

# Динамический сдвиг частоты ядерного магнитоупругого резонанса $^{57}\text{Fe}$ в борате железа

© И.В. Плешаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vp.shuv@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 16 августа 2002 г.)

Экспериментально исследован динамический сдвиг частоты ЯМР в  $\text{FeBO}_3$ , связанный с магнитоупругими эффектами. Показано, что величина сдвига пропорциональна  $z$ -составляющей ядерной намагниченности. Получены численные значения параметров, описывающих явление ядерного магнитоупругого резонанса, которые находятся в хорошем соответствии с известными данными.

Борат железа  $\text{FeBO}_3$  привлекает внимание исследователей как материал, обладающий рядом необычных и, возможно, практически полезных свойств. Он представляет собой неколлинеарный антиферромагнетик с магнитной анизотропией типа „легкая плоскость“ и достаточно высокой для данного класса материалов температурой Нееля  $T_N = 348$  К. Этот кристалл имеет сильные магнитоупругие свойства, проявляющиеся, в частности, в значительной перенормировке скорости звука во внешнем поле [1]. У бората железа очень узкая линия ЯМР, что в магнитоупорядоченных веществах встречается крайне редко. Указанные особенности позволяют наблюдать некоторую разновидность ядерного магнитоакустического резонанса — ядерный магнитоупругий резонанс (ЯМУР) [2,3]. В [3] было показано, что ЯМУР характеризуется собственными коэффициентом усиления и динамическим сдвигом частоты (ДСЧ), отличными от соответствующих величин, связанных с упорядоченной электронной подсистемой магнитных материалов [4], причем ДСЧ ЯМУР является следствием расталкивания магнитоупругой и ядерной дисперсионных ветвей в окрестности точки их пересечения. В [3] были подробно изучены главные особенности ЯМУР, однако наиболее существенная черта ДСЧ, определяющая его динамический характер, — зависимость величины сдвига от ядерной намагниченности — исследована не была. В настоящей работе проведены прямые эксперименты, показывающие наличие такой зависимости.

В [3] для ДСЧ, связанного с магнитоупругими колебаниями, получено выражение

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{nk} &= -\frac{\omega_n}{2} \frac{\tilde{H}_{hf}(H - H_k)}{(H - H_k)^2 + \Delta H_k^2} \\ &= -\frac{\omega_n}{2} \frac{\tilde{H}_{hf}^0(H - H_k)}{(H - H_k)^2 + \Delta H_k^2} \frac{m_z}{m_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\omega_n$  — несмещенная частота ЯМР,  $H_{hf}$  — сверхтонкое поле, наведенное ядерной спиновой системой на электронную ( $H_{hf} = Am_z$ ,  $A$  — константа сверхтонкого взаимодействия,  $m_z$  —  $z$ -составляющая ядерной намагниченности),  $H$  — внешнее магнитное поле,  $H_k$  — поле, при котором на данной частоте возникает магни-

тоакустический резонанс образца,  $\Delta H_k$  — ширина магнитоакустического резонанса, выраженная в единицах магнитного поля. Значок „тильда“ обозначает обменное усиление. В выражении (1) явно выделена зависимость ДСЧ от относительной величины ядерной намагниченности через сверхтонкое поле,  $H_{hf} = H_{hf}^0 m_z / m_0$ . Здесь  $m_0$  — равновесное значение ядерной намагниченности,  $H_{hf}^0 = Am_0$  — соответствующая ему величина сверхтонкого поля. Из (1) видно, что наиболее заметно ЯМУР проявляется вблизи акустического резонанса образца, на который при фиксированной частоте можно настраиваться, используя зависимость скорости звука от  $H$  [1].

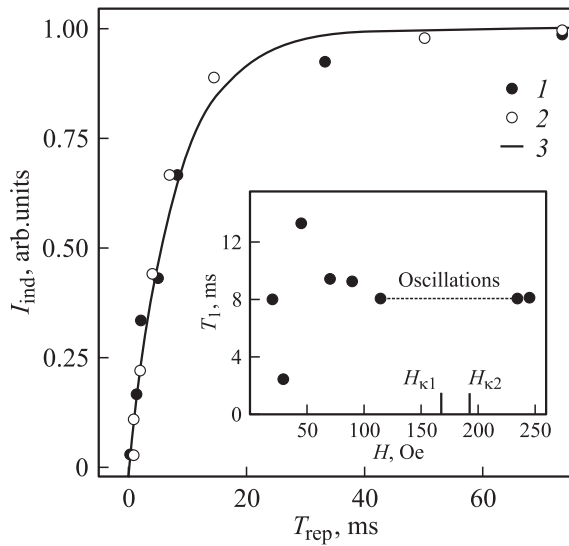
В эксперименте эффект регистрировался в виде сигнала биений, происходящих вследствие интерференции обычного ЯМР, и отклика ядер, неоднородно возбужденных магнитоупругой волной (собственно ЯМУР). Известно [4], что ДСЧ за счет электронной подсистемы для антиферромагнетика можно представить в виде

$$\Delta\omega_n = -\frac{\omega_n}{2} \frac{\tilde{H}_{hf}}{H + \tilde{H}'_a} = -\frac{\omega_n}{2} \frac{\tilde{H}_{hf}^0}{H + \tilde{H}'_a} \frac{m_z}{m_0}, \quad (2)$$

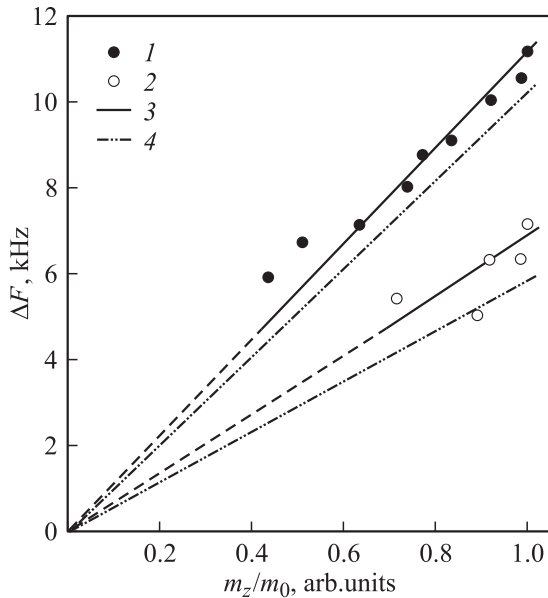
где  $\tilde{H}'_a$  — эффективное поле магнитной анизотропии. Тогда для наблюдаемой частоты биений, пренебрегая малой величиной  $\Delta H_k^2$  [2,5], с использованием (1) и (2) легко получить

$$\Delta\Omega = \Delta\omega_{nk} - \Delta\omega_n \cong \frac{\omega_n}{2} \frac{\tilde{H}_{hf}^0}{\tilde{H}'_a} \frac{H_k + \tilde{H}'_a}{(H + \tilde{H}'_a)(H_k - H)} \frac{m_z}{m_0}. \quad (3)$$

Образец, на котором выполнялся эксперимент, представлял собой монокристалл бората железа, обогащенного изотопом  $^{57}\text{Fe}$  до 80 at.%, имеющий форму тонкой пластинки размером  $2 \times 2 \times 0.2$  mm. ЯМР ядер  $^{57}\text{Fe}$  регистрировался при температуре жидкого азота по сигналу индукции, возбуждаемой радиочастотными (РЧ) импульсами длительностью  $3 \mu\text{s}$  и с несущей частотой  $\omega_n/2\pi = 75.4$  MHz. Поле РЧ-импульса лежало в плоскости легкого намагничивания, совпадающей с плоскостью образца. Перпендикулярно ему (также в легкой плоскости) было приложено постоянное магнитное поле  $H$ , регулируемое в пределах 0–250 Oe. (В целом схема эксперимента соответствовала описанной в [3]).



**Рис. 1.** Интенсивность сигнала ядерной индукции в зависимости от периода повторения РЧ-импульсов  $H = 115$  (1) и  $235$  Ое (2). 3 — кривая насыщения, построенная при  $T_1 = 8$  ms. На вставке — значения времен спин-решеточной релаксации в исследованном диапазоне полей. Показана область осцилляций и положения резонансных полей  $H_{k1}$ ,  $H_{k2}$ .



**Рис. 2.** Зависимость динамического сдвига частоты от относительной величины  $z$ -составляющей ядерной намагниченности. 1, 2 — эксперимент при  $H = 150$  и  $135$  Ое соответственно; 3 — расчет по формуле (3) (с учетом электронного вклада), 4 — расчет по формуле (1) (без учета электронного вклада).

При  $0 < H < 120$  Ое и  $H > 230$  Ое индукция экспоненциально уменьшалась с характерным временем  $T_2^* \cong 60 \mu\text{s}$ . Отметим, что в полях  $H < 50$  Ое наблюдался ЯМР в доменных границах, а при больших значениях  $H$  — в доменах [3,5]. При двух значениях внешнего поля ( $H_{k1} = 170$  Ое и  $H_{k2} = 192$  Ое) РЧ-импульсы

возбуждали также короткоживущие сигналы размерных магнитоупругих резонансов пластинки, спадающие с характерным временем  $1.5\text{--}2 \mu\text{s}$  [6]. В достаточно широкой окрестности этих резонансов (она показана на вставке к рис. 1) вид отклика качественно изменялся: его монотонность нарушалась и появлялись упомянутые выше биения.

В основу эксперимента было положено то, что величиной  $z$ -составляющей ядерной намагниченности можно управлять, изменяя период повторения возбуждающих импульсов  $T_{\text{rep}}$ , т. е. насыщая ядерную спиновую систему. На рис. 1 показана зависимость интенсивности сигнала индукции от периода повторения, полученная при такой амплитуде РЧ-импульса, когда отклик максимален ( $90^\circ$  импульс). Она фактически представляет собой зависимость  $m_z/m_0$  от  $T_{\text{rep}}$ , поскольку восстановление равновесной ядерной намагниченности после  $90^\circ$  импульса происходит по закону  $m_z = m_0(1 - \exp(-t/T_1))$  с характерным временем спин-решеточной релаксации  $T_1$ . Значения измерялись во всем диапазоне, где существует экспоненциальная индукция. Было установлено, что они мало отличаются в тех случаях, когда наблюдается сигнал от доменов (см. вставку на рис. 1). Прямое измерение  $T_1$  в области осцилляций провести не удастся, однако из рис. 1, на котором показаны графики, относящиеся к полям на краях интервала осцилляций, видно, что полученное для них значение  $T_1 = 8$  ms можно экстраполировать на все поля  $H > 50$  Ое. Таким образом, каждому периоду повторения  $T_{\text{rep}}$  сопоставлялось определенное значение  $m_z/m_0$ .

В области осцилляций наблюдалось изменение частоты биений  $\Delta F = \Delta\Omega/2\pi$  при перестройке периода повторения  $T_{\text{rep}}$ . На рис. 2 приведены зависимости  $\Delta F$  от  $m_z/m_0$ , полученные для двух значений внешнего поля, близких к  $H_{k1}$ . Расчетные кривые строились по формуле (3), в которой использовались параметры  $\tilde{H}'_a \cong 60$  Ое (см. [1,3]),  $H_{k1} = 170$  Ое (влиянием второго резонанса при  $H_{k2}$  пренебрегалось) и  $\tilde{H}_{hf}^0$  в качестве подгоночного. Полученное значение  $\tilde{H}_{hf}^0 = 5 \cdot 10^{-3}$  Ое лишь незначительно отличается от ранее определенной величины  $6.4 \cdot 10^{-3}$  Ое [3]. На рисунке также показаны кривые, которые относятся к чисто магнитоупругому ДСЧ, т. е. к гипотетическому случаю исключенной электронной подсистемы, описываемому выражением (1). С удалением от резонанса глубина модуляции биений падает [3]. Это затрудняет измерения и приводит к возрастанию погрешности, поэтому экспериментальные точки, относящиеся к  $H = 135$  Ое, имеют заметный разброс. Уменьшение периода повторения уменьшает сигнал, вследствие чего достоверные эксперименты невозможны ниже  $m_z/m_0 \cong 0.4$ . Несмотря на это, графики, приведенные на рис. 2, подтверждают линейный характер зависимости ДСЧ от  $z$ -составляющей ядерной намагниченности со значительным преобладанием магнитоупругого вклада в области магнитоакустического резонанса.

Таким образом, в работе проведена экспериментальная проверка теоретически предсказанного поведения ДСЧ в условиях сильной ядерно-упругой связи, что дает дополнительное подтверждение модели ЯМУР.

## Список литературы

- [1] M.H. Seavey. *Solid State Commun.* **10**, 2, 219 (1972).
- [2] Х.Г. Богданова, Р.А. Багаутдинов, В.А. Голенищев-Кутузов, Г.Р. Еникеева, Л.И. Медведев. *Письма в ЖЭТФ* **44**, 5, 219 (1986).
- [3] М.П. Петров, А.В. Иванов, А.П. Паугурт, И.В. Плешаков. *ФТТ* **29**, 6, 1819 (1987).
- [4] Е.А. Туров, М.П. Петров. *Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках*. Наука, М. (1969). 260 с.
- [5] Н.М. Саланский, Е.А. Глозман, В.Н. Селезнев. *ЖЭТФ* **68**, 4, 1413 (1975).
- [6] А.П. Паугурт, И.В. Плешаков, А.В. Иванов. *ФТТ* **29**, 10, 2959 (1987).