

©1994

КОЛЛЕКТИВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЯДЕРНЫХ СПИНОВ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С КВАДРУПОЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

М.Ш.Авербух, В.И.Цифринович

Теоретически исследованы однородные колебания в ядерной линейной системе ферромагнетика для спина $I = 3/2$. Получены аналитические выражения, описывающие собственные частоты системы при произвольном соотношении между параметрами квадрупольного и сул-накамуровского взаимодействий.

Хорошо известно [1,2], что ядерные спины в ферромагнетике связаны между собой косвенным сул-накамуровским взаимодействием. По этой причине при остаточной низких температурах в системе наблюдаются коллективные колебания с частотой $\omega_n - \omega_p$, где $\omega_n = \gamma AM$ — невозмущенная частота ЯМР; $\omega_p = \gamma A^2 \chi \mu$ — динамический сдвиг частоты, обусловленный сул-накамуровским взаимодействием; A — сверхтонкая константа; M и μ — электронная и ядерная намагниченности; χ — поперечная электронная магнитная восприимчивость.

Известно также, что взаимодействие электрического квадрупольного момента ядра с градиентом электрического поля приводит к неэквидистанции энергетического спектра ядерного спина. Например, для спина $I = 3/2$ с гамильтонианом квадрупольного взаимодействия $-Q I_z^2$ энергетический интервал между соседними уровнями составляет $\omega_n + 2Q, \omega_n, \omega_n - 2Q$.

Естественно, возникает вопрос о коллективных колебаниях ядерных спинов в ферромагнетике с квадрупольным взаимодействием, причем с физической точки зрения наиболее интересна ситуация, когда параметры ω_p и Q имеют одинаковый порядок величины. Предельная ситуация $Q \ll \omega_p$ рассматривалась в монографии [1], а противоположный случай $\omega_p \ll Q$ — в [1,3]. В работе [4] были получены эффективные уравнения движения ядерного спина при произвольных соотношениях между ω_p и Q , однако конкретный расчет был проведен для простейшего случая $I = 1$, что не соответствует реальным значениям спина для ядер магнитных ионов.

В настоящей работе рассмотрены коллективные однородные колебания для ядерных спинов $I = 3/2$. Полученные результаты могут быть использованы для описания экспериментов с ядрами ^{53}Cr в соединениях хрома. С другой стороны, для $I = 3/2$, так же как и для $I = 1$, результаты расчета выражаются простыми аналитическими формулами.

Следуя [4], эффективные уравнения движения ядерной системы запишем в виде

$$i\dot{\rho} = [\hat{H}(\bar{M}_\perp), \rho]. \quad (1)$$

Здесь ρ — матрица плотности,

$$\begin{aligned} \hat{H}(\bar{M}_\perp) &= -(\omega_n \hat{I}_z + Q \hat{I}_z^2) + \gamma A \bar{M}_\perp \hat{I}_\perp, \\ \bar{M}_\perp &= -\gamma \chi A \bar{\mu}_\perp, \quad \bar{\mu}_\perp = \gamma N \text{Sp}\{\hat{I}_\perp, \rho\}, \end{aligned} \quad (2)$$

N — концентрация магнитных ядер. Первые два слагаемые в гамильтониане описывают зеемановское и квадрупольное взаимодействие, а третье слагаемое — взаимодействие поперечных компонент электронных и ядерных спинов, которое индуцирует эффективное сул-накамуровское взаимодействие между ядерными спинами. При записи выражения для \bar{M}_\perp предполагается, что частоты ядерных колебаний малы по сравнению с частотой ФМР, поэтому электронная намагниченность совершает малые квазистатические колебания около оси z .

Используя обычную цепочку неравенств $Q \ll \omega_n \ll T$, запишем приближенные выражения для матрицы плотности равновесного состояния

$$\rho^{(0)} \simeq \frac{1}{3} \left(1 + \frac{\omega_n}{T} \hat{I}_z \right). \quad (3)$$

Рассмотрим теперь малые колебания ядерных спинов около оси z . Полагая $\rho = \rho^{(0)} + \rho^{(1)}$, в линейном приближении по $\rho^{(1)}$ получим

$$\begin{aligned} i\dot{S}_{21} + (3D - 2Q)S_{21} + D(2\sqrt{3}S_{32} + 3S_{43}) &= 0, \\ i\dot{S}_{32} + 4DS_{32} + 2\sqrt{3}D(S_{21} + S_{43}) &= 0, \\ i\dot{S}_{43} + (3D + 2Q)S_{43} + D(3S_{21} + 2\sqrt{3}S_{32}) &= 0, \\ i\dot{S}_{31} - 2QS_{31} &= 0, \\ i\dot{S}_{42} + 2QS_{42} &= 0, \\ i\dot{S}_{41} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

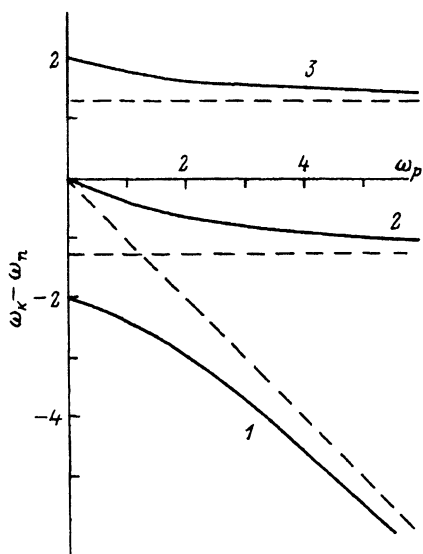
Здесь

$$D = \omega_p/10, \quad S_{pk} = \rho_{pk}^{(1)} \exp\{-i(p-k)\omega_n\}. \quad (5)$$

Первые три уравнения системы (4) описывают связанные колебания на переходах между уровнями 1-2, 2-3, 3-4. Остальные уравнения описывают невзаимодействующие колебания на переходах 1-3, 2-4, 1-4.

При $Q = 0$, домножая первые три уравнения соответственно на $\sqrt{3}$, 2, $\sqrt{3}$ и складывая их, получим классическое уравнение движения для поперечной компоненты ядерного спина во вращающейся с частотой ω_n системе координат

$$\dot{I}_+ - i\omega_n I_+ = 0. \quad (6)$$



Зависимость собственных частот связанных колебаний ω_k от величины ω_p (сплошные кривые).

Номер кривой соответствует значению k . Штрихом показаны асимптоты (10). Все величины выражены в единицах Q .

При $Q \neq 0$ получаем следующие выражения для частот связанных колебаний:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_n - \left(\frac{4}{9} \omega_p^2 + \frac{16}{3} Q^2 \right)^{1/2} \cos \alpha, \\ \omega_{2,3} &= \omega_n + \left(\frac{4}{9} \omega_p^2 + \frac{16}{3} Q^2 \right)^{1/2} \cos \left(\alpha \pm \frac{\pi}{3} \right), \\ \alpha &= \frac{1}{3} \arccos \left[\left(\omega_p^3 - \frac{18}{5} Q^2 \omega_p \right) / (\omega_p^2 + 12 Q^2)^{3/2} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Отметим, что при любых соотношениях между ω_k и ω_p сумма частот связанных колебаний не зависит от параметра Q

$$\sum_{k=1}^3 \omega_k = \omega_n - \omega_p. \quad (8)$$

Графики зависимости ω_k от ω_p приведены на рисунке.

При $\omega_p \ll Q$ имеем

$$\omega_{1,3} = \omega_n \mp 2Q - 0.3\omega_p, \quad \omega_2 = \omega_n = 0.4\omega_p. \quad (9)$$

Это совпадает с формулой (4) в работе [3] для $I = 3/2$ (выражение для смещения собственных частот, полученное в [3], вдвое отличается от значения, приведенного в [1]). Так же как в работе [4] для спина $I = 1$, эти выражения соответствуют пренебрежению в уравнениях (4) взаимодействием между оциллациями ρ_{21} , ρ_{32} и ρ_{43} (т.е. при рассмотрении колебаний на переходах $k \leftrightarrow k \pm 1$ как полностью независимых).

При $\omega_p \gg Q$

$$\omega_{2,3} \simeq \omega_n \pm \frac{4}{\sqrt{10}} Q + \frac{6}{5} \frac{Q^2}{\omega_p},$$

$$\omega_1 \simeq \omega_n - \omega_p - \frac{12 Q^2}{5 \omega_p}, \quad (10)$$

т.е. «верхние» частоты асимптотически приближаются к значениям, не зависящим от ω_p , а «нижняя» частота приближается к асимптоте, соответствующей ядерной прецессии при отсутствии квадрупольного взаимодействия.

Нетрудно проверить, что частоте ω_1 соответствует мода, у которой матричные элементы ρ_{21} , ρ_{32} и ρ_{43} осциллируют в фазе. Для моды с частотой ω_2 имеем $\rho_{21}/\rho_{32} > 0$, $\rho_{32}/\rho_{43} < 0$, а для моды с частотой ω_3 , наоборот, $\rho_{21}/\rho_{32} < 0$, $\rho_{32}/\rho_{43} > 0$.

При $\omega_p \gg 0$ собственные колебания с частотами ω_k описываются выражениями

$$\begin{pmatrix} \rho_{21} \\ \rho_{32} \\ \rho_{43} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{3} \\ 2 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix}_{k=1}, \quad \begin{pmatrix} (2 \pm \sqrt{10})^{-1} \\ 1/\sqrt{3} \\ (2 \mp \sqrt{10})^{-1} \end{pmatrix}_{k=2,3}. \quad (11)$$

В этом случае каждая мода представляет собой предельно связанные осцилляции матричных элементов. Нетрудно проверить, что для несинфазных мод $k = 2; 3$ имеем $I_+ = 0$. Таким образом, если при $\omega_p \leq Q$ три моды из шести сопровождаются прецессией ядерного спина, то при $\omega_p \gg Q$ в соответствии с результатом [1] остается только одна такая мода с частотой $\omega_n - \omega_p$.

Авторы надеются, что настоящая работа явится стимулом для постановки эксперимента, результаты которого можно будет использовать для количественного сравнения с теорией.

Список литературы

- [1] Туров Е.А., Петров М.П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
- [2] Куркин М.И., Туров Е.А. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения. М.: Наука, 1990. 244 с.
- [3] Гаранин Д.А., Лутовинов В.С. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 2821-2823.
- [4] Цифринович В.И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1394-1400.

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

Поступило в Редакцию
10 сентября 1993 г.