

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЖЕЛЕЗА В ФАЗАХ ЛАВЕСА

*К.П.Белов, В.А.Васильковский, Н.М.Ковтун,
А.К.Куприянов, С.А.Никитин, В.Ф.Островский*

Методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) под давлением измерены смещения резонансных частот от ядер железа и иттрия в соединениях YFe_2 при давлении 10 кбар. Проведено разделение магнитного момента железа на локальную и коллективизированную части.

Измерения сверхтонких полей на ядрах Fe^{57} в интерметаллических соединениях типа RFe_2 , где R представляет собой редкие земли от Rf до Lu, показывают [1], что атомы железа в этих сплавах сохраняют величину своего магнитного момента в первом приближении постоянной. Этот результат рассматривается как подтверждение почти полной локализации атомного магнитного момента железа. С другой стороны, измерения намагниченности сплавов различных стехиометрий (от RFe_2 до R_2Fe_{17}), указывают на уменьшение температуры Кюри по мере уве-

личения молярного содержания железа, что иногда связывают с уменьшением делокализованной части магнитного момента $3d$ -металла [2,3]. Однако, практических попыток оценить степень этой делокализации до настоящего времени не предпринималось, прежде всего из-за отсутствия экспериментальных данных, позволяющих разделить "локальную" и коллективизированную часть магнитного момента μ_{Fe} .

Нами впервые предпринята попытка такого разделения на основе изучения влияния высокого гидростатического давления на частоту ядерного магнитного резонанса (ЯМР) интерметаллического соединения YFe_2 , где магнитное упорядочение определяется одним сортом атомов. Спектры ЯМР ядер Y^{89} и Fe^{57} записывались на спектрометре спинового эха при 4,2К. Высокое гидростатическое давление до 10 кбар создавалось в камере, изготовленной из бериллиевой бронзы. Ошибки в измерении давления не превышали 5%, а частоты — 0,1%. Стабильность частоты задающего генератора и опорного гетеродина составляла не менее 10^{-5} за время измерений. Результаты измерений представлены в таблице.

Тип ядра	Частота ЯМР при $P = 0$ [Мгц]	Частота ЯМР при 10 кбар [Мгц]
Y^{89}	45,90	46,37
Fe^{57}	28,80	28,54

Как видно из таблицы, приложенное давление сдвигает резонансные частоты Y^{89} и Fe^{57} в противоположные стороны: частота ЯМР Y^{89} увеличивается с повышением давления, а частота ЯМР Fe^{57} — уменьшается.

Это связано с тем, что сверхтонкое поле $H_{СТ}^{Fe}$ на атомах железа прямо пропорционально магнитному моменту атома μ_{Fe} , а поля $H_{СТ}^Y$ на ядрах немагнитных ионов иттрия обусловлены влиянием коллективизированных электронов [4, 5].

Таким образом, можно записать, что:

$$H_{СТ}^{Fe} = A_{СТ}^{Fe} \mu_{Fe}, \quad (1)$$

$$H_{СТ}^Y = A_{СТ}^Y \mu_{КОЛ}. \quad (2)$$

Здесь $\mu_{КОЛ}$ — магнитный момент коллективизированных электронов. Очевидно, что $\mu_{Fe} = \mu_{ЛОК} \pm \mu_{КОЛ}$, где $\mu_{ЛОК}$ — локализованная часть момента атома. Для того, чтобы объяснить противоположные тенденции в изменении сверхтонких полей на ядрах иттрия и железа, достаточно положить, что $\mu_{Fe} = \mu_{ЛОК} - \mu_{КОЛ}$. Тогда увеличение $H_{СТ}^Y$ с давлением связано с увеличением величины $\mu_{КОЛ}$. Это возрастание $\mu_{КОЛ}$ приводит к падению величины магнитного момента железа, и, в свою очередь, к уменьшению сверхтонкого поля на ядрах железа.

Общую величину сверхтонкого поля при высоком давлении можно представить в виде

$$[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p = [A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p (\mu_{\text{ЛОК}} - \mu_{\text{КОЛ}} - \Delta\mu_{\text{КОЛ}}), \quad (3)$$

$$[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p = [A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p (\mu_{\text{КОЛ}} + \Delta\mu_{\text{КОЛ}}), \quad (4)$$

где $[A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p$ и $[A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p$ — значения сверхтонких констант при давлении 10 кбар, а $\Delta\mu_{\text{КОЛ}}$ — изменение $\mu_{\text{КОЛ}}$ с давлением.

Сравнивая (1) и (3), а также (2) и (4) получим:

$$\frac{[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0}{[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p} = \frac{[A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0 (\mu_{\text{ЛОК}} - \mu_{\text{КОЛ}})}{[A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p (\mu_{\text{ЛОК}} - \mu_{\text{КОЛ}} - \Delta\mu_{\text{КОЛ}})}, \quad (5)$$

$$\frac{[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0}{[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p} = \frac{[A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0 \mu_{\text{КОЛ}}}{[A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p (\mu_{\text{КОЛ}} + \Delta\mu_{\text{КОЛ}})}. \quad (6)$$

Из уравнений (5) и (6) легко находится значение $\mu_{\text{КОЛ}}$:

$$\mu_{\text{КОЛ}} = \frac{[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0 [A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p \{ [H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0 [A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p - [H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p [A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0 \} \mu_{\text{Fe}}}{[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0 [A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p \{ [H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p [A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0 - [H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0 [A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p \}} \quad (7a)$$

Численную оценку этого выражения легко провести в двух предельных случаях: когда изменение сверхтонкого поля целиком обусловлено изменением сверхтонкой константы и когда, наоборот, значения этих констант остаются неизменными, а сдвиг-резонансных частот под давлением связан только с изменением магнитного момента.

Очевидно, что в первом случае представление (7a) не имеет смысла, так как тогда

$$\frac{[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p}{[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0} = \frac{[A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p}{[A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0}, \quad \frac{[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p}{[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0} = \frac{[A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p}{[A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0}$$

и величина $\mu_{\text{КОЛ}}$ становится неопределенной.

Во втором случае $[A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p = [A_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0$ и $[A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p = [A_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0$ и выражение (7a) принимает более простой вид:

$$\mu_{\text{КОЛ}} = \frac{[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0 \{ [H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0 - [H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p \} \mu_{\text{Fe}}}{[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0 \{ [H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p - [H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0 \}} \quad (76)$$

Подставляя в это выражение экспериментальные значения $[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_p$, $[H_{\text{СТ}}^{\text{Fe}}]_0$, $[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_p$, $[H_{\text{СТ}}^{\text{Y}}]_0$ и $\mu_{\text{Fe}} = 1,45\mu_B$ [6] находим $\mu_{\text{КОЛ}}$ равным $1,25\mu_B$. Из измерений намагниченности следует, что $\mu_{\text{ЛОК}} = \mu_{\text{КОЛ}} + \mu_{\text{Fe}} = 2,7 \pm 0,3\mu_B$. Вообще говоря, изменение сверхтонкого поля может быть обусловлено действием обоих факторов, но при давлениях до 10 кбар можно считать, что, в основном, уменьшение объема связано с изменением межатомного расстояния, а не с деформацией электронных оболочек атомов. Это согласуется с данными наших предыдущих измерений [7], где было найдено, что изменение сверхтонких констант с давлением, по крайней мере на порядок меньше, чем изменение магнитного момента.

Таким образом, используя методику ЯМР под давлением, нам удалось разделить локализованную и коллективизированную части магнитного момента железа. Полученные результаты открывают новые возможности изучения природы момента *3d*-металлов в интерметаллических соединениях.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
21 апреля 1981 г.

Донецкий
физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Литература

- [1] М.Дарби, К.Тэйлор. Физика редкоземельных металлов, М., изд. Мир, 1974, стр. 324.
- [2] К.Н. Taylor. *Advan. Phys.* **20**, 551, 1971.
- [3] С.А.Никитин, В.А.Васильковский, Н.М.Ковтун, А.К.Куприянов. *ЖЭТФ*, **69**, 2212, 1975.
- [4] R.E.Gegenwarth, J.I.Budnick, S.Skalski, J.H.Wernick. *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 9, 1967.
- [5] Н.Н. Делягин, В.И.Крылов, В.И.Нестеров. *ЖЭТФ*, **79**, 1049, 1980.
- [6] E.Burzo. *Zeits. angew. Phys.*, **32**, 127, 1971.
- [7] В.А.Васильковский, Н.М.Ковтун, А.К.Куприянов, С.А.Никитин, В.Ф.Островский. *ЖЭТФ*, **80**, 364, 1981.