

## Расщепление сигналов ЯМР в параллельных полях в легкоплоскостном антиферромагнетике $\text{FeVO}_3$

© Х.Г. Богданова, В.Е. Леонтьев, М.М. Шакирзянов

Казанский физико-технический институт Российской академии наук,  
420029 Казань, Россия

E-mail: bogdanova@dionis.kfti.kcn.ru

(Поступила в Редакцию 26 июня 1998 г.)

Представлено экспериментальное наблюдение расщепления линии ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  на два пика поглощения в статическом магнитном поле  $\mathbf{H}_0$ , приложенном параллельно переменному полю  $\mathbf{H}_1$  в плоскости базиса. Исследованы полевая зависимость интенсивности и изменения резонансных частот пиков поглощения от поля  $H_0$ . Полученные результаты удается объяснить особенностями слоистой доменной структуры бората железа.

В работе [1], посвященной исследованию ЯМР в легкоплоскостном антиферромагнетике  $\text{FeVO}_3$ , было экспериментально показано, что сигнал ЯМР от ядер  $^{57}\text{Fe}$  при параллельной ориентации РЧ ( $\mathbf{H}_1$ ) и постоянного ( $\mathbf{H}_0$ ) магнитных полей, приложенных в "легкой" базисной плоскости (111), исчезает при значении  $H_0 > H_{\text{sat}}$  ( $H_{\text{sat}} \cong 16 \text{ Ое}$  в  $\text{FeVO}_3$ ). Этот результат объяснялся тем, что при исчезновении доменных границ в полях  $H_0 > H_{\text{sat}}$  пропадает основной вклад в сигнал ЯМР от ядер, расположенных в доменных границах, который существенно превышает вклады от ядер внутри доменов, а также тем, что в однодоменном образце при больших полях коэффициент усиления сигнала при  $\mathbf{H}_1 \parallel \mathbf{H}_0$  стремится к нулю с ростом  $H_0$  [1,2]. Исходя из этого предполагалось, что в полях  $H_0 \cong H_{\text{sat}}$  происходит монодоменизация образца бората железа. Однако в дальнейшем в [3] на основании данных по ЯМР в перпендикулярных полях ( $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_0$ ) было показано, что при  $H_0 \geq 16 \text{ Ое}$  исчезает лишь определенный тип доменных границ в образце (границ типа Нееля), но сохраняются слои-домены с различным направлением вектора антиферромагнетизма в "легкой" плоскости, что, на наш взгляд, обуславливает наблюдаемое в эксперименте расщепление сигнала ЯМР на три пика поглощения в полях  $H_0 > H_{\text{sat}}$ . Полная монодоменизация образца происходила в наших экспериментах в полях  $H_0 \sim 200 \text{ Ое}$ , о чем свидетельствует исчезновение боковых пиков и увеличение интенсивности центрального пика поглощения в соответствии с теоретическими расчетами. Необходимо отметить, что эти эффекты наблюдались при больших мощностях РЧ поля.

В настоящей работе изложены результаты экспериментов по ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  для геометрии, когда векторы  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{H}_1$  были параллельны и располагались в "легкой" плоскости (111) намагничивания образца. Полученные результаты доказывают, что особенности доменной структуры  $\text{FeVO}_3$  в процессе монодоменизации в магнитном поле проявляются в сигналах ЯМР и в рассматриваемом случае.

Доменная структура двухподрешеточного легкоплоскостного антиферромагнетика (АФЛП) со слабым ферромагнетизмом  $\text{FeVO}_3$ , согласно магнитооптическим исследованиям [4,5], представляет собой при  $T \leq 77 \text{ К}$

разделенные  $120^\circ$  границами типа Блоха ( $S_{\parallel}$ ), параллельными "легкой" плоскости, слои-домены с различным направлением вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{L}^{(k)} = \mathbf{M}_1^{(k)} - \mathbf{M}_2^{(k)}$  [1,5] ( $\mathbf{M}_{1,2}^{(k)}$  — намагниченности подрешеток,  $k = 1, 2, 3$  — номер слоя-домена). Вектор  $\mathbf{L}^{(k)}$  в отдельном слое-домене перпендикулярен к оси второго порядка  $C_2$ , лежащей в "легкой" плоскости [6,7]. В свою очередь в каждом слое имеются домены, разделенные  $180^\circ$  границами типа Нееля ( $S_{\perp}$ ), перпендикулярными базисной плоскости. Границы Нееля проявляют значительную подвижность в очень слабых полях  $H_0$ , приложенных в плоскости базиса и полностью исчезают при  $H_0 = H_{\text{sat}} \equiv H_{H1} \sim 16 \text{ Ое}$  [1]. Дальнейший рост  $H_0$  обуславливает из-за поворота векторов  $\mathbf{M}_i^{(k)} = \mathbf{M}_1^{(k)} - \mathbf{M}_2^{(k)}$  до состояния  $\mathbf{M}^{(k)} \parallel \mathbf{H}_0$  во всех слоях-доменах исчезновение границ Блоха между слоями [1,3,4,8]. Необходимо отметить, что эффективные поля спонтанной магнитострикции, которые и определяют ориентацию намагниченностей подрешеток в слоях-доменах [4,9], имеют в кристалле  $\text{FeVO}_3$  величину порядка  $H_{H2} \sim 200 \text{ Ое}$  [10]. Отсюда следует, что об исчезновении границ Блоха и о монодоменизации образца можно говорить лишь в полях  $H_0$ , превышающих величину  $H_{H2}$ . Таким образом, магнитная структура  $\text{FeVO}_3$  в достаточно слабых полях ( $H_{H1} < H_0 \ll H_{H2}$ ) схематично может быть представлена в виде, изображенном на рис. 1, где плоскость  $xu$  есть "легкая" базисная плоскость (111). В случае  $\mathbf{H}_0 \parallel x \parallel \mathbf{M}^{(1)}$  (соответствующем эксперименту) угол между  $\mathbf{M}^{(2)}$ ,  $\mathbf{M}^{(3)}$  и  $\mathbf{H}_0$  равен  $\alpha < \pi/2$  и  $\alpha$  стремится к нулю с увеличением  $\mathbf{H}_0$ .

Как уже упоминалось, характерной особенностью сильных магнетиков является то, что в очень слабых полях  $H_0 < H_{H1}$  основной вклад в сигнал ЯМР дают ядра, расположенные в доменных границах, поскольку коэффициент усиления для них существенно (примерно в  $10^2$  раз) превышает коэффициент усиления для ядер в доменах [11]. С ростом  $H_0$  и исчезновением доменных границ при  $H_0 > H_{H1}$  основной вклад в сигнал должны внести ядра, расположенные в слоях-доменах, коэффициент усиления для которых зависит от взаимной ориентации векторов  $\mathbf{M}_i^{(k)}$  и  $\mathbf{H}_0$ , а также векторов  $\mathbf{H}_1$

и  $\mathbf{H}_0$ . Коэффициент усиления сигнала ЯМР в отдельном слое-домене, согласно [2], при  $\mathbf{H}_1 \parallel \mathbf{H}_0$  и при  $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_0$  имеет вид

$$\eta_{\parallel}^{(k)} = \left| \frac{H_n \cos \xi^{(k)}}{H_0 \sin \xi^{(k)} + \Delta H_a} \right|, \quad \mathbf{H}_1 \parallel \mathbf{H}_0;$$

$$\eta_{\perp}^{(k)} = \left| \frac{H_n \sin \xi^{(k)}}{H_0 \sin \xi^{(k)} + \Delta H_a} \right|, \quad \mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_0, \quad (1)$$

где  $\xi^{(k)}$  — угол между направлением  $\mathbf{H}_0$  и направлением намагниченности в подрешетке  $k$ -го домена,  $\Delta H_a$  — обменно-усиленное эффективное поле магнитной анизотропии и спонтанной магнитострикции в базисной плоскости. Из выражения (1) следует, что при  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}^{(1)}$  коэффициенты усиления сигнала ЯМР от внутримолекулярных ядер достаточно велики лишь в слоях-доменах с номерами 2 и 3, тогда как  $\eta_{\parallel}^{(1)} \sim 0$ , вследствие  $\xi^{(1)} \cong \pi/2$ ,  $\cos \xi^{(1)} \cong 0$ .

Аналогично существенную зависимость как от величины, так и от взаимной ориентации векторов  $\mathbf{M}_i^{(k)}$  и  $\mathbf{H}_0$  проявляют частоты ЯМР ( $\omega_i^{(k)}$ ), определяемые при  $H_0 > H_{H1}$  выражениями ( $\mathbf{H}_0 \parallel x \parallel \mathbf{M}^{(1)}$ , см. рис. 1) [3]

$$\omega_1^{(1)} = \omega_n - \gamma_n H_0 \sin \varphi_{\perp}, \quad \omega_1^{(2)} = \omega_n + \gamma_n H_0 \sin(\alpha - \varphi_{\perp}),$$

$$\omega_1^{(3)} = \omega_n - \gamma_n H_0 \sin(\alpha + \varphi_{\perp}), \quad \omega_2^{(1)} = \omega_n - \gamma_n H_0 \sin \varphi_{\perp},$$

$$\omega_2^{(2)} = \omega_n - \gamma_n H_0 \sin(\alpha + \varphi_{\perp}), \quad \omega_2^{(3)} = \omega_n + \gamma_n H_0 \sin(\alpha - \varphi_{\perp}),$$

$$\omega_1^{(1)} = \omega_2^{(1)} \equiv \omega_0, \quad \omega_1^{(2)} = \omega_2^{(3)} \equiv \omega_+,$$

$$\omega_1^{(3)} = \omega_2^{(2)} \equiv \omega_-, \quad \alpha < \pi/2, \quad (2)$$

где  $\gamma_n$  — ядерное гиромагнитное отношение,  $\omega_{n1} = \omega_{n2} = \omega_n$  — частота ЯМР в сверхтонком поле  $H_n$ ,  $\varphi$  — угол скоса ( $\sin \varphi \approx \varphi \approx (H_0 + H_D)/H_E$ ), определяемый отклонением намагниченностей подрешеток от строгой

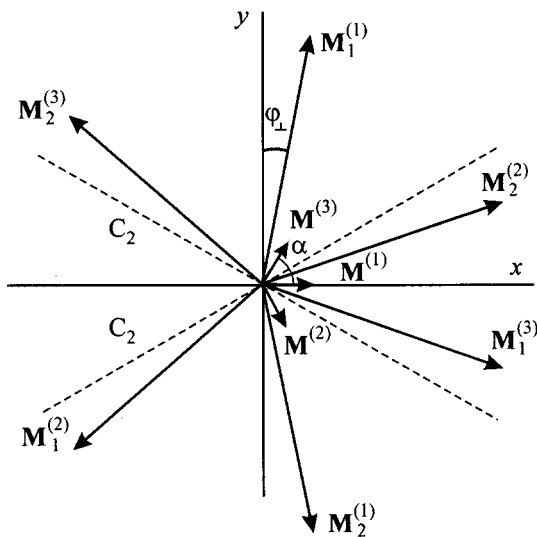


Рис. 1. Ориентация намагниченностей в слоях-доменах бората железа при  $H_0 > 16$  Ое.

антипараллельности и характеризующий слабый ферромагнетизм FeVO<sub>3</sub>,  $H_D$  — поле Дзялошинского,  $H_E$  — обменное поле. Причем разность частот  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_{\pm}$ ,  $\Delta\omega = \omega_+ - \omega_-$  уже при небольших значениях  $H_0 > H_{H1}$  больше ширины линии ЯМР ( $\delta\omega_n/\gamma_n \cong 20$  Ое) монокристаллического образца. Таким образом, если данная модель процесса монокристаллизации бората железа в постоянном магнитном поле, подтверждаемая экспериментальными результатами в случае  $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_0$ , верна (подробно в [3]), то из вышесказанного следует, что в случае параллельной ориентации  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{H}_1$  ( $\mathbf{H}_1 \parallel \mathbf{H}_0$ ) при  $H_0 > H_{H1}$  должно наблюдаться расщепление сигнала ЯМР на два пика поглощения, которые расходятся с ростом  $H_0$ . Существенным отличием рассматриваемого случая параллельной ориентации полей  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{H}_1$  в базисной плоскости от случая  $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_0$  является следующее. При полной монокристаллизации образца вследствие стремления углов  $\xi^{(2)}$  и  $\chi^{(3)}$  к  $\chi^{(1)} \cong \pi/2$  коэффициенты усиления при  $\mathbf{H}_1 \parallel \mathbf{H}_0$  в соответствующих слоях-доменах  $\eta_{\parallel}^{(2)}$  и  $\eta_{\parallel}^{(3)}$  быстро уменьшаются и, следовательно, сигнал ЯМР должен исчезнуть ( $\eta_{\parallel}^{(k)} \rightarrow 0$ ), тогда как при  $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_0$  пропадают лишь боковые пики и увеличивается интенсивность центрального пика, так как, с одной стороны,  $\sin \xi^{(2)} = \sin \xi^{(3)} \implies \sin \xi^{(1)} \cong 1$  и, с другой стороны, частоты  $\omega_{\pm}$ , согласно (2), стремятся к значению  $\omega_0$ , поскольку угол  $\alpha \rightarrow 0$  вследствие поворота  $\mathbf{M}^{(2)}$  и  $\mathbf{M}^{(3)}$  до состояния  $\mathbf{M}^{(k)} \parallel \mathbf{H}_0$  [3].

### Экспериментальные результаты и обсуждение

В работе исследовались зависимости спада свободной индукции (ССИ) и его частотного спектра после Фурье-преобразования от величины внешнего магнитного поля  $H_0$ .

Измерения проводились для параллельной ориентации РЧ и постоянного полей ( $\mathbf{H}_1 \parallel \mathbf{H}_0$ ), при этом векторы  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{H}_1$  лежали в "легкой" плоскости намагничивания (111).

Способ приготовления образцов, их характеристики, а также методика измерений подробно изложены в [12–14].

В рассматриваемом случае в полях  $H_0 \geq 20$  Ое и при  $H_1 \geq H_{1cr}$  было обнаружено расщепление сигнала ЯМР ядер <sup>57</sup>Fe FeVO<sub>3</sub> на два пика поглощения на частотах, близких к частоте ЯМР в нулевом магнитном поле  $\omega = \omega_n$  ( $\omega_n/2\pi = 75.395$  МГц) (рис. 2). Оба сигнала поглощения возникали во всем диапазоне интенсивности РЧ поля  $H_1 \geq H_{1cr}$ , при этом зависимости амплитуды обоих сигналов от величины  $H_0$  носят почти монотонный характер (рис. 3). Изменение резонансных частот этих линий  $\Delta\nu_{\pm} = \Delta\omega_{\pm}/2\pi = (\omega_{\pm} - \omega_n)/2\pi$  имеет линейную зависимость от  $H_0$  (рис. 4). Здесь  $H_{1cr}$  — величина переменного магнитного поля, при которой впервые проявляются пики поглощения для данного значения  $H_0 \geq 20$  Ое. Величина  $H_{1cr}$  соответствует ослаблению выходной мощности передатчика на 39 дБ ( $P_{max} \cong 1$  кВт).

Наблюдаемое расщепление сигнала ЯМР лишь при больших мощностях РЧ поля обусловлено, на наш взгляд, следующим обстоятельством. Коэффициенты

усиления  $\eta_{\parallel}^{(k)}$  быстро уменьшаются с ростом  $H_0$  не только как  $1/H_0$ , но и вследствие поворота векторов  $\mathbf{M}^{(k)}$  к направлению  $\mathbf{H}_0$  ( $\xi^{(k)} \rightarrow \pi/2$ ,  $\cos \xi^{(k)} \rightarrow 0$  (1)). В то же время хорошо известно [14], что для наблюдения сигнала ЯМР требуется, чтобы угол отклонения ядерной намагниченности от положения равновесия, определяемый величиной  $\eta_{\parallel}^{(k)} H_1$ , был близок к  $\pi/2$ . Отсюда следует, что для компенсации уменьшения коэффициента усиления с ростом  $H_0$  необходимо существенное

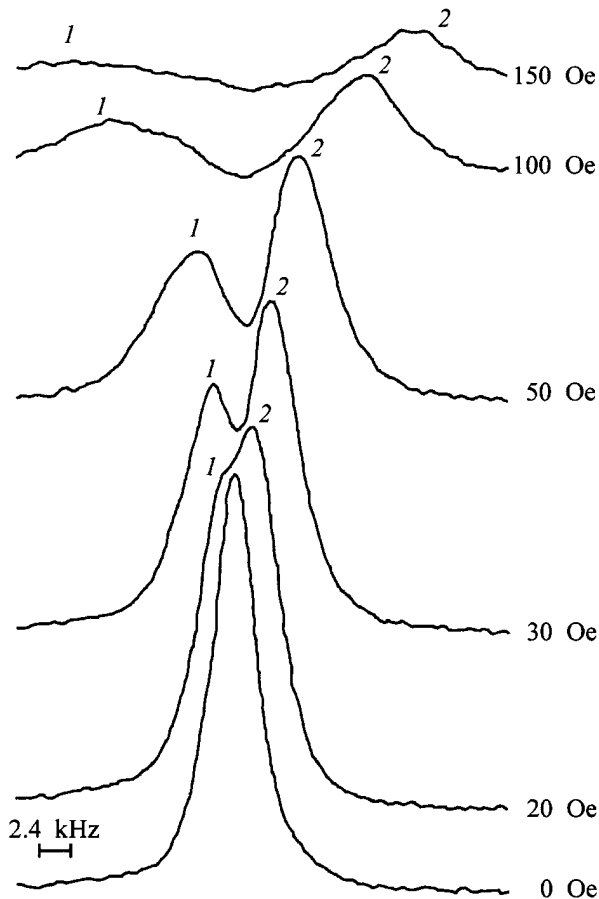


Рис. 2. Спектры ЯМР  $^{57}\text{Fe}$  при различных величинах поля  $H_0$  (ослабление мощности  $\Delta P = -20$  dB).

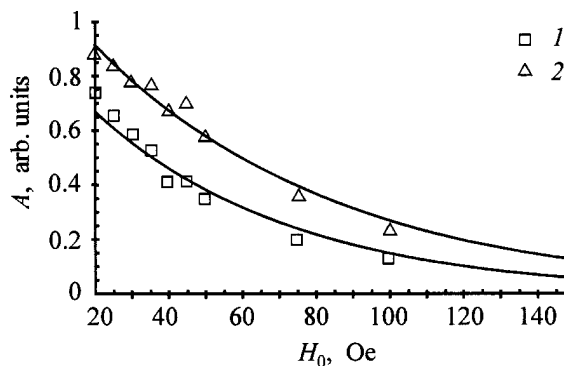


Рис. 3. Полевая зависимость интенсивности ССИ ( $\Delta P = -20$  dB).

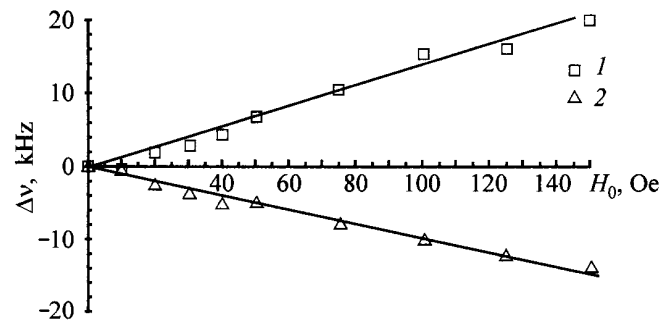


Рис. 4. Зависимости изменения частоты пиков поглощения (1, 2) от поля  $H_0$ . Точки — эксперимент, сплошные линии соответствуют (2).

увеличение амплитуды переменного поля  $H_1$ . Очевидно, что именно этот фактор не позволил авторам [1], проводившим исследование ЯМР в  $\text{FeVO}_3$  при небольших мощностях РЧ поля, наблюдать описываемые здесь и в [3] эффекты расщепления сигналов ЯМР.

В заключение отметим, что результаты настоящей работы, как и результаты [3], подтверждающие модель доменной структуры бората железа и динамику процесса монодоменизации образца в постоянном магнитном поле, позволяют использовать предложенную экспериментальную методику ЯМР, основанной на применении сильных РЧ полей, при исследовании доменной структуры магнитоупорядоченных веществ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (96-02-16-489).

## Список литературы

- [1] Н.М. Саланский, Е.А. Глозман, В.Н. Селезнев. ЖЭТФ **68**, 4, 1413 (1975).
- [2] D.H. Anderson. Phys. Rev. **151**, 1, 247 (1966).
- [3] Х.Г. Богданова, В.А. Голенищев-Кутузов, Л.И. Медведев, М.М. Шакирзянов. ФТТ **33**, 2, 379 (1991).
- [4] D.E. Lacklison, J. Chadwick, J.L. Page. Appl. Phys. **D5**, 1, 810 (1972).
- [5] J. Haisma, W.T. Stacy. J. Appl. Phys. **44**, 7, 3367 (1973).
- [6] В.Д. Дорошев, И.М. Крыгин, С.Н. Лукин, А.Н. Молчанов, А.Д. Прохоров, В.В. Руденко, В.Н. Селезнев. Письма в ЖЭТФ **29**, 5, 286 (1979).
- [7] Т.К. Соболева, Е.Ф. Стефановский. ФНТ **6**, 10, 1314 (1980).
- [8] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 591 с.
- [9] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН **140**, 3, 429 (1983).
- [10] R. Diehl, W. Jantz, V.I. Nolang, W. Wettling. Current Topics in Mater. Sci. / Ed. E. Kadlis. **11**, 242 (1986).
- [11] Е.А. Туров, М.П. Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. Наука, М. (1969). 260 с.
- [12] Р.А. Багаутдинов, Х.Г. Богданова, В.А. Голенищев-Кутузов, Г.Р. Еникеева, Л.И. Медведев. ФТТ **28**, 3, 924 (1986).
- [13] Х.Г. Богданова, В.А. Голенищев-Кутузов, Л.И. Медведев, М.И. Куркин, Е.А. Туров. ЖЭТФ **95**, 2, 613 (1989).
- [14] М.И. Куркин, Е.А. Туров. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применение. Наука, М. (1990). 244 с.