

СПИНОВОЕ ЭХО НА ЯДРАХ Mn^{55}
В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ
 $CsMnF_3$ И $MnCO_3$

Б. С. Думеш

Исследованию ЯМР на ядрах Mn^{55} в антиферромагнетиках с малой анизотропией посвящено большое число работ, например, [1 – 3]. Интерес к этим исследованиям закономерен, так как здесь уже при $T \approx 4^\circ K$ проявляются эффекты, обусловленные Сул – Накамуровским взаимодействием [4 – 6]. В спектре ЯМР появляется акустическая ветвь

$$\omega^2 = \omega_{no}^2 \left[1 - \frac{2H_E A \langle m_z \rangle}{\omega_e^2} \right] \quad (1)$$

ширина линии которой дается формулой

$$\Delta\omega \approx \left[\frac{I(I+1)}{2\pi S^2} \right]^{1/2} \frac{\omega_{no}^2}{(\omega_E \omega_e)^{1/2}}. \quad (2)$$

Здесь $\omega_{no} = \gamma_n H_n$ – частота сверхтонкого взаимодействия, ω_e – частота АФМР, $\omega_E = \gamma_e H_E$ – обменная частота, $\langle m_z \rangle$ – среднее значение проекции ядерного спина на электронный.

Экспериментальные спектры хорошо описываются формулой (1), однако ширины линий сильно отличаются от предсказанных теоретически [1]. Возникает необходимость непосредственно измерить времена релаксации с помощью спинового эха. Однако до сих пор вопрос о возможности такого эксперимента в антиферромагнетиках с Сул – Накамуровским взаимодействием оставался нерешенным. В работе [6] показано, что в данном случае для наблюдения эха (если это вообще возможно) необходима чрезвычайно большая мощность радиоимпульсов.

Целью данной работы являлась экспериментальная проверка этого утверждения. В качестве объектов исследования были выбраны одноосные антиферромагнетики $CsMnF_3$ и $MnCO_3$. Измерения проводились по двухимпульсной методике – "эхо Гана" [7]. Постоянное и переменное магнитные поля лежат в базисной плоскости образца и взаимно перпендикулярны. При этой ориентации возбуждается акустическая ветвь ЯМР. Мощность радиоимпульсов $\approx 1 \text{ мквт}$, длительность $\approx 1 \text{ мксек}$, расстояние между импульсами $\approx 10 + 20 \text{ мксек}$.

При $T = 4,2^\circ K$ в обоих веществах обнаружен сигнал эха в широкой области частот (рис. 1)¹⁾. Была исследована частотная зависимость

¹⁾ При $H = 5000 \text{ эн}$ наблюдалась дополнительные сигналы эха, отстоящие от первого на время, кратное задержке между импульсами.

спектров акустических ветвей ЯМР (рис. 2, 3). Получено хорошее совпадение с данными работ [1, 2]. Было измерено время спин-спиновой релаксации $T_2 = 20$ мкесек для CsMnF_3 ($H = 5000$ э); $T_2 = 15$ мкесек для MnCO_3 ($H = 4000$ э). Для CsMnF_3 работа [1] дает, при том же поле, $T_2 = \Delta\omega^{-1} = 30$ мкесек, в то время как теория (формула 2) для обоих веществ дает $T_2 = 1$ мкесек.

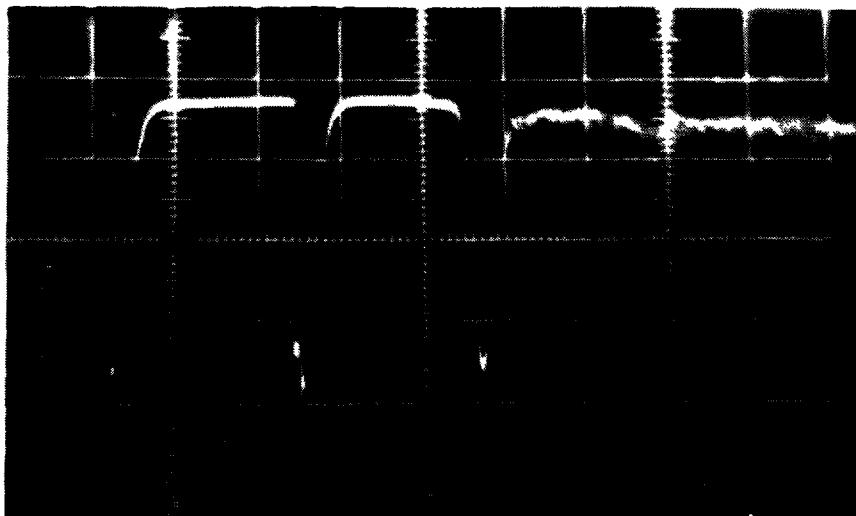


Рис. 1. Осциллограмма сигнала спинового эха в CsMnF_3 , $T = 4,2^\circ\text{K}$, $H = 5000$ э

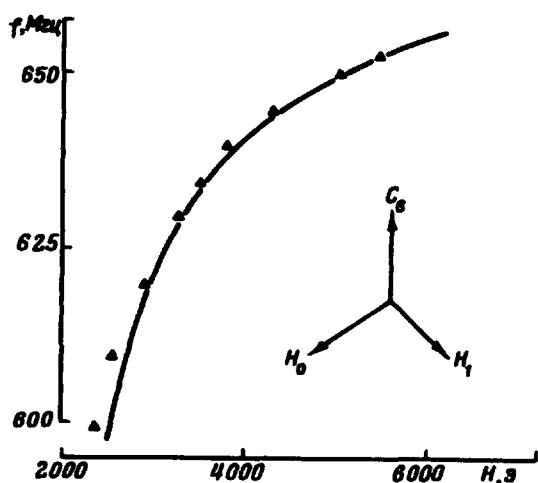


Рис. 2. Спектр акустической ветви ЯМР в CsMnF_3 , сплошная кривая получена из работы [1]

Относительно природы наблюдаемого явления можно привести следующие соображения. Авторы [6] исходили из следующего утверждения, поскольку приложении высокочастотного импульса меняется $\langle m_z \rangle$, должна меняться резонансная частота системы (формула 1). При этом нарушаются условия резонанса с внешним полем, и система спинов перестает поглощать энергию. В результате оказывается невозможным достаточно сильно вывести спины из положения равновесия, что необходимо для наблюдения сигнала эха.

При квазиклассическом рассмотрении зависимость амплитуды сигнала эха от начального угла поворота спинов дается формулой [7]:

$$I \sim \sin \xi \sin \frac{\xi}{2}, \quad (3)$$

где $\xi = \eta \gamma_n H_1 t_\omega$ – угол поворота спинов во вращающейся системе координат. Из оценок, сдвигу частоты $\Delta \omega \approx 1 \text{ МГц}$ (спектральная ширина рабочих импульсов) соответствует $\Delta < m_z > / < m_z > \approx 0,05 (H \approx 5000 \text{ Гц})$. Если полагать, что это изменение определяется углом поворота спинов¹⁾, то интенсивность сигнала будет на три порядка меньше максимально возможной. Однако наличие большого коэффициента усиления для акустической ветви ЯМР приводит к тому, что эффект вполне наблюдаем.

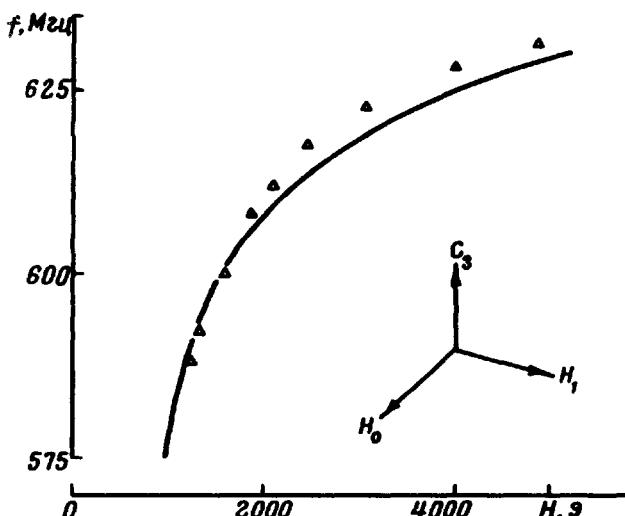


Рис. 3. Спектр акустической ветви ЯМР в MnCO_3 , сплошная кривая получена из работы [2]

Точное решение задачи осложняется тем, что в данном случае не работают как методы, применяемые в теории обычного спинового эха (необходимо учитывать движение электронных спинов), так и методы, основанные на понятии спиновой температуры (ядерная спиновая система существенно неравновесна).

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.С.Боровику-Романову за руководство и постоянный интерес к работе, М.П.Петрову и А.А.Петрову за ценные консультации.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 октября 1971 г.

¹⁾ Перегрев ядерной спиновой системы в данном случае пренебрежимо мал.

Литература

- [1] L.B.Welsh. Phys. Rev., 156, 370, 1967.
 - [2] B.A.Тулин. ЖЭТФ, 55, 831, 1968.
 - [3] W.J.Ince. Phys. Rev., 184, 576, 1969.
 - [4] H.Suhl. Phys. Rev., 109, 606, 1958.
 - [5] T.Nakamura. Progr. Theor. Phys., 20, 542, 1958.
 - [6] P.G.de Gennes, P.A.Pincus, F.Hartmann-Boutron, J.M.Winter. Phys. Rev., 129, 1105, 1963.
 - [7] E.L.Hahn. Phys. Rev., 77, 746, 1950.
-