

АКУСТИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ЛЕГКОПЛОСКОСТНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ KMnF_3

Х. Г. Богданова^а, В. А. Голенищев-Кутузов^а, М. И. Куркин^б,
В. Е. Леонтьев^а, М. Р. Назипов^а, В. В. Николаев^б, М. М. Шакирзянов^а

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

^б Институт физики металлов
Уральского отделения Российской академии наук
620239, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 17 апреля 1997 г.

Экспериментально исследовано затухание ультразвука при $T = 4.2$ К в монокристалле легкоплоскостного антиферромагнетика KMnF_3 в зависимости от величины и направления постоянного магнитного поля H в интервале частот $640 \div 670$ МГц, соответствующем частотам ядерных спиновых волн. Рассмотрены две экспериментальные ситуации: в первом случае вектор H лежит в плоскости легкого намагничивания (001), во втором — вектор H составляет некоторый угол с (001). Для продольных ультразвуковых волн, распространяющихся вдоль оси трудного намагничивания [001], обнаружено, что зависимость затухания от величины поля H носит резонансный характер. В первом случае наблюдается один максимум затухания, во втором — два хорошо разрешенных по полю максимума затухания. Установлено, что угловая зависимость сигналов резонансного затухания от направления постоянного магнитного поля во всех случаях имеет 90-градусную периодичность. Наблюдаемые эффекты объясняются резонансным возбуждением ядерных спиновых волн ультразвуком. На основании анализа энергии магнитоупругого взаимодействия показано, что в первом случае отличны от нуля колебания вектора антиферромагнетизма L только в базисной плоскости, а во втором — колебания L как в базисной, так и в вертикальной плоскостях, соответственно связанных с двумя ветвями ядерных спиновых волн. Показано также, что 90-градусная периодичность угловой зависимости сигналов затухания связана с осью четвертого порядка [001].

1. ВВЕДЕНИЕ

Основной характеристикой ядерных спиновых волн [1], как и электронных спиновых волн (магнонов) [2], является зависимость их частоты $\omega_n(\mathbf{q})$ от волнового вектора \mathbf{q} , который изменяется в пределах зоны Бриллюэна $0 \leq \mathbf{q} \leq \mathbf{Q}$, где \mathbf{Q} — вектор обратной решетки. Интервал изменения частот ядерных спиновых волн (ширина спин-волновой полосы)

$$\omega_p = \omega_n(\mathbf{Q}) - \omega_n(0) \quad (1)$$

определяется косвенным взаимодействием магнитных моментов ядер m_i через магноны [3], и, следовательно, сильно зависит от вида магнонного спектра $\omega_e(\mathbf{q})$.

В двухподрешеточных антиферромагнетиках, к которым относится и KMnF_3 , магнонный спектр имеет две ветви $\omega_{e1}(\mathbf{q})$ и $\omega_{e2}(\mathbf{q})$ (по числу магнитных подрешеток), ширина спектров которых определяется обменным взаимодействием $(\omega_{ei}(\mathbf{Q}) - \omega_{ei}(0)) =$

$= \omega_E \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $i = 1, 2$). Величины $\omega_{ei}(0)$ связаны с более слабыми магнитными взаимодействиями (с внешними магнитными полями, полями магнитной анизотропии и др.), и поэтому $\omega_{ei}(0) \ll \omega_E$. В легкоплоскостных антиферромагнетиках отношение $\omega_{e1}(0)/\omega_{e2}(0) \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ вследствие сильного различия в величинах полей анизотропии в базисной плоскости \mathbf{H}_a и вдоль оси трудного намагничивания \mathbf{H}_A [4]. В слабоанизотропных антиферромагнетиках, кубическом RbMnF_3 и почти кубическом KMnF_3 , для этого соотношения характерно

$$\omega_{e1}(0)/\omega_{e2}(0) \simeq 1. \quad (2)$$

Соотношение между обменной частотой ω_E и $\omega_{ei}(0)$ определяет радиус косвенного взаимодействия магнитных моментов ядер \mathbf{m}_j и \mathbf{m}'_j через магноны [3]:

$$r_0(i) = a\omega_E/\omega_{ei}(0), \quad (3)$$

где a — межатомное расстояние в кристалле. Зависимость $r_0(i)$ от номера маглонной ветви i проявляется в том, что взаимодействие разных компонент векторов \mathbf{m}_j и \mathbf{m}'_j оказывается различным. В легкоплоскостных и кубических антиферромагнетиках в постоянных магнитных полях $H < 10^4$ Э величины $r_0(i)$ достигают макроскопических размеров ($r_0 \sim (10^3 \div 10^4)a \approx (10^{-5} \div 10^{-4})$ см), что обеспечивает формирование ядерных спиновых волн при гелиевых температурах, когда ядерные спины находятся в неупорядоченном парамагнитном состоянии [3].

Наиболее подробно ядерные спиновые волны изучались в легкоплоскостных антиферромагнетиках на основе атомов марганца (MnCO_3 , CsMnF_3 и др.) [5–9]. Эти соединения оказываются наиболее удобными объектами для таких исследований по следующим причинам: во-первых, как и другие антиферромагнетики, они обладают большим радиусом $r_0 \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ см (3), во-вторых, ядра ^{55}Mn имеют большой магнитный момент (≈ 3.5 ядерных магнетона), в-третьих, на них действуют сильные сверхтонкие поля $H_n = 650$ кЭ, в-четвертых, естественная распространенность магнитного изотопа ^{55}Mn близка к 100%.

Особенность легкоплоскостных антиферромагнетиков заключается в том, что существенным оказывается косвенное взаимодействие только через низкочастотные магноны $\omega_{e1}(\mathbf{q})$ из-за $r_0(2) \ll r_0(1)$, и поэтому формируется лишь одна ветвь ядерных спиновых волн $\omega_{n1}(\mathbf{q})$. Для другой ветви $\omega_{n2}(\mathbf{q})$ ширина зоны ядерных спиновых волн оказывается меньше ширины линии ЯМР. Ранее в основном исследовались нелинейные эффекты, обусловленные ядерными спиновыми волнами: формирование сигналов эха за счет механизма частотной модуляции [9]; параметрическое возбуждение ядерных спиновых волн [5–8]; гистерезис стационарных сигналов ЯМР [10, 11]. В перечисленных выше работах ядерные спиновые волны возбуждались переменным магнитным полем. В данной работе сообщаются результаты исследований ядерного магнитоакустического резонанса (ЯМАР), когда возбуждение ядерных спиновых волн осуществляется упругим полем акустической волны, как в случае электронного магнитоакустического резонанса на магнонах [2]. Хотя магнитоупругие взаимодействия могут играть немаловажную роль и при обычном ЯМР [12], в случае ЯМАР об этой роли можно судить лишь по косвенным проявлениям. В случае ЯМАР имеется возможность активно вмешиваться в магнитоупругую динамику, изменяя амплитуду, частоту и поляризацию звука. Кроме того, магнитные и магнитоупругие поля отличаются по симметрии, что сказывается на правилах отбора при возбуждении различных ветвей ядерных спиновых волн.

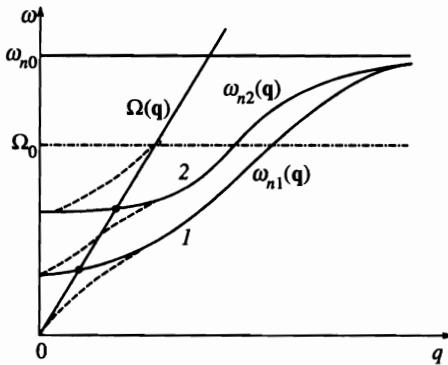


Рис. 1. Дисперсионные кривые звука $\Omega(\mathbf{q})$ и двух ветвей ядерных спиновых волн $\omega_{n1}(\mathbf{q})$ и $\omega_{n2}(\mathbf{q})$

Возбуждение ядерных спиновых волн и изучение их свойств проводились на антиферромагнитном соединении KMnF_3 , имеющем кубическую структуру со слабым тетрагональным искажением. В таких антиферромагнетиках в силу соотношения (2) существенным оказывается косвенное взаимодействие через обе магнонные ветви, что обуславливает формирование двух ветвей ядерных спиновых волн $\omega_{n1}(\mathbf{q})$ и $\omega_{n2}(\mathbf{q})$ [13–15]. На рис. 1 схематически изображены дисперсионные кривые ядерных спиновых волн $\omega_{n1}(\mathbf{q})$ и $\omega_{n2}(\mathbf{q})$ и звуковой волны $\Omega(\mathbf{q})$. Точки пересечения кривых

$$\Omega(\mathbf{q}) = \omega_{n1}(\mathbf{q}) \quad \text{и} \quad \Omega(\mathbf{q}) = \omega_{n2}(\mathbf{q}) \quad (4)$$

соответствуют условиям резонансов для первой и второй ветвей ядерных спиновых волн. Штрихом на рис. 1 показано искажение спектров ядерных спиновых волн и звука в окрестности этих резонансов, что проявляется, в частности, в изменении скорости звука V_S , хорошо известном из электронного магнитоакустического резонанса [2]. Однако в этой работе поведение V_S в области ЯМАР не исследовалось. Основной ее целью было обнаружение и исследование сигнала ЯМАР от обеих ветвей ядерных спиновых волн. Для обнаружения сигналов ЯМАР использовался тот факт, что ширина зон ядерных спиновых волн $\omega_{pi}(\mathbf{q})$, представляющая собой динамический сдвиг частоты [3, 9], проявляет сильную зависимость от величины постоянного магнитного поля \mathbf{H} . Таким образом, точки пересечения ветвей ядерных спиновых волн можно перемещать вдоль линии $\Omega(\mathbf{q})$ с помощью магнитного поля \mathbf{H} , добиваясь их совпадения с частотой звуковых колебаний ω_0 , возбуждаемых в образце. Значения \mathbf{H} , соответствующие этим совпадениям, фиксируются экспериментально по максимуму поглощения вводимой акустической мощности.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Соединение KMnF_3 имеет кубическую структуру при комнатных температурах, которая претерпевает слабое тетрагональное искажение в результате двух структурных фазовых переходов при $T_1 = 188.6 \text{ K}$ и $T_2 = 91.5 \text{ K}$ [16, 17]. Антиферромагнитное упорядочение происходит при $T_N = 88.3 \text{ K}$. Соответствующая коллинеарная двухподрешеточная антиферромагнитная структура определяется вектором антиферромагнетизма $\mathbf{L} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) \parallel [001]$, где $[001]$ — ось четвертого порядка. При $T_M = 81.5 \text{ K}$ имеет

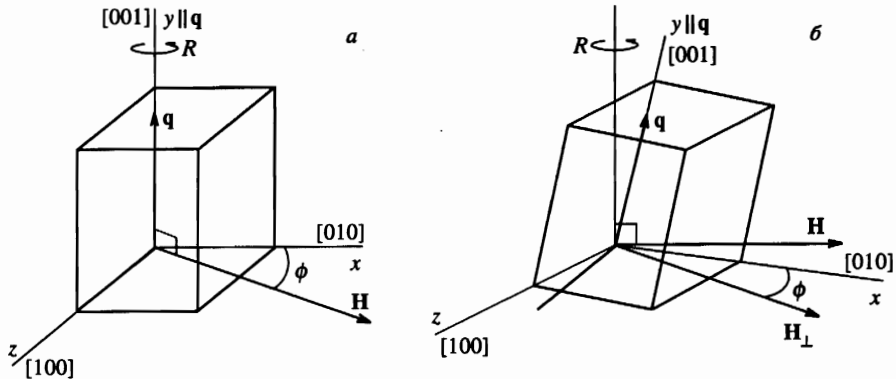


Рис. 2. Геометрия эксперимента: *a* — прямая ориентация (H лежит в плоскости легкого намагничивания), *б* — наклонная ориентация (H направлен под углом к плоскости легкого намагничивания)

место магнитный ориентационный фазовый переход с опрокидыванием L в базисную плоскость и возникновением слабого ферромагнетизма $M = M_1 + M_2$ [16–19]. Симметричный анализ всех этих переходов излагается в [20].

Как показано в [3, 20], наличие слабого ферромагнетизма в тетрагональных антиферромагнетиках приводит к образованию доменной структуры по четырем направлениям L и M , которая усложняет эксперимент. Однако ее можно избежать, охлаждая образец ниже 100 К в поле $H \simeq 8$ кЭ, что и было сделано в данной работе.

Монокристаллы $KMnF_3$, на которых проводились измерения, были изготовлены в форме параллелепипедов из одного и того же куска с размерами $4 \times 4 \times 4.7$ мм³ и $3 \times 3 \times 4$ мм³, ребра которых совпадали с основными кристаллографическими осями [100], [010] и [001]. Торцевые поверхности кристаллов были выполнены плоскими и взаимно параллельными с точностью до 1/5 длины акустической волны. Ультразвуковые волны возбуждались в импульсном режиме на одной из торцевых поверхностей (001) образца и детектировались на противоположной. Они имели продольную поляризацию и частоту в интервале 600–700 МГц. Волновой вектор звука q был всегда ориентирован вдоль оси [001].

Измерения проводились при $T = 4.2$ К. Гелиевый криостат с образцом вращался вокруг оси R , всегда перпендикулярной H (рис. 2*a* и *б*). Угол между осью R и волновым вектором q устанавливался равным 0° (прямая ориентация, рис. 2*a*) и 20° (наклонная ориентация, рис. 2*б*). Величина постоянного магнитного поля менялась от 0 до 8 кЭ.

Для упрощения наблюдений и расчетов использовался однократно прошедший через образец акустический импульс. Отношение его амплитуды U к амплитуде падающего звука U_0 определяет измеряемый коэффициент поглощения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На частотах 630–670 МГц было обнаружено резонансное по постоянному магнитному полю затухание ультразвуковых импульсов, распространяющихся вдоль направления [001] кристалла для двух ориентаций образцов относительно R .

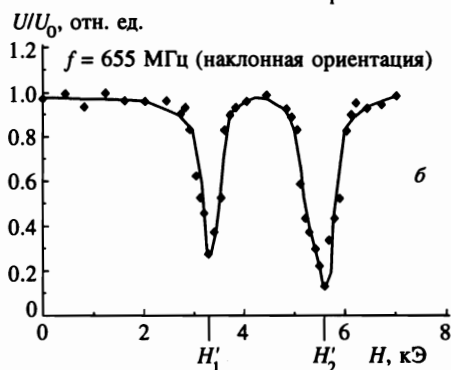
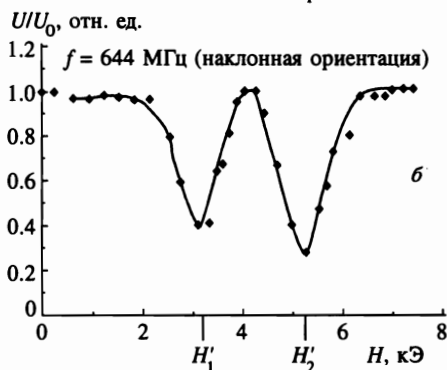
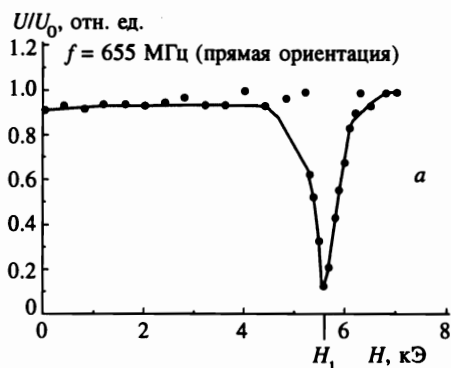
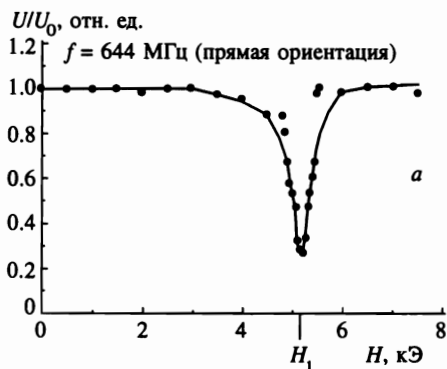


Рис. 3

Рис. 4

Рис. 3. Зависимости отношений U/U_0 от величины постоянного магнитного поля H для прямой (а) и наклонной (б) ориентаций образца на частоте 644 МГц

Рис. 4. Зависимости отношений U/U_0 от величины постоянного магнитного поля H для прямой (а) и наклонной (б) ориентаций образца на частоте 655 МГц

В первом случае векторы \mathbf{H} и \mathbf{q} были перпендикулярны друг другу и \mathbf{H} располагался в плоскости легкого намагничивания (001) образца (прямая ориентация) (рис. 2а). Во втором случае угол между \mathbf{H} и \mathbf{q} менялся от 70° до 110° (наклонная ориентация) (рис. 2б). На зависимостях U/U_0 от величины H при заданном значении ϕ (где ϕ — угол между осью x и направлением \mathbf{H}_\perp) были обнаружены: для прямой ориентации один интенсивный минимум (рис. 3а и 4а), а для наклонной ориентации — два интенсивных минимума (рис. 3б и 4б).

Зависимости отношений U/U_0 от ориентации постоянного магнитного поля относительно кристаллографических осей (от угла ϕ) приведены на рис. 5, 6. Значения постоянного магнитного поля $H = H_1$ (прямая ориентация, рис. 5а, 6а) и $H = H'_1$ и $H = H'_2$ (наклонная ориентация, рис. 5б, 6б) соответствуют максимумам поглощения звука. Как видно из рис. 5, 6, угловая зависимость U/U_0 от направления \mathbf{H} в обоих случаях обнаруживает 90-градусную периодичность в соответствии с тем, что направление

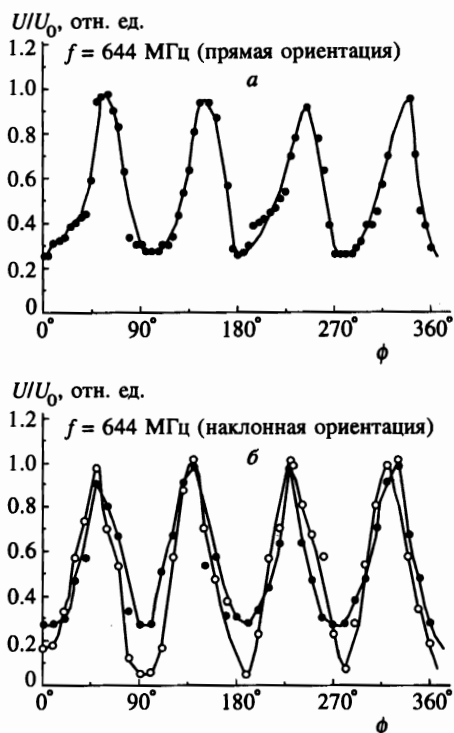


Рис. 5

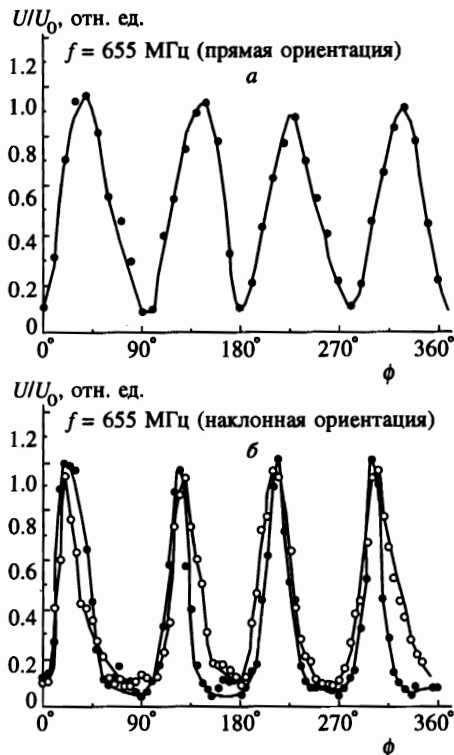


Рис. 6

Рис. 5. Угловые зависимости отношений U/U_0 для прямой (а) и наклонной (б) ориентаций образца на частоте 644 МГц

Рис. 6. Угловые зависимости отношений U/U_0 для прямой (а) и наклонной (б) ориентаций образца на частоте 655 МГц

[001] является осью четвертого порядка.

Кривые на рис. 3–6 соответствуют двум частотам: 644 и 655 МГц. Аналогичные зависимости получены и для других частот интервала 630–670 МГц. За его пределами указанные аномалии пропадают. Поскольку диапазон 630–670 МГц соответствует частотам ЯМР для KMnF_3 [13–15], мы попытались связать наблюдаемые минимумы U/U_0 на рис. 3 и 4 с резонансным взаимодействием звука с двумя ветвями ядерных спиновых волн вблизи точек пересечения $\Omega(\mathbf{q})$ с $\omega_{n1}(\mathbf{q})$ и $\omega_{n2}(\mathbf{q})$ (рис. 1). Соответствующее описание приведено в следующем разделе статьи, где получены выражения для магнитоупругой энергии, описывающие взаимодействие первой V_1 и второй V_2 ветвей ядерных спиновых волн с продольным звуком для исследуемой геометрии распространения ($\mathbf{q} \parallel [001]$) (см. выражение (26)):

$$V_1 \sim \sin \psi \sin 2\varphi, \quad V_2 \sim \cos \psi \sin 2\varphi, \quad (5)$$

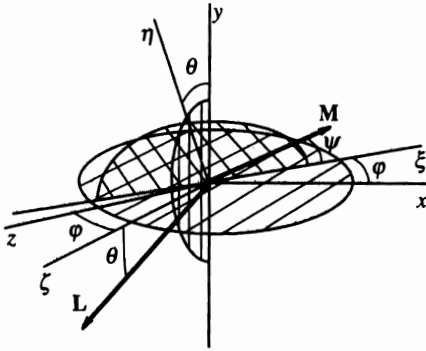


Рис. 7. Углы Эйлера θ , φ и ψ , определяющие ориентацию векторов L и M , где θ — угол между L и ζ (или y и η) в плоскости $y\zeta$; φ — угол между z и ζ (или x и ξ) в плоскости zx ; ψ — угол между M и ξ в плоскости $\eta\xi$

где φ — угол между L и z ($z \parallel [100]$), а ψ — угол между M и плоскостью базиса (001) (плоскость zx на рис. 7). Формулы (5) получены для ориентации L в плоскости базиса ($L \perp [001]$) и соответствуют магнитоупругой части взаимодействия, ответственного в $KMnF_3$ за слабый ферромагнетизм [20].

Из (5) видно, что при $\psi = 0$ величина $V_1 = 0$, поэтому на кривой $U(H)/U_0$ должен остаться один минимум. Измерения в прямой ориентации (рис. 3а и 4а) были проведены специально в качестве контрольного эксперимента для проверки формул (5). Второе характерное свойство V_1 и V_2 — обращение в нуль при $\varphi = 0, \pm\pi/2, \pi$. При этих значениях φ должно иметь место $U(H)/U_0 \approx 1$, что соответствует рис. 3 и 4.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для описания наблюдаемых в эксперименте эффектов, которые обусловлены ЯМАР, можно исходить из уравнений движения ядерных намагниченностей подрешеток m_i [1]:

$$\frac{dm_i}{dt} = \gamma_n [m_i H_{ni}], \quad i = 1, 2, \tag{6}$$

где γ_n — ядерное гиромагнитное отношение, H_{ni} — эффективные магнитные поля, определяемые взаимодействиями, в которых участвуют ядерные спины. Как известно, наиболее сильным и существенно превышающим все остальные является сверхтонкое взаимодействие [1]:

$$\mathcal{H}_N = - \sum_{i=1}^2 A_i \int dr M_i(r) m_i(r), \tag{7}$$

где A_i — константа сверхтонкого взаимодействия для i -подрешетки. В случае кристаллографически эквивалентных подрешеток (как в $KMnF_3$) константы $A_1 = A_2 = A$. Взаимодействие \mathcal{H}_N (7) эквивалентно действию эффективного магнитного поля

$$H_{ni}(r, t) = AM_i(r, t) \tag{8}$$

со стороны электронной намагниченности M_i на ядерную m_i , которое входит в уравнение (6). С учетом сказанного выше в дальнейшем в уравнениях (6) ограничимся рассмотрением только этого эффективного поля (8).

В системах координат (x_i, y_i, z_i) , связанных с равновесными направлениями намагниченностей подрешеток \mathbf{M}_{0i} ($\mathbf{M}_{0i} \parallel z_i$), уравнения (6) имеют наиболее простой вид. Для малых колебаний \mathbf{m}_i , когда можно пренебречь изменениями z -компонент ($m_i^{z_i} = m_0$) как величинами второго порядка по сравнению с изменениями $m_i^{x_i}$ и $m_i^{y_i}$, уравнения (6) запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{dm_i^{x_i}}{dt} &= \omega_{n0} m_i^{y_i} - \gamma_n \Delta H_{ni}^{y_i}(\mathbf{r}, t) m_0, \\ \frac{dm_i^{y_i}}{dt} &= -\omega_{n0} m_i^{x_i} + \gamma_n \Delta H_{ni}^{x_i}(\mathbf{r}, t) m_0 \quad (i = 1, 2), \end{aligned} \tag{9}$$

где m_0 — равновесное значение $m_i^{z_i}$, $\omega_{n0} = \gamma_n A M_0$ — несмещенная частота ЯМР, определяемая статической частью сверхтонкого поля $H_{ni} = A M_0$ ($M_0 = M_{01} = M_{02}$ — равновесная намагниченность электронных подрешеток) и

$$\Delta H_{ni}(\mathbf{r}, t) = A \Delta \mathbf{M}_i(\mathbf{r}, t) = A (\mathbf{M}_i(\mathbf{r}, t) - \mathbf{M}_{0i}) \tag{10}$$

— динамическая часть H_{ni} , обусловленная колебаниями $\mathbf{M}_i(\mathbf{r}, t)$ вблизи их равновесных значений. В рассматриваемом случае эти колебания равны:

$$\Delta \mathbf{M}_i(\mathbf{r}, t) = \Delta \mathbf{M}_{im}(\mathbf{r}, t) + \Delta \mathbf{M}_{iu}(\mathbf{r}, t), \tag{11}$$

где колебания $\Delta \mathbf{M}_{im}(\mathbf{r}, t)$

$$\Delta \mathbf{M}_{im}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^2 \int d\mathbf{r}' \chi_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') A \mathbf{m}_j(\mathbf{r}') \tag{12}$$

обусловлены сверхтонкими полями

$$\mathbf{H}'_{ei}(\mathbf{r}, t) = A \mathbf{m}_i(\mathbf{r}, t), \tag{13}$$

действующими со стороны ядер на электронные спины. Эти колебания обеспечивают формирование ядерных спиновых волн [3]. В формулу (12) входят величины $\chi_{ij}(\mathbf{r}, t)$, которые определяют отклик намагниченности $\mathbf{M}_i(\mathbf{r})$ в точке \mathbf{r} на $\mathbf{h}_j(\mathbf{r}')$, приложенное к j -подрешетке в точке \mathbf{r}' . Второе слагаемое в (11), главное в магнитоакустическом резонансе, обусловлено магнитоупругими полями \mathbf{h}_{ju} , связанными с упругими деформациями звуковой волны:

$$\Delta \mathbf{M}_{iu}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^2 \int d\mathbf{r}' \chi_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{h}_{ju}(\mathbf{r}', t). \tag{14}$$

Поля \mathbf{h}_{ju} определяются как вариационные производные от магнитоупругой энергии V_{ME} [3, 21]:

$$\mathbf{h}_{ju}(\mathbf{r}', t) = \delta V_{ME} / \delta \mathbf{M}_i(\mathbf{r}', t), \tag{15}$$

где

$$V_{ME} = \sum_{i,j=1}^2 \sum_{\alpha,\beta,\gamma,\delta} \int d\mathbf{r} B_{ij}^{\alpha\beta\gamma\delta} M_i^\alpha(\mathbf{r}) M_j^\beta(\mathbf{r}) U_{\gamma\delta}(\mathbf{r}, t), \tag{16}$$

$$U_{\gamma\delta}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \{ \partial U_{\gamma}(\mathbf{r}, t) / \partial r_{\delta} + \partial U_{\delta}(\mathbf{r}, t) / \partial r_{\gamma} \}, \quad (17)$$

где \mathbf{U} — вектор упругих смещений, $B_{ij}^{\alpha\beta\gamma\delta}$ — константы магнитоупругих взаимодействий.

Решение (9) с учетом (10)–(17) позволяет вычислить спектр и амплитуды ядерных спиновых волн, возбуждаемых упругим полем $U(\mathbf{r}, t)$. Но для этого необходимо знать компоненты восприимчивостей $\chi_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, значения которых зависят от ориентаций векторов \mathbf{M}_{0i} , определяемых величиной и направлением поля \mathbf{H} . К сожалению, такой расчет в аналитическом виде удастся проделать полностью лишь для нескольких ориентаций \mathbf{H} вдоль наиболее симметричных направлений в кристалле. Численные расчеты хотя и свободны от этого ограничения, но требуют знания всех необходимых параметров исследуемого вещества. Кроме того, хотелось бы предварительно убедиться в том, что используемая модель применима для решения нашей задачи. Такие доказательства удалось получить, анализируя правила отбора при возбуждении ядерных спиновых волн звуковыми волнами продольной поляризации. Для этого мы воспользовались одним из свойств решений (9), которые можно установить, не решая самих уравнений. Оказалось, что одна ветвь ядерных спиновых волн взаимодействует только с колебаниями вектора $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ в базисной плоскости, при которых изменяется лишь один угол φ (см. рис. 7). Другая ветвь ядерных спиновых волн взаимодействует только с колебаниями \mathbf{L} в вертикальной плоскости, описываемыми одним углом θ . Возмущения, влияющие на угол ψ , не возбуждают ни одну ветвь ядерных спиновых волн.

Данное свойство ядерных спиновых волн позволяет найти условия, при которых взаимодействие звука с каждой из ветвей ядерных спиновых волн обращается в нуль, при анализе взаимодействия V_{ME} (16) и без вычислений $\chi_{ij}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$.

Процедура такого анализа сводится к следующему. Выражение для магнитоупругой энергии (16) удобно записать с учетом конкретной симметрии рассматриваемого кристалла KMnF_3 , перейдя при этом от намагниченностей \mathbf{M}_i к векторам \mathbf{L} и \mathbf{M} . Для тетрагональных кристаллов, к которым относится KMnF_3 , выражение (16) имеет вид

$$V_{ME} = V_{LL} + V_{LM} + V_{MM}, \quad (18)$$

где V_{LL} содержит компоненты только вектора \mathbf{L} , V_{LM} зависит от произведений компонент обоих векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} , V_{MM} — слагаемое, квадратичное по компонентам \mathbf{M} . Поскольку отношение $M/L \simeq \omega_{ei}(0)/\omega_E \approx 10^{-3}$, то влияние V_{LM} существенно лишь в том случае, если равны нулю соответствующие слагаемые в V_{LL} . Аналогично имеет смысл учитывать V_{MM} , только если не сказывается V_{LM} . Для продольного звука, распространяющегося вдоль оси $y \parallel [001]$, влиянием V_{MM} можно пренебречь, а выражение для V_{LL} и V_{LM} записать в виде

$$\begin{aligned} V_{LL} &= B_1 L_y^2 U_{yy} + B_2 (L_z^2 + L_x^2) U_{yy}, \\ V_{LM} &= B_3 (M_x L_z + M_z L_x) U_{yy}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $B_1 = b_{33}$, $B_2 = b_{23}$, $B_3 = b_{63}$ [22]. Далее компоненты векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} нужно выразить через углы θ , φ , ψ (рис. 7):

$$L_x = L_0 \cos \theta \sin \varphi, \quad L_y = -L_0 \sin \theta, \quad L_z = L_0 \cos \theta \cos \varphi, \quad (20)$$

$$M_x = M_0 \cos \psi \cos \varphi + M \sin \psi \sin \theta \sin \varphi, \quad M_y = M_0 \sin \psi \cos \theta,$$

$$M_z = -M_0 \cos \psi \sin \varphi + M \sin \psi \cos \varphi \sin \theta,$$

где L_0 и M_0 — равновесные значения \mathbf{L} и \mathbf{M} , а углы θ и ψ описывают выход векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} соответственно из плоскости базиса. Малые колебания векторов \mathbf{L} и \mathbf{M} , обусловленные полем деформаций $U(\mathbf{r}, t)$, определяются малыми изменениями углов θ и φ (соответственно $\delta\theta$ и $\delta\varphi$):

$$\theta = \theta_0 + \delta\theta, \quad \varphi = \varphi_0 + \delta\varphi, \quad (21)$$

где θ_0 и φ_0 — равновесные значения θ и φ . Разлагая (19) по степеням $\delta\theta$ и $\delta\varphi$, получим

$$V_{LL} = V_0^{LL} + V_1^{LL} \delta\theta + V_2^{LL} \delta\varphi, \quad V_{LM} = V_0^{LM} + V_1^{LM} \delta\theta + V_2^{LM} \delta\varphi, \quad (22)$$

где

$$V_1^{LL}(\psi, \theta_0, \varphi_0) = (B_1 - B_2)L_0^2 U_{yy} \sin 2\theta_0, \quad V_2^{LL}(\psi, \theta_0, \varphi_0) = 0, \quad (23)$$

$$V_1^{LM}(\psi, \theta_0, \varphi_0) = B_3 L_0 M_0 U_{yy} (-2 \cos \psi \cos \theta_0 \sin 2\varphi_0 + \sin \psi \sin 2\theta_0 \cos 2\varphi_0), \quad (24)$$

$$V_2^{LM}(\psi, \theta_0, \varphi_0) = B_3 L_0 M_0 U_{yy} (-2 \cos \psi \sin \theta_0 \cos 2\varphi_0 + \sin \psi \cos 2\theta_0 \sin 2\varphi_0). \quad (25)$$

Как видно из выражений (23)–(25), в случае, когда вектор \mathbf{L} лежит в базисной плоскости ($\theta_0 = 0$), отличны от нуля лишь величины V_1^{LM} и V_2^{LM} :

$$\begin{aligned} V_1^{LM}(\psi, 0, \varphi_0) &= B_3 L_0 M_0 U_{yy} \sin \psi \sin 2\varphi_0, \\ V_2^{LM}(\psi, 0, \varphi_0) &= -2B_3 L_0 M_0 U_{yy} \cos \psi \sin 2\varphi_0, \end{aligned} \quad (26)$$

характеризующие магнитоупругое взаимодействие и связанные с колебаниями вектора \mathbf{L} соответственно в плоскости базиса V_2^{LM} и в вертикальной плоскости V_1^{LM} . Соответствующие компоненты магнитоупругого поля $h_1(V_1^{LM})$ и $h_2(V_2^{LM})$, получаемые с помощью выражений (15)–(22) и (26), согласно сказанному выше, возбуждают разные ветви ядерных спиновых волн, определяя тем самым наблюдаемые в эксперименте угловые зависимости сигналов ЯМАР. Поскольку выражения (26) получены при условии $\theta_0 = 0$, то можно предположить, что в низкотемпературной фазе ($T < 81.5$ К) вектор антиферромагнетизма \mathbf{L} лежит в базисной плоскости. Этот вывод согласуется с результатами работ [20, 23, 24] и противоречит выводу работы [25], где предполагается, что $\theta_0 \neq 0$.

Авторы благодарны Е. А. Турову, В. В. Меньшенину и И. Ф. Мирсаеву за ценные замечания, высказанные при обсуждении работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-16489).

Литература

1. P. G. De Gennes, P. Pincus, F. Hartman-Boutron et al., *Phys. Rev.* **129**, 1105 (1963).
2. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967), с. 368.
3. М. И. Куркин, Е. А. Туров, *ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения*, Наука, Москва (1990), с. 244.
4. А. С. Боровик-Романов, *Антиферромагнетизм*, Сб. Антиферромагнетизм и ферриты, Физматгиз, Москва (1962).
5. A. J. Heeger, A. M. Portis, D. T. Traney et al., *Phys. Rev. Lett.* **7**, 307 (1961).
6. L. W. Hinderks and P. M. Richards, *J. Appl. Phys.* **41**, 931 (1970).
7. В. И. Ожогин, А. Ю. Якубовский, *ЖЭТФ* **67**, 287 (1974).
8. С. А. Говорков, В. А. Тулин, *ЖЭТФ* **70**, 1876 (1976).
9. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, Б. С. Думеш и др., *УФН* **142**, 537 (1984).
10. В. А. Тулин, *ЖЭТФ* **55**, 831 (1968); **78**, 149 (1980).
11. М. И. Куркин, *ФТТ* **33**, 1805 (1991).
12. Х. Г. Богданова, В. А. Голенищев-Кутузов, М. И. Куркин и др., *ЖЭТФ* **103**, 163 (1993).
13. A. M. Portis, G. L. Witt, and A. J. Higer, *J. Appl. Phys.* **34**, 1052 (1963).
14. G. L. Witt and A. M. Portis, *Phys. Rev. A* **136**, 1316 (1964).
15. W. J. Ince, *Phys. Rev.* **184**, 574 (1969).
16. G. Shirane, V. Minkiewicz, and A. Linz, *Sol. St. Comm.* **8**, 1941 (1970).
17. K. Gezi, J. D. Axe, G. Shirane, and A. Linz, *Phys. Rev. B* **5**, 1933 (1972).
18. O. Beckman and K. Knox, *Phys. Rev.* **121**, 376 (1961).
19. A. J. Higer, O. Beckman, and A. M. Portis, *Phys. Rev.* **123**, 1652 (1961).
20. Ю. А. Изюмов, Ф. А. Кассам-Оглы, В. Е. Найш, *ФММ* **51**, 500 (1981).
21. В. И. Ожогин, В. Л. Преображенский, *УФН* **155**, 593 (1988).
22. Г. А. Смоленский, В. В. Леманов, Г. М. Недлин, М. П. Петров, Р. В. Писарев, *Физика магнитных диэлектриков*, Наука, Ленинград, (1974), гл. 4.
23. M. Hidaka, *J. Phys. Soc. Jap.* **39**, 103 (1975); **39**, 180 (1975).
24. M. Hidaka, N. Ohama, A. Okazaki et al., *Sol. St. Comm.* **16**, 1121 (1975).
25. K. Saiki, K. Horai, and H. Yoshioka, *J. Phys. Soc. Jap.* **35**, 1016 (1973).