

Возбуждение ЯМР электрическим полем как динамическое проявление магнитоэлектрического и антиферроэлектрического взаимодействий

© М.И. Куркин, В.В. Лесковец, В.В. Николаев, Е.А. Туров, Л.В. Туров

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: kurkin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 5 июля 2002 г.)

Обсуждается возможность возбуждения сигналов ЯМР в магнитоупорядоченных веществах переменным электрическим полем и регистрации их с помощью переменной составляющей вектора поляризации. Предполагается, что за связь электрических и магнитных характеристик ответственны магнитоэлектрическое и антиферроэлектрическое взаимодействия. Проанализированы магнитные структуры нескольких типов, в которых этот эффект допускается магнитной симметрией: двухподрешеточные однопозиционные магнетики в ферро- и антиферромагнитных фазах в centrosymmetric кристалле, двухподрешеточный магнитный кристалл без центра симметрии (типа KNiPO_4), четырехподрешеточные антиферромагнетики с тремя типами антиферромагнитных векторов (типа Cr_2O_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16440).

1. Магнитная спиновая динамика, связанная с магнитоэлектрическим и антиферроэлектрическим взаимодействиями

Магнитоупорядоченные вещества (магнетики) известны прежде всего благодаря особенностям их поведения в магнитных полях (постоянных и высокочастотных) [1]. Интерес к их поведению в электрическом поле \mathbf{E} появился после открытия Астровым магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в Cr_2O_3 [2]. В работе [2] образец оксида хрома намагничивался постоянным (точнее, квазистатическим) электрическим полем (так называемый $(\text{ME})_E$ -эффект), а в [3] определялась его электрическая поляризация, обусловленная магнитным полем \mathbf{H} ($(\text{ME})_H$ -эффект). Обуславливающий эффект МЭ-взаимодействие описывается в рамках феноменологического подхода инвариантами вида

$$V_{\text{LMP}} = \varepsilon_{ijk} L_i M_j P_k \quad (1)$$

в термодинамическом потенциале Φ магнетика. Здесь M_j , L_i , P_k — компоненты векторов ферромагнетизма, антиферромагнетизма и электрической поляризации. В модели двух магнитных подрешеток, в которой различаются два типа позиций магнитных атомов элементарной ячейки с магнитными моментами \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 , векторы \mathbf{M} и \mathbf{L} определяются выражениями

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad \mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2. \quad (2)$$

Инвариантность (1) требует выполнения определенных условий [4]; в частности, для инвариантности (1) относительно операции инверсии I необходимо, чтобы

вектор \mathbf{L} был центроантисимметричным (ЦАС) [5]

$$I\mathbf{L} = -\mathbf{L}, \quad (3)$$

поскольку вектор \mathbf{M} всегда centrosymmetric (ЦС), а \mathbf{P} — ЦАС. Выражение (1) допускает две возможности: а) $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 = \text{const}$, тогда с изменением \mathbf{P} связано изменение \mathbf{L} ; б) $\mathbf{L} = \mathbf{L}_0 = \text{const}$, тогда изменению \mathbf{P} сопутствует изменение \mathbf{M} (индекс 0 означает базисный вектор в основном (энергетическом низшем) состоянии). В первом случае это коллинеарный двухподрешеточный ферромагнетик, во втором — коллинеарный двухподрешеточный антиферромагнетик. МЭ-эффект, обнаруженный в [2], соответствует случаю б: $\mathbf{P} = \kappa\mathbf{E}$, где κ — электрическая поляризуемость.

Проблеме магнитоэлектричества посвящено немало публикаций (см., например, список литературы к главе 5 в [5]), тем не менее МЭ-взаимодействие вида (1) таит в себе много новых эффектов в своих динамических проявлениях. Впервые на это обратили внимание, по-видимому, авторы серии работ [6–10], где была предсказана возможность возбуждения чисто антиферромагнитных магнонов (при постоянстве вектора \mathbf{M}) переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$. Это так называемые электроактивные магноны, позднее названные автором [11] антимагнонами. К сожалению, работы [6–10], фактически открывающие новую главу в спиновой динамике, остались незамеченными широким кругом читателей, и автору [11] пришлось их переоткрывать. Однако отметим, что авторы [6–10] имели дело только с антиферромагнетиками (обычно с четырьмя подрешетками), а в [11] анализ начат с простейшего случая ферромагнетика с двумя подрешетками, относящимися к одной позиции кратных точек, связанных ЦС ($I \cdot 1 = 2$, $I \cdot 2 = 1$). Кроме того, понятие „антимагноны“

охватывает большое число вариантов: антимагнеты могут быть электроактивными, магнитоактивными (в присутствии постоянного электрического поля \mathbf{E}), а также акустоактивными.

Полное число магнитных подрешеток также оказалось весьма существенным. Когда магнитная структура характеризуется несколькими векторами антиферромагнетизма \mathbf{L} , может существовать так называемое антиферро-электрическое (АФЭ) взаимодействие

$$V_{LLP} = \varepsilon_{ijk} L_{1i} L_{2j} P_k, \quad (4)$$

в котором один из векторов $\mathbf{L}_{1,2}$ должен быть ЦС, а второй — ЦАС. При этом оказывается, что электроактивные антимагнеты могут существовать даже в тех магнетиках, в которых отсутствует линейный статический МЭ-эффект (например, в гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и ЦС-ортоферритах).

Важно отметить, что все указанные новые магнеты — антимагнеты — характеризуются тем, что в их колебаниях не участвует вектор суммарной локальной намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, поэтому они должны иметь обменные собственные частоты ω_{ex} , относящиеся к субмиллиметровой области. Исключением могут быть отдельные частные случаи, например квазидвумерные образования, специально приготовленные сверхструктуры и др. Возникает естественный вопрос, не затронутый в [6–10]: не существуют ли другие низкочастотные эффекты, непосредственно связанные с динамическим проявлением МЭ- и АФЭ-взаимодействий. Ответ на этот вопрос и его изучение на конкретных магнетиках являются целью данной работы.

Речь пойдет о возбуждении собственных колебаний ядерных спинов переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$ (влияние статического электрического поля на частоты ЯМР исследовались ранее в работе [12]). Обычно их возбуждают переменным магнитным полем, поэтому эффект называют ядерным магнитным резонансом (ЯМР) [13]. В магнетиках данные частоты лежат в радиочастотной области $10^8\text{--}10^9$ Hz [14] (гораздо ниже обменных частот $\omega_{ex} = 10^{12}$ Hz). Таким образом, резонансное возбуждение электрическим полем $\mathbf{E}(t)$ колебаний ядерных магнитных моментов (ядерный магнито-электрический резонанс — ЯМЭР) можно отнести к тем низкочастотным эффектам спиновой динамики, которые нас интересуют.

Далее приведены результаты расчетов сверхтонких полей (обусловленных $\mathbf{E}(t)$) на ядрах для следующих случаев: ферромагнитная и антиферромагнитная фазы двухподрешеточных однопозиционных магнетиков с центром симметрии; двухподрешеточный антиферромагнетизм в кристалле без центра симметрии (типа KNiPO_4); четырехподрешеточный антиферромагнетизм в двух фазах (с ЦС-базисным вектором \mathbf{L} , как в гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, и с ЦАС-базисным вектором \mathbf{L} , как в Cr_2O_3). Цель этих расчетов — оценить амплитуду поля $\mathbf{E}(t)$, необходимую для наблюдения сигналов ЯМЭР.

Таблица 1. Коэффициенты преобразования векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} под действием элементов группы $Pmmm$

| | I | 2_x | 2_y |
|-------|-----|-------|-------|
| M_x | +1 | +1 | -1 |
| M_y | +1 | -1 | +1 |
| M_z | +1 | -1 | -1 |
| L_x | -1 | +1 | +1 |
| L_y | -1 | -1 | -1 |
| L_z | -1 | -1 | +1 |

2. Двухподрешеточные ферромагнитная и антиферромагнитная фазы в кристалле с центром симметрии

Рассмотрим двухподрешеточные магнетики с кристаллической структурой, относящейся к группе $D_{2h}^1 = Pmmm$, с магнитными атомами в позициях $2i$. В табл. 1 приведены коэффициенты преобразований компонент векторов M_α и L_α ($\alpha = x, y, z$) под действием операций симметрии I , 2_x и 2_y , принятых за генераторы этой группы. Данные табл. 1 позволяют записать магнитную часть термодинамического потенциала, инвариантную относительно операций симметрии группы $Pmmm$,

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{1}{2} (\lambda_M M^2 + \lambda_L L^2 + K_x (M_x^2 + L_x^2) + K_y (M_y^2 + L_y^2)) \\ & - \frac{1}{2M_0} (\varepsilon_1 L_x M_x P_x + \varepsilon_2 L_x M_y P_y + \varepsilon_3 L_x M_z P_z \\ & + \varepsilon_4 L_y M_x P_y + \varepsilon_5 L_z M_x P_z + \varepsilon_6 L_y M_y P_x \\ & + \varepsilon_7 L_z M_z P_x) + \frac{1}{2} \chi^{-1} P^2 - PE - MH, \end{aligned} \quad (5)$$

где λ_L и λ_M — обменные параметры, K_α — константы магнитной анизотропии. Равновесные значения компонент M_α , L_α и P_α определяются из условий минимума Φ и зависят от вида равновесной магнитной структуры. Далее проанализированы такие структуры двух типов: а) ферромагнитная с $\mathbf{M} \parallel \mathbf{Z}$ и $L_z = 0$; б) антиферромагнитная с $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$ и $M_z = 0$. При этом всюду ограничиваемся только так называемым равномо-дальным приближением [4]

$$L^2 + M^2 = 4M_0^2, \quad (6)$$

где M_0 — намагниченность подрешетки. Кроме того, частоту ЯМР считаем малой по сравнению с частотами электронных колебаний. В этом случае изменения \mathbf{L} и \mathbf{M} будут квазиравновесным образом следовать за вызывающим их (за счет МЭ- и АФЭ-взаимодействий) полем $\mathbf{E}(t)$, что позволяет найти \mathbf{L} и \mathbf{M} из условий минимума термодинамического потенциала Φ .

а) Ферромагнитная фаза с $\mathbf{M} \parallel \mathbf{Z}$. Этот случай соответствует значениям $\lambda_M < 0$ и $\lambda_L > 0$, при

которых из минимума (5) получается, что магнитоактивной оказывается только одна компонента поля $E_z(t)$, с которой связана компонента вектора антиферромагнетизма

$$L_x(t) = \frac{\chi \varepsilon_3}{\lambda_L - \lambda_M + K_1} E_z(t). \quad (7)$$

Учитывая, что лишь одна компонента вектора \mathbf{M} отлична от нуля ($M_z = 2M_0$), и используя (2) и (7), получаем следующие значения для компонент намагниченностей подрешеток $M_{1\alpha}$ и $M_{2\alpha}$:

$$\begin{aligned} M_{1x} &= -M_{2x} = \frac{1}{2} \chi \varepsilon_3 (\lambda_L - \lambda_M + K_x)^{-1} E_z(t), \\ M_{1y} &= M_{2y} = 0, \\ M_{1z} &= M_{2z} = M_0. \end{aligned} \quad (8)$$

Чтобы проанализировать влияние колебаний векторов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 на поведение ядерных спинов, нужно учесть сверхтонкое взаимодействие электронных \mathbf{M}_j и ядерных \mathbf{m}_j намагниченностей подрешеток ($j = 1, 2$) [14]

$$\Phi_{nfi} = - \sum_{j=1}^2 A_j \mathbf{M}_j \mathbf{m}_j,$$

где A — параметр сверхтонкой связи, а величина

$$\mathbf{H}_{nj} = A \mathbf{M}_j \quad (9)$$

— сверхтонкое поле на ядре j -подрешетки.

Статическая часть $H_n = A M_0$ определяет частоту ЯМЭР, совпадающую с частотой ЯМР,

$$\omega_n = \gamma_n A M_0. \quad (10)$$

Переменная составляющая

$$\delta H_{nj}(t) = A M_j(t) = H_n \frac{M_j(t)}{M_0} \quad (11)$$

ответственна за возбуждение колебаний \mathbf{m}_j под действием поля $\mathbf{E}(t)$. Отношение $M(t)/M_0$ можно оценить по величине статического (МЕ) $_E$ -эффекта [15]. В соединении Cr_2O_3 по данным [15] при $E = 10^5 \text{ V/cm}$ это отношение составляет

$$M_j(t)/M_0 \approx 10^{-4}. \quad (12)$$

С учетом $H_n \approx 10^5 \text{ Oe}$ [12] для δH_n получаем оценку

$$\delta H_n \approx 10 \text{ Oe}. \quad (13)$$

Такая же величина δH_{nj} получается при использовании переменных магнитных полей $\mathbf{H}(t)$ с амплитудой 0.1 Oe при стандартном значении коэффициента усиления $\eta = 10^2$ [14]. Чтобы обнаружить сигнал ЯМЭР, возможно, хватит полей $\mathbf{E}(t)$ с меньшей амплитудой ($10^4 - 10^3 \text{ V/cm}$). Здесь полезно отметить, что в статике изменения намагниченности и поляризации — в (МЕ) $_E$ -

и (МЕ) $_H$ -эффектах соответственно — зависят от величины МЭ-восприимчивости α . Ее типичное значение для антиферромагнетиков составляет 10^{-3} [16], так что внешнее электрическое поле $E = 10^4 \text{ V/cm}$ создает намагниченность $4\pi M \approx 0.03 \text{ G}$, а внешнее магнитное поле $H = 10^4 \text{ Oe}$ — электрическую поляризацию $4\pi P = 3 \cdot 10^{-9} \text{ C/cm}^3$. В целом диапазон значений α велик (от 10^{-6} до 10^{-2}), но следует принимать во внимание и температурный интервал, в котором проявляется МЭ-эффект: так, МЭ-восприимчивость антиферромагнетика TbPO_4 максимальна ($\approx 10^{-2}$) при $T \approx 1.9 \text{ K}$, а в Cr_2O_3 — при $T \approx 290 \text{ K}$.

б) Антиферромагнитная фаза с $\mathbf{L} \parallel \mathbf{Z}$. ($\lambda_L < 0, \lambda_M > 0$). Как и в случае ферромагнитной фазы, магнитоактивной по-прежнему остается компонента $E_z(t)$, с которой связана компонента

$$M_x(t) = [\chi \varepsilon_3 E_z(t) + H_x(t)] / (\lambda_M - \lambda_L + K_x). \quad (14)$$

От нуля отлична только одна компонента вектора \mathbf{L} : $L_z = 2M_0$, поэтому, как и в случае а, можно найти компоненты намагниченностей подрешеток

$$\begin{aligned} M_{1x} &= M_{2x} = \frac{1}{2} [\chi \varepsilon_3 E_z(t) + H_x] / (\lambda_M - \lambda_L + K_x), \\ M_{1y} &= M_{2y} = 0, \\ M_{1z} &= -M_{2z} = M_0. \end{aligned} \quad (15)$$

Если пренебречь отличием величин ε_3 и λ_L от ε_5 и λ_M соответственно, то для сверхтонких полей на ядрах δH_{nj} можно воспользоваться оценками (11)–(13). Однако между случаями а и б имеется и существенное отличие, связанное со вторым слагаемым в (14). Дело в том, что из-за слабости МЭ-взаимодействия (1) поле $\mathbf{E}(t)$ возбуждает электрическую подсистему кристалла сильнее, чем магнитную. Это означает, что достигнуть высокого уровня возбуждения магнитной подсистемы, не перегрев при этом электрическую, совсем непросто. Наличие второго слагаемого в (14) помогает избежать этой трудности, если для возбуждения магнитной подсистемы использовать магнитное поле $H_x(t)$ и регистрировать электрический сигнал, связанный с $P_z(t)$. Для краткости будем называть этот эффект комбинированным ЯМЭР.

3. Двухподрешеточный антиферромагнетизм в кристаллах без центра симметрии

Анализ этого случая проведен на примере соединения KNiPO_4 , кристаллическая симметрия которого описывается группой $Pna2_1$. Коэффициенты преобразований компонент векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} под действием элементов симметрии n_x , a_y и 2_{1z} (плоскости скольжения и винтовая ось), принятых за генераторы этой группы, сведены в табл. 2. Как и в предыдущем случае, данные таблицы позволяют записать выражение для термодинамического

Таблица 2. Коэффициенты преобразования векторов \mathbf{L} , \mathbf{M} и \mathbf{E} под действием элементов группы $Pna2_1$

| | n_x | a_y | 21_z |
|------------|-------|-------|--------|
| E_y, M_x | +1 | -1 | -1 |
| E_x, M_y | -1 | +1 | -1 |
| M_z | -1 | -1 | +1 |
| E_z, L_x | +1 | +1 | +1 |
| L_y | -1 | -1 | +1 |
| L_z | -1 | +1 | -1 |

потенциала Φ , инвариантное относительно операций группы симметрии этого кристалла. Обращаем внимание на то, что в данном случае Φ содержит вклады как МЭ-, так и АФЭ-взаимодействий

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{1}{2}(\lambda_M M^2 + \lambda_L L^2 + K_z(M_z^2 + L_z^2) + K_y(M_y^2 + L_y^2)) \\ & - \frac{1}{2M_0}(\varepsilon_1 L_x M_y P_x + \varepsilon_2 L_x M_x P_y + \varepsilon_3 L_y M_x P_x \\ & + \varepsilon_4 L_z M_z P_y) - \frac{1}{2M_0}(\delta_1 L_x L_z P_x + \delta_2 L_z L_y P_y) \\ & + \frac{1}{2} \kappa^{-1} P^2 - PE - MH. \end{aligned} \quad (16)$$

Экспериментально установлено [17], что в KNiPO_4 реализуется антиферромагнитное упорядочение с вектором $\mathbf{L} \parallel \mathbf{X}$. Для этой фазы в приближении равнодальности подрешеток ($M_1^2 = M_2^2 = M_0^2$) условия минимума (16) дают следующие выражения для компонент векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} , наведенных полем $\mathbf{E}(t)$ [18]:

$$\begin{aligned} L_x = 2M_0, L_z = \kappa \delta_1 E_x(t) / K_z, \\ M_y = [\kappa \varepsilon_1 E_x(t) + H_y(t)] / (\lambda_M - \lambda_L + K_z), \\ L_y = M_x = M_z = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Из (17) и (14) с учетом (6) следует, что величина компоненты M_y (17) сравнима с величиной M_x (14) для антиферромагнитной фазы в кристалле с центром симметрии, но для L_z (17) получается величина, гораздо большая, чем L_x (7),

$$\frac{L_z(t)}{L_x(t)} \approx \frac{\lambda_L}{K_z}. \quad (18)$$

Для веществ с температурой Нееля, сравнимой с комнатной ($T_N \approx 300$ К), имеем

$$\frac{\lambda_L}{K_z} \approx 10^3. \quad (19)$$

Это означает, что для создания переменных сверхтонких полей на ядрах с амплитудой $\delta H_n \approx 10$ Ое (13) достаточно переменных электрических полей $\mathbf{E}(t)$ с амплитудой всего 10^2 В/см.

С другой стороны, для возбуждения компоненты M_y можно использовать переменное магнитное поле $H_y(t)$, а для регистрации — электрический сигнал, т.е. комбинированный ЯМЭР, как в предыдущем случае (см. пункт б в разделе 2).

4. Четырехподрешеточные антиферромагнетики типа Cr_2O_3 и $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$

Кристаллохимическая симметрия этих кристаллов имеет пространственную группу $D_{3d}^6 \equiv R\bar{3}c$. Магнитные ионы занимают четырехкратную позицию $4c$ с локальной симметрией $\{3\}$. Обменные магнитные структуры характеризуются тремя векторами антиферромагнетизма $\mathbf{L}_a, \mathbf{L}_b, \mathbf{L}_c$ и одним вектором ферромагнетизма \mathbf{M} :

$$\begin{aligned} \mathbf{L}_a &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{L}_b &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{L}_c &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{M}_a &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4, \end{aligned} \quad (20)$$

Выражение для термодинамического потенциала оказывается громоздким, поэтому удобно разбить его на несколько блоков

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_{hf} + \Phi_{ab} + \Phi_{ac}, \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_0 = & \frac{1}{2}(\lambda_a L_a^2 + \lambda_b L_b^2 + \lambda_c L_c^2 + \lambda_M M^2) \\ & + \frac{1}{2} \kappa P^2 - PE - MH, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{hf} = & -\frac{1}{4M_0} [\varepsilon_{m1}(L_c^x M^x P^y + L_c^x M^y P^x + L_c^y M^x P_x \\ & - L_c^y M^y P^y) + \varepsilon_{m2}(L_c^x M^x P^z + L_c^y M^y P^z) \\ & + \varepsilon_{m3}(L_c^z M^x P^x + L_c^z M^y P^y) \\ & + \varepsilon_{m4}(L_c^x M^z P^x + L_c^y M^z P^y) + \varepsilon_{m5} L_c^z M^z P^z], \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{ab} = & -\frac{1}{4M_0} [\varepsilon_{b1}(L_a^z L_b^x P^x + L_a^z L_b^y P^y) \\ & + \varepsilon_{b2}(L_a^x L_b^z P^x + L_a^y L_b^z P^y) + \varepsilon_{b3}(L_a^x L_b^x P^z \\ & + L_a^y L_b^y P^z) + \varepsilon_{b4} L_a^z L_b^z P^z], \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{ac} = & -\frac{1}{4M_0} [\varepsilon_{c1}(-L_a^x L_c^x P^x + L_a^y L_c^y P^x \\ & + L_a^x L_c^y P^y + L_a^y L_c^x P^y) + \varepsilon_{c2}(L_a^x L_c^y P^z \\ & - L_a^y L_c^x P^z) + \varepsilon_{c3}(L_a^z L_c^x P^x - L_a^z L_c^y P^y) \\ & + \varepsilon_{c4}(L_a^x L_c^z P^y - L_a^y L_c^z P^x)]. \end{aligned} \quad (25)$$

Слагаемые, описывающие магнитную анизотропию, оказываются несущественными, поэтому они опущены.

Расчеты равновесных значений компонент векторов \mathbf{L}_j и \mathbf{M} в присутствии поля $\mathbf{E}(t)$ были проведены для двух типов антиферромагнитных структур, которые реализуются в ЦС $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и ЦАС Cr_2O_3 .

а) ЯМЭР в гематите ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) ($\lambda_a < 0$, $\lambda_{b,c} > 0$). Обменная магнитная структура гематита определяется вектором \mathbf{L}_a . Для определенности мы ограничились магнитным состоянием с $\mathbf{L}_a \parallel \mathbf{Z}$, которое реализуется ниже точки Морина. В этом случае из минимума Φ (21) получаются следующие значения для компонент \mathbf{M} и \mathbf{L}_j :

$$\begin{aligned} M_x = M_y = M_z = 0, \quad L_a^x = L_a^y = 0, \quad L_a^z = 4M_0, \\ L_b^x = \kappa\varepsilon_{b1}E_x(t)/\lambda_b, \quad L_b^y = \kappa\varepsilon_{b1}E_y(t)/\lambda_b, \\ L_b^z = \kappa\varepsilon_{b4}E_z(t)/\lambda_b, \quad L_c^x = \kappa\varepsilon_{c3}E_y(t)/\lambda_c, \\ L_c^y = \kappa\varepsilon_{c3}E_x(t)/\lambda_c, \quad L_c^z = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

(В равномодульной модели $\lambda_{b,c} \rightarrow \lambda_{b,c} - \lambda_a$).

По порядку величины эти значения совпадают с $L_x(t)$ (7), поэтому для оценки переменной составляющей сверхтонкого поля на ядрах δH_{nj} можно пользоваться формулами (11)–(13). Как следует из (21)–(25), комбинированный ЯМЭР в случае гематита невозможен.

б) ЯМЭР в Cr_2O_3 ($\lambda_c < 0$, $\lambda_{a,b} > 0$). Обменная магнитная структура Cr_2O_3 определяется вектором $\mathbf{L}_c \parallel \mathbf{Z}$. В этом случае из минимума Φ (21) получаются следующие значения для компонент \mathbf{L}_j и \mathbf{M} :

$$\begin{aligned} L_b^x = L_b^y = L_b^z = 0, \quad L_c^x = L_c^y = 0, \quad L_c^z = 4M_0, \\ M_x = \kappa\varepsilon_{m3}E_x(t)/\lambda_b, \quad M_y = \kappa\varepsilon_{m3}E_y(t)/\lambda_b, \\ M_z = \kappa\varepsilon_{m5}E_z(t)/\lambda_b, \quad L_a^x = \kappa\varepsilon_{a4}E_y(t)/\lambda_a, \\ L_a^y = -\kappa\varepsilon_{a4}E_x(t)/\lambda_a, \quad L_c^z = 0. \end{aligned} \quad (27)$$

(В равномодульной модели $\lambda_{a,b} \rightarrow \lambda_{a,b} - \lambda_c$). Соответствующие оценки для переменной составляющей сверхтонкого поля на ядрах δH_{nj} снова описываются формулами (11)–(13), но в отличие от гематита в Cr_2O_3 можно использовать комбинированный ЯМЭР.

Таким образом, из рассмотренных выше магнитных структур наиболее удобными с точки зрения наблюдения сигналов ЯМЭР являются вещества типа KNiPO_4 . Их главная особенность состоит в том, что они имеют кристаллохимическую симметрию без центра симметрии. Это сильно расширяет класс инвариантов, из которых составляется термодинамический потенциал для описания их магнитных и электрических свойств. Решающее значение имеют инварианты типа $L_\alpha L_\beta P_\gamma$, в которых компоненты L_α и L_β относятся к одному вектору \mathbf{L} . Такие инварианты описывают поворот вектора \mathbf{L} , когда наводится электрическая поляризация $P_\gamma = \kappa E_\gamma$ под действием поля \mathbf{E} . Важно, что этот поворот не связан с изменением обменной структуры, а следовательно, не приводит к росту обменной энергии. Увеличивается лишь энергия магнитной анизотропии, но соответствующий

рост примерно в 10^3 раз слабее возрастания обменной энергии, поэтому углы поворота магнитных моментов подрешеток во столько же раз оказываются больше. В результате использование переменных электрических полей с очень умеренной амплитудой (10^2 V/cm) позволяет получать сигналы для ЯМЭР с обычным для ЯМР отношением сигнал/шум. Это существенное преимущество динамического проявления АФЭ-взаимодействия V_{LLP} (4) перед статическим МЭ-эффектом.

Другая возможность использования динамического магнитоэлектричества связана с эффектом, для которого мы использовали термин „комбинированный ЯМЭР“. При этом типе ЯМЭР возбуждение ядерных спинов предполагается осуществлять переменным магнитным полем и регистрировать электрический сигнал, связанный с вектором электрической поляризации. Эта возможность позволяет преодолеть трудность с перегревом образца при использовании переменных электрических полей большой амплитуды.

В заключение отметим, что на формулах для ЯМЭР все выглядит сравнительно оптимистично. Что касается экспериментальных трудностей, то их следует обсуждать другому коллективу авторов.

Список литературы

- [1] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [2] Д.Н. Астров. ЖЭТФ **38**, 3, 984 (1960).
- [3] G.T. Rado, V.J. Folen. Phys. Rev. Lett. **7**, 8, 310 (1961).
- [4] J.P. Rivera. Ferroelectrics **161**, 1–4, 165 (1994).
- [5] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 560 с.
- [6] Д.Я. Яблонский, В.Н. Криворучко. В сб.: Проблемы физической кинетики и физики твердого тела. Наук. думка, Киев (1990). С. 444.
- [7] В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский. ФНТ **14**, 6, 656 (1988).
- [8] Д.А. Яблонский, В.Н. Криворучко. ЖЭТФ **94**, 9, 268 (1988).
- [9] Д.А. Яблонский, В.Н. Криворучко. ФТТ **30**, 10, 3069 (1988).
- [10] В.В. Еременко, В.Н. Криворучко, Н.М. Лавриненко, Д.А. Яблонский. ФТТ **30**, 12, 3605 (1988).
- [11] Е.А. Туров. Письма в ЖЭТФ **73**, 2, 92 (2001); Препринт ИФМ УрО РАН, НИСО УрО РАН, № 25/49(01). Екатеринбург (2001).
- [12] В.В. Лесковец, Е.А. Туров. ФТТ **42**, 5, 110 (2000).
- [13] А. Абрагам. Ядерная индукция. ИЛ, М. (1963). 552 с.
- [14] Е.А. Туров, М.П. Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. Наука, М. (1969). 260 с.
- [15] T.H. O'Dell, E.A.D. White. Phil. Mag. **22**, 177; 649 (1970).
- [16] L.M. Holmes. Int. J. Magnetism **7**, 111 (1974).
- [17] P. Fisher, M. Lujan, F. Kubel, H. Schmid. Ferroelectrics **162**, 1–4, 385 (1994).
- [18] В.В. Лесковец, М.И. Куркин, В.В. Николаев, Е.А. Туров. ФТТ **44**, 7, 1330 (2002).