Тулин В.А. Письма в ЖЭТФ, 1965, 1, 18.
3. Буньков Ю.М., Гладков С.О., ЖЭТФ, 1977, 73, 2181.