

548:537.611.45; 539.143.43

ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

*А.В. Андриенко, В.И. Ожогин, В.Л. Сафонов,
А.Ю. Якубовский*

(Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, Москва)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	1
1. Основы физики ЯСВ	2
2. Исторический очерк исследования ЯСВ	5
3. Методы исследования ЯСВ	9
4. Модуляционный метод регистрации порога	13
5. Исследование спектра и релаксации ЯСВ	16
5.1. Изучение особенностей в скорости релаксации ЯСВ как метод проверки их спектра.	
5.2. О природе процесса релаксации ЯСВ с $\gamma_1 \propto Tk$.	5.3. Релаксация ЯСВ с сильной температурной зависимостью $\gamma_2 \propto T^5$.
5.4. Процессы взаимодействия ЯСВ с дефектами.	
6. Резонансные по частоте особенности параметрического возбуждения ЯСВ в CsMnF_3	30
Заключение	32
Примечания	33
Список литературы	34

Введение

Термин "ядерная спиновая волна" (ЯСВ), или "ядерный магنون", используется для обозначения элементарных возбуждений одной из ветвей спектра связанных колебаний электронных и ядерных спинов в магнитоупорядоченных кристаллах, расположенной в области частот ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Наиболее примечательное свойство этих возбуждений состоит в том, что при гелиевых температурах они представляют собой связанные колебания двух совершенно различающихся по своим магнитным свойствам подсистем. Электронные спины упорядочены обменным взаимодей-

вием, равновесная намагниченность подрешеток достигла максимального значения. Напротив, состояние спинов ядерной подсистемы парамагнитно — поляризация не превышает нескольких процентов. В результате совместных колебаний двух этих подсистем частота электронных магнонов увеличивается, а частота ЯМР (ω_{n0}) уменьшается и становится заметно ниже частоты (ω_n), соответствующей обычной ларморовской прецессии ядерных спинов. Другими словами, возникает так называемый динамический сдвиг частоты ЯМР — pulling. Таким образом, появляется целая зона (ω_{nk}) смешанных ядерно-электронных состояний ЯСВ шириной $\omega_n - \omega_{n0}$, причем $\omega_{nk} = \omega_{n0}$ при $k = 0$ и $\omega_{nk} \rightarrow \omega_n$ при $k \rightarrow \pi/a$ (a — характерный размер элементарной ячейки). В длинноволновой части спектра эти состояния имеют заметную пространственную дисперсию.

К настоящему времени ЯСВ исследовались в слабоанизотропных антиферромагнетиках (АФ) MnCO_3 , CsMnF_3 , CsMnCl_3 и RbMnF_3 . Ядро ^{55}Mn (спин $I = 5/2$) имеет большую константу сверхтонкого взаимодействия A ($\omega_n \propto A$, $\omega_n/2\pi \approx 600$ МГц) и 100%-ную распространенность магнитного изотопа, поэтому соединения с марганцем наиболее удобны для изучения ЯСВ.

Обзор построен по следующему плану. В разделе 1 дано введение в основы физики ЯСВ. История возникновения концепции ЯСВ и развития исследований в этой области до 80-х годов изложена в разделе 2. Там же приведены ссылки на основные публикации. Этот временной интервал (≈ 20 лет) выделен как важный период накопления информации о ЯСВ. В разделе 3 обсуждаются различные методы исследования ЯСВ, достоинства и недостатки этих методов. Раздел 4 посвящен разработанному авторами модуляционному методу исследования ЯСВ. В разделах 5 и 6 излагаются результаты исследований ЯСВ, полученные за последние годы, а также обсуждаются некоторые задачи, возникшие в процессе исследования ЯСВ.

1. Основы физики ЯСВ

Одним из основных понятий физики магнитных явлений служит концепция спиновой волны, или ее кванта — магнона. Электронными спиновыми волнами (ЭСВ) описывают малые колебания магнитных моментов атомов. Посредством обменного взаимодействия ЭСВ распространяются по всему магнитоупорядоченному кристаллу. В простейшем магнитном объекте — ферромагнетике — имеется одна ветвь ЭСВ, а в двухподрешеточном антиферромагнетике — две ветви ЭСВ. Они соответствуют двум типам отклонений спинов вложенных друг в друга подрешеток: синфазным и противофазным колебаниям. В слабоанизотропном антиферромагнетике, как правило, ветвь синфазных (или "квазиферромагнитных" f) ЭСВ низкочастотна, тогда как противофазные ("квазиантиферромагнитные" $a^{(1*)}$) ЭСВ имеют более высокие частоты колебаний.

Если магнитные атомы имеют ядра с не равным нулю спином, то между спином электронной оболочки S и спином ядра I существует так называемое сверхтонкое взаимодействие (СТВ) с энергией AS_I , которое, по сути, является результатом контактного фермиевского и диполь-дипольного взаимодействий. В СТВ удобно различать две части: статическую, описывающую взаимодействие продольных намагниченностей электронного и ядерного спинов, и динамическую, описывающую взаимодействие их "циркулярных" компонент. Статическое СТВ создает на ядре сильное эффективное магнитное поле

$\sim 10^5$ Э, которое определяет частоту свободной прецессии ядерного спина — ларморовскую (или несмещенную) частоту ЯМР ω_n . Поляризованный этим полем ядерный спин $\langle I \rangle$ создает возмущение на электронной оболочке, что приводит к появлению щели в спектре ЭСВ:

$$\Delta\omega_{\text{СТВ}} \propto H_{\Delta} \propto \langle I \rangle^{1/2}.$$

В рассматриваемом приближении в поведении ядерного спина можно выделить две характерные температурные области:

1) область сверхнизких температур ($T \lesssim \hbar\omega_n/k_B \sim 10^{-2}$ К), в которой поляризация достигла максимального значения $\langle I \rangle = I$, а уровень тепловых флуктуаций экспоненциально мал;

2) область высоких температур ($T \gg \hbar\omega_n/k_B$) с законом Кюри для намагниченности $\langle I \rangle \propto \hbar\omega_n/k_B T$ ($\langle I \rangle \ll I$) и высоким уровнем тепловых флуктуаций. Сверху эта область ограничена температурой перехода электронной спиновой системы из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное. При этом температурная зависимость частоты ЯМР отражает ход электронной намагниченности $\omega_n = A\langle S \rangle/\hbar$.

В пренебрежении динамической частью СТВ нормальными колебаниями магнитной электронно-ядерной системы являются: ветвь электронных спиновых волн ω_{ek} и свободная прецессия ядерных спинов с ларморовской частотой.

Динамическая часть СТВ приводит к перемешиванию этих "чистых" мод. В результате линейного взаимодействия ветви "расталкиваются", причем это расталкивание тем больше, чем сильнее взаимодействие между чистыми модами. Наиболее сильно связаны между собой однородные ($k = 0$) колебания, а с повышением величины k связь ослабевает. В результате в области частот ЯМР возникает ветвь смешанных ядерно-электронных колебаний ЯСВ ω_{nk} , которая может иметь заметную пространственную дисперсию. Спектр ЭСВ при $\omega_{e0} \gg \omega_n$ практически не изменяется (рис. 1).

В области сверхнизких температур ширина зоны ЯСВ $\delta\omega_{n0} \equiv \omega_n - \omega_{n0}$ определяется только магнитным полем H (при $H \rightarrow 0$, $\delta\omega_{n0} \rightarrow \omega_n$). В этом слу-

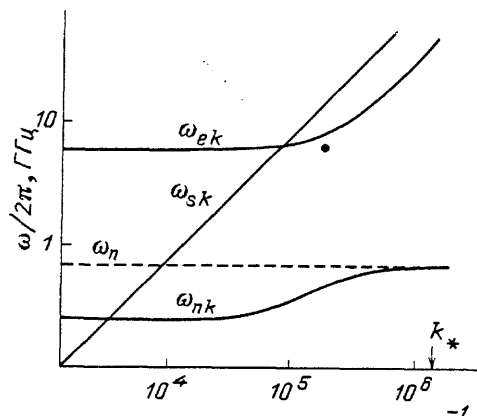


Рис. 1. Спектры электронных ω_{ek} , ядерных ω_{nk} спиновых волн и продольного звука ω_{sk} в антиферромагнетике CsMnF_3 при $T = 1,7$ К в поле $H = 0,8$ кЭ (без учета динамического магнитоупругого взаимодействия)

чае ядерно-спиновые колебания полностью скоррелированы и, следовательно, существуют ЯСВ с любым k из зоны Бриллюэна. По мере повышения температуры постепенно нарастает уровень тепловых флуктуаций ядерных спинов и ослабевает корреляция в их движении. Тем не менее даже в области, в которой ядерная подрешетка имеет малую поляризацию и, соответственно, высокий уровень флуктуаций, существует интервал температур $\hbar\omega_n/k_B \ll T \ll T_*$, где длинноволновые ядерно-электронные колебания ($k < k_*$) обладают коллективным характером. Температура T_* определяется из условия $\delta\omega_{n0}(T) \sim \Delta\omega_{SN}$, где $\Delta\omega_{SN}$ — ширина линии несмещенного ЯМР. При $T \gtrsim T_*$ ЯСВ вырождается в парамагнитный уровень, поскольку динамический сдвиг частоты ЯМР лежит в пределах ширины линии. Волновое число k_* ($\sim 10^7 \text{ см}^{-1}$) определяется из условия $\delta\omega_{nk} \lesssim 2\gamma_n(k)$, где γ_n — скорость релаксации ЯСВ. Отметим, что это соотношение эквивалентно следующему условию: длина свободного пробега ядерного магнона равна его длине волны. Таким образом, в области температур $\hbar\omega_n/k_B \ll T \ll T_*$ в ядерной системе проявляются как волновые (коллективные), так и парамагнитные (локализованные) степени свободы.

Наиболее удобными объектами для экспериментального изучения ЯСВ являются антиферромагнетики с анизотропией типа "легкая плоскость" (АФЛП) с магнитными ионами Mn^{2+} . Помимо относительно низкочастотной f -ветви ЭСВ и большой константы сверхтонкого взаимодействия для ^{55}Mn , в этих антиферромагнетиках (табл. I) проявляется так называемый эффект "обменного усиления". Этот эффект проявляется в том, что амплитуды динамических взаимодействий (например, сверхтонкого, магнитоупругого) в антиферромагнетиках превышают аналогичные значения в ферромагнетиках в $(J_0/\hbar\omega_{ek})^\nu \gg 1$ раз (J_0 — обменная константа, $\nu > 0$). Для антиферромагнетиков обменное усиление, в частности, проявляется в большом динамическом сдвиге частоты ЯМР. Кроме того, $T_* \sim (\hbar\omega_n/k_B)(J_0/\hbar\omega_{e0})^{3/2} \sim 10 \text{ К}$, вследствие чего специфика динамики ядерно-электронных смешанных колебаний наблюдается в существенно более широком интервале температур. В ферромагнетике температура $T_* \sim (\hbar\omega_n/k_B)(J_0/\hbar\omega_{e0})^{3/4} \sim 10^{-1} \text{ К}$ для железо-итриевого граната со 100%-ным содержанием изотопа ^{57}Fe .

Таблица I. Основные параметры некоторых АФЛП с ^{55}Mn

Параметр	MnCO_3	RbMnF_3	CsMnF_3	CsMnCl_3
T_N , К	32,5	82,6	53,5	67
Структура	Ромбоэдрическая	Кубическая	Гексагональная	Ромбоэдрическая
Число магнитных подрешеток	2	2	6	18
Плотность, г/см ³	3,87	4,68	4,84	3,48
Обменное поле H_E , кЭ	320	830	350	700
Поле Дзялошинского H_D , кЭ	4,4	0	0	0
Параметр сверхтонкого взаимодействия H_A^2 , кЭ ²	$\frac{5,8}{T}$	$\frac{15,6}{T}$	$\frac{6,4}{T}$	$\frac{11,0}{T}$
Константа неоднородного обмена α , 10^{-5} кЭ·см	0,78	2,0	0,95	1,3
Объем на магнитный атом V_0 , 10^{-22} см ³	0,49	0,70	0,84	1,4
Частота несмещенного ЯМР $\omega_n/2\pi$, МГц	640	686	666	554
			667	584

Спектры ЯСВ и ЭСВ в антиферромагнетике имеют следующий вид:

$$\omega_{nk} = \omega_n [1 - (gH_{\Delta}/\omega_{ek})^2]^{1/2}, \quad (1)$$

$$\omega_{ek} = g[H(H + H_D) + H_{\Delta}^2 + (\alpha k)^2]^{1/2}, \quad (2)$$

где $g = 2,8$ ГГц/кЭ — магнитомеханическое отношение; H — внешнее магнитное поле, лежащее в базисной плоскости кристалла.

2. Исторический очерк исследования ЯСВ

Концепцию ядерных спиновых волн предложили де Жен, Пинкус, Арман-Бутрон и Винтер в 1963 г. [1]. Анализируя колебания электронных и ядерных спинов в магнетиках, авторы [1] пришли к выводу о том, что уже при температурах ~ 1 К вблизи частоты ЯМР возникает ветвь коллективных спиновых колебаний с развитой дисперсией. Микроскопически это явление можно описать в рамках косвенного взаимодействия Сула—Накамуры [2, 3], рассматривающего связь между ядерными спинами посредством обмена виртуальными электронными магнонами. В работе [1] были рассчитаны спектры ЯСВ в ферро- и антиферромагнетиках, а также предсказано, что наиболее удобными объектами для изучения ЯСВ являются слабоанизотропные антиферромагнетики с ядрами ^{55}Mn — кубические (KMnF_3) и с анизотропией типа "легкая плоскость" (MnCO_3). В последующих экспериментальных работах были проведены исследования ЯМР в кристаллах CsMnF_3 [4 — 6], MnCO_3 [7], KMnF_3 [8] и обнаружен предсказанный в работе [1] сильный динамический сдвиг частоты ЯМР (pulling) в области гелиевых температур. При этом экспериментальные данные находились в хорошем согласии с результатами теоретических расчетов зависимости ω_{n0} от температуры и величины магнитного поля (рис. 2).

Поскольку с помощью традиционной ЯМР-методики можно проводить исследования только однородных ($k = 0$) колебаний ядерных спинов, то для исследования ЯСВ с $k \neq 0$ естественно было рассмотреть возможность их воз-

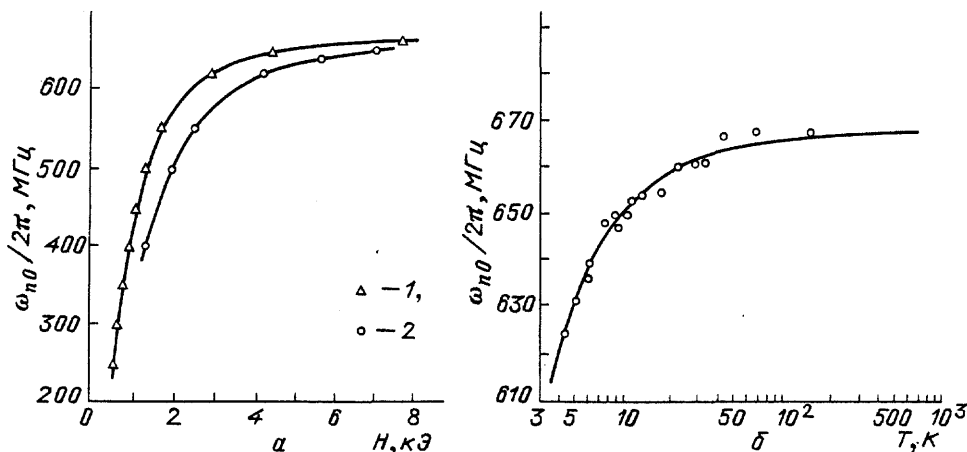


Рис. 2. Зависимости частоты ЯМР в CsMnF_3 от магнитного поля при температурах 4,2 К (1) и 1,99 К (2) [5] (а) и от температуры [4] (б)

буждения методом параметрического резонанса. Однако по оценкам, полученным в работе [1], пороговые амплитуды, необходимые для возбуждения однородным СВЧ-полем пары ЯСВ ($\omega_{nk} + \omega_{n-k}$), казались экспериментально недостижимыми. К такому выводу авторы работы [1] пришли, полагая, что затухание колебаний ядерных спинов происходит достаточно быстро со скоростью $T_2^{-1} \sim \Delta\omega_{\text{SN}}$. Нинио и Кеффер [9] предложили возбуждать ЯСВ методом комбинационного параметрического резонанса, при котором квант СВЧ-поля одновременно рождает пару ЭСВ+ЯСВ (так называемый еп-процесс). Их расчет показал, что в данном случае, благодаря прямой связи спиновых колебаний с переменным полем через электронную систему, порог возбуждения существенно понижается и составляет по оценкам для RbMnF_3 $h_c \approx 20 - 30$ Э, т.е. величину, экспериментально достижимую.

Эта теория стимулировала эксперимент Хиндеркса и Ричардса [10], в котором удалось параметрически возбудить еп-процесс в RbMnF_3 . При этом минимальный порог составлял $h_c \approx 1$ Э, т.е. пороговая мощность оказалась ниже расчетной в 10^3 раз. Основной результат данной работы — первое экспериментальное подтверждение существования ЯСВ с $k = 0 - 10^5 \text{ см}^{-1}$. Сильное расхождение измеренного и расчетного значений порога свидетельствовало о том, что скорость релаксации ЯСВ по меньшей мере на два порядка ниже, чем дает ее оценка ($\Delta\omega_{\text{SN}}/2\pi \sim 1 \text{ МГц}$) по сул-накамуровскому второму моменту. Этот факт первоначально вызвал удивление, поскольку казалось, что свойства парамагнитной подсистемы ядерных спинов должны полностью описываться в рамках метода моментов Ван-Флека.

Ричарде [11] предпринял попытку разобраться в сложившейся ситуации. При расчете он использовал метод функции релаксации — своеобразную модификацию метода моментов, но применимую к волновым степеням свободы. В результате были получены аналитические выражения для скоростей релаксации ЯСВ при их рассеянии на флуктуациях ядерной намагниченности и на ЭСВ. Оказалось, что вклад второго процесса в скорость релаксации ЯСВ пренебрежимо мал по сравнению с первым. Выражение для скорости релаксации ЯСВ, обусловленной первым процессом (процессом упругого рассеяния ЯСВ на флуктуациях продольной намагниченности ядерной подсистемы), можно представить в следующем виде:

$$\gamma_R = A_R T k, \quad A_R \equiv \frac{\omega_n}{8\pi} \frac{J_0}{k_B \theta_N} \frac{V_0^{1/3}}{\theta_N}, \quad (3)$$

где $V_0 \equiv V/\mathcal{N}$, V — объем образца, \mathcal{N} — полное число магнитных атомов; $\theta_N \equiv 2\mu_B \alpha / V_0^{1/3} k_B$. Эта формула была получена в приближении $\omega_n - \omega_{nk} \ll \omega_n$. Впоследствии результаты экспериментов Сиви [12] по возбуждению е- и еп-процессов в CsMnF_3 подтвердили выводы Хиндеркса и Ричардса [10] о малой величине скорости релаксации ЯСВ по сравнению с ее оценкой по второму моменту. Более того, по порядку величины γ_n оказалась близкой к оценке Ричардса.

Проводя детальный анализ выражений для порогов е-е-, еп- и нп-процессов, Хиндеркс и Ричардс [13] показали, что порог нп-процесса легко достижим

экспериментально^(2*). Такой эксперимент впервые был поставлен Адамсом, Хиндерксом и Ричардсом на образце CsMnF_3 в 1970 г. [16]. Полученные в этой, а впоследствии еще в одной экспериментальной работе [17] данные относительно релаксации ЯСВ были близки по величине к оценкам Ричардса [11], но по функциональным зависимостям $\gamma_n(T, k)$ согласия с этой теорией не наблюдалось (рис. 3). Находясь под впечатлением теоретической работы Вулси и Уайта [18], в которой предлагался механизм релаксации ЭСВ на неоднородностях антиферромагнитного кристалла, авторы работы [17] выдвинули предположение о существенном влиянии неоднородностей и на релаксацию ЯСВ^(3*).

Почти одновременно с экспериментами по возбуждению пары ЯСВ однородным СВЧ-полем Плацкер и Моргенталер [20] рассмотрели возможность возбуждения np -пар гиперзвуком двойной частоты. Такой эксперимент был выполнен ими на образце RbMnF_3 при $T = 4,2 \text{ К}$ [21]. Однако полученные экспериментальные зависимости $\gamma_n(k, \omega_{nk})$ также заметно отличались от предсказания теории Ричардса, поэтому и здесь авторы объяснили отклонения влиянием неоднородностей кристалла.

Еще одним возможным доводом в пользу гипотезы о сильной зависимости затухания ЯСВ от кристаллических неоднородностей послужила работа Вебера и Сиви [22], в которой исследовалась ширина линии ЯМР (т.е. ЯСВ с $k = 0$) в CsMnF_3 и RbMnF_3 . В ней было показано, что зависимость $\gamma_n(H)$ при заметных динамических сдвигах частоты ЯМР может быть описана уширением линии ЯМР, обусловленным неоднородно уширенной линией АФМР.

Итак, к началу 70-х годов был завершен первый этап исследований ЯСВ. К его основным результатам относятся:

- расчет спектра ЯСВ и его экспериментальное подтверждение для мод с $k = 0$;
- параметрическое возбуждение ЯСВ с $k = 0 - 10^6 \text{ см}^{-1}$ СВЧ полем и гиперзвуком, а также определение характерного времени их жизни;
- расчет некоторых механизмов релаксации ЯСВ.

Неудовлетворительность описания экспериментальных данных по релаксации ЯСВ в кристаллах CsMnF_3 и RbMnF_3 в рамках простой теории Ричардса привела к гипотезе о сильном влиянии неоднородностей кристалла на релаксацию ЯСВ. В результате интерес к исследованию релаксации ЯСВ на некоторое время снизился.

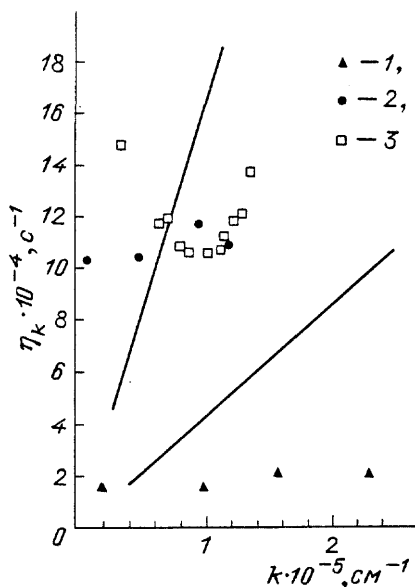


Рис. 3. Зависимость скорости релаксации $\eta_k \equiv \gamma_n = 2\pi\Gamma_n$ от величины волнового вектора [17]. 1 — CsMnF_3 , 1,2 К; 2 — CsMnF_3 , 4,2 К; 3 — RbMnF_3 , 1,5 К (для RbMnF_3 приведены значения $10^{-1}\eta_k$). Прямые линии соответствуют теории Ричардса [11] для CsMnF_3

Следующий важный результат по релаксации ЯСВ был получен в 1974 г. в работе Якубовского [23], посвященной исследованию в MnCO_3 температурной зависимости скорости релаксации ЯСВ, параметрически возбужденных параллельной накачкой на частоте $\omega_p/2\pi = 875$ МГц. Оказалось, что при температуре $T \approx 3$ К линейная зависимость $\gamma_n \propto T$ менялась на более сильную $\gamma_n \propto T^5$ (рис. 4). Это свидетельствовало о наличии по меньшей мере двух процессов релаксации со скоростями $\gamma_1 \propto T$ и $\gamma_2 \propto T^5$ ($\gamma_n = \gamma_1 + \gamma_2$). Аналогичные температурные зависимости позднее были получены Буньковым и Думешем [24] в экспериментах по ядерному спиновому эхо в АФЛП MnCO_3 и CsMnF_3 .

В работе Говоркова и Тулина [25] (благодаря повышению частоты накачки до 1200 МГц) удалось измерить зависимость $\gamma_n(k)$ в диапазоне до $k \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$. Впервые была обнаружена линейная зависимость $\gamma_1 \propto Tk$, предсказанная Ричардсом (рис. 5). Поскольку величина γ_1 хорошо совпадала с предсказанием теории, вопрос о природе процесса с $\gamma_1 \propto Tk$ предполагался решенным, а природа процесса с $\gamma_2 \propto T^5$ по-прежнему оставалась неясной.

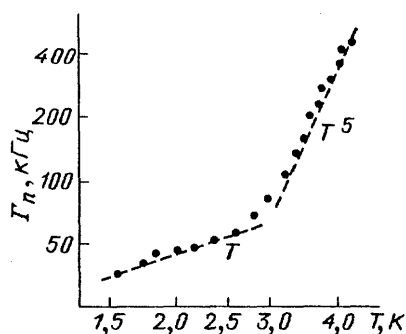


Рис. 4. Температурная зависимость скорости релаксации Γ_n ЯСВ с $k = 10^5 \text{ см}^{-1}$ в MnCO_3 при $\omega_p/2\pi \approx 900$ МГц [23]

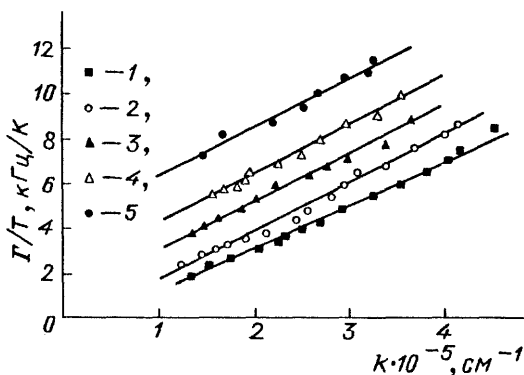


Рис. 5. Экспериментальные результаты [25], демонстрирующие линейную зависимость скорости релаксации ЯСВ в MnCO_3 от k при $\omega_p/2\pi \approx 1170$ МГц и разных температурах $T(\text{K}) = 1,24$ (1), 1,65 (2), 3,48 (3), 3,8 (4) и 4,14 (5)

Линейная зависимость затухания ЯСВ от температуры и величины волнового вектора была обнаружена и в кристалле RbMnF_3 [26]. Однако интерпретация экспериментальных результатов по релаксации ЯСВ в этом антиферромагнетике затруднена, поскольку в нем (в отличие от MnCO_3 , CsMnF_3 и CsMnCl_3) α -ветвь ЭСВ расположена близко к f -ветви, что усложняет динамику ядерно-электронных колебаний. Поэтому далее релаксацию ЯСВ в RbMnF_3 мы не обсуждаем.

Совокупность накопленных до 1979 г. знаний о релаксации ЯСВ была систематизирована в обзоре Тулина [27]. Одновременно с этим обзором (главным образом экспериментальных работ) Лутовинов и Сафонов опубликовали

подробную теоретическую работу [28], посвященную релаксации ЯСВ. В этой статье было предложено разделение фазового пространства ядерно-спиновых состояний на две характерные области:

- 1) область собственно ЯСВ ($k < k_*$) с развитой дисперсией ω_{nk} ;
- 2) область локализованных ядерно-спиновых колебаний ($k > k_*$), в которой дисперсией ω_{nk} можно пренебречь^(4*). В рамках такого, физически понятного разделения ядерные магноны рассматривались как бозе-частицы, для расчета которых использовалась стандартная диаграммная техника. В результате анализа различных собственных процессов релаксации ЯСВ, возникающих в модели двухподрешеточного антиферромагнетика, авторы [28] пришли к выводу, что экспериментальный закон $\gamma_2 \propto T^5$ можно объяснить процессом слияния ядерного магнона и фонона в фонон ($n + \text{ph} \rightarrow \text{ph}$):

$$\frac{\gamma_{n2\text{ph}}}{2\pi} = C_{n2\text{ph}} \frac{(1 - \xi^2)^2}{g} \left(\frac{k_B v_m}{\hbar v_s} \right)^2 \left(\frac{k_B \Theta}{M v_s^2} \right)^2 \frac{T^5}{\theta_N^3 \alpha k}, \quad (4)$$

$$C_{n2\text{ph}} = \frac{\pi^2}{20I(I+1)}, \quad \xi = \frac{\omega_{nk}}{\omega_n}, \quad v_m = \frac{2\mu_B \alpha}{\hbar}, \quad k \geq \frac{\omega_n}{v_s};$$

здесь v_s — скорость звука; Θ — параметр, представляющий комбинацию магнитоупругих констант второго порядка, характеризующий эффективность магнон-фононных процессов в кристалле; $M = \rho V_0$; ρ — плотность кристалла.

В работе [28] формула для процесса Ричардса была обобщена для произвольных ω_{nk} и была получена сильная частотная зависимость:

$$\tilde{\gamma}_R = \xi^3 \gamma_R. \quad (5)$$

Несмотря на некоторую "эвристичность" использованного в [28] метода, проведенные впоследствии строгие расчеты релаксации ЯСВ [30 — 32] с использованием диаграммной, техники для спиновых операторов подтвердили основные выводы работы [28].

Таким образом, к началу 80-х годов завершился второй этап исследований ЯСВ. Экспериментально было показано наличие в MnCO_3 и CsMnF_3 по меньшей мере двух механизмов релаксации с $\gamma_1 \propto Tk$ и $\gamma_2 \propto T^5$. При этом γ_1 приписывалась процессу Ричардса, а γ_2 — процессу взаимодействия ядерного магнона с двумя фононами.

3. Методы исследования ЯСВ

В настоящее время известен целый ряд методов, которые могут быть использованы для изучения как спектра ЯСВ, так и времени жизни этих возбуждений, характеризующего эффективность их взаимодействия друг с другом, с другими квазичастицами и с дефектами кристалла.

Рассмотрим возможности исследования спектра ЯСВ. Как отмечалось, ЯСВ представляют собой связанные колебания электронных и ядерных спинов, причем пространственная дисперсия ЯСВ целиком определяется электронной компонентой, т.е. спектр ЯСВ является в определенном смысле "от-

ражением" спектра ЭСВ. Это обстоятельство позволяет судить о ЯСВ по результатам исследований ЭСВ. Для этого в соответствии с выражением (1) достаточно знать частоту ω_n "несмещенного" ЯМР и параметр H_Δ , характеризующий эффективность статического СТВ. Частоту ω_n можно измерить методами обычного ЯМР, ядерного спинного эха или двойного электронно-ядерного резонанса в пределе больших полей H и высоких температур T [4, 5], а параметр H_Δ можно определить из результатов исследования зависимости частоты АФМР ω_{e0} или ЯМР ω_{n0} от H и T [7].

В области значений $k \gtrsim 10^6 \text{ см}^{-1}$ спектр ЭСВ ω_{ek} хорошо исследован методом неупругого рассеяния нейтронов [33], а при меньших значениях k можно получить информацию о спектре ЭСВ с помощью оптических методов [34].

Интересная возможность изучения спектра ЭСВ существует в кристаллах АФ, в которых скорость звука v_s превышает "предельную" скорость v_m ЭСВ (к таковым относятся почти все исследованные нами кристаллы). В этом случае существует точка пересечения спектров звука и ЭСВ при $k = 0$, положение которой зависит от H и T (см. рис. 1). В работе Сиви [35], посвященной исследованию параметрически возбужденных ЭСВ в CsMnF_3 , были обнаружены пики на зависимости скорости релаксации ЭСВ от k , соответствующие точкам пересечения спектра ЭСВ с ветвями продольного и поперечного звуков. Зная частоту возбужденных ЭСВ и скорости этих звуков, можно легко определить значение k для точки пересечения. В дальнейшем этот метод успешно использовали в широком диапазоне частот Котюжанский и Прозорова [36].

Совокупность перечисленных методов позволила достаточно хорошо исследовать спектр ЭСВ в целом ряде антиферромагнетиков и подтвердить его соответствие выражению (2), что явилось косвенным подтверждением справедливости и формулы (1).

Тем не менее прямая экспериментальная проверка спектра ЯСВ представляется интересной. Трудность этой задачи обусловлена тем, что ни один из перечисленных методов исследования спектра ЭСВ с $k \neq 0$ практически не пригоден для ЯСВ, так как их спектр сосредоточен в области сравнительно низких частот ($\omega_{nk}/2\pi \lesssim 10^9 \text{ Гц}$), сильно отличающихся от частот видимого света ($\sim 10^{15} \text{ Гц}$), а волновые векторы $k < 10^6 \text{ см}^{-1}$ существенно меньше, чем у тепловых нейтронов ($\sim 10^8 \text{ см}^{-1}$). Ожогин и Сафонов [37] предложили метод исследования спектра ЯСВ по неупругому рассеянию гиперзвука с частотами 1 — 10 ГГц, однако такие эксперименты пока не проводились.

Изучение закона дисперсии ЯСВ по точке пересечения спектров также невозможно, поскольку пересечение ЯСВ и звука происходит при слишком малых $k \lesssim 10^4 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 1). Тем не менее мы полагаем, что в CsMnF_3 нам удалось получить прямое экспериментальное подтверждение выражения (1) для спектра ЯСВ в области значений $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ [38]. Подробнее это будет рассматриваться в разделе 5, а пока отметим только, что экспериментальная проверка спектра ЯСВ стала возможной благодаря заметному влиянию ширины спектра ЭСВ на затухание ЯСВ. В результате фононные пики в скорости релаксации ЭСВ, соответствующие пересечению спектров ЭСВ и звука, проявляются и в релаксации ЯСВ с теми же значениями k .

Представляет интерес еще один способ проверки спектра ЯСВ, который, по-видимому, несложно реализовать экспериментально. На образец подаются

два СВЧ поля, одно из которых возбуждает комбинационный сп-процесс, а второе служит зондом для определения частоты возбуждаемых ЯСВ. Величина волнового вектора $|k_{\text{ЯСВ}}| = |k_{\text{ЭСВ}}|$ при этом рассчитывается по известному спектру электронных магнонов.

Обсудим теперь методы изучения скорости релаксации ЯСВ. Ширина линии обычного ЯМР, вообще говоря, должна давать информацию о скорости релаксации однородной прецессии ядерной намагниченности ($k = 0$). Однако заметное неоднородное уширение линии ЯМР [39], обусловленное дефектами в образце (в том числе шероховатостями его поверхности), не позволяет извлекать из ширины линии ЯМР информацию о собственных (т.е. присущих идеальному кристаллу) процессах релаксации ЯСВ с $k = 0$.

Существенно более информативным является метод ядерного спинового эха [24, 40, 41], который при выполнении определенных требований к мощности и длительности СВЧ импульсов, а также к однородности СВЧ поля в объеме образца позволяет измерить времена спин-спиновой (T_2) и спин-решеточной (T_1) релаксации прецессии ядерной намагниченности. Однако при использовании такой методики возбуждается широкий пакет ЯСВ с $k = 0 - 10^4 \text{ см}^{-1}$, а измеряемые времена релаксации представляют интегральную характеристику этого пакета $\gamma_n = (2T_2)^{-1}$, что затрудняет физическую интерпретацию полученных результатов.

В настоящее время наиболее эффективным методом исследования релаксации ЯСВ является метод параметрического возбуждения этих квазичастиц полем СВЧ накачки $\hbar \cos \omega_p t$, параллельным постоянному магнитному полю H . Метод параллельной накачки был предложен в 1961 г. и тогда же реализован в ферромагнитном железо-иттриевом гранате [42, 43]. В дальнейшем он прекрасно зарекомендовал себя при исследовании ЭСВ в ферритах и антиферромагнетиках. Его основные преимущества — возбуждение узкого волнового пакета ($\Delta k \ll k$) и возможность управлять в широких пределах величиной k с помощью изменения H ($2\omega_k(H) = \omega_p$). Недостаток метода — необходимость абсолютных измерений пороговой амплитуды магнитного СВЧ поля h_c . Именно эта величина связана со скоростью релаксации γ возбуждаемых квазичастиц.

Существуют методы исследования релаксации параметрических ЯСВ, не связанные с измерением порога h_c . Наиболее прямым методом является наблюдение спада сигнала индукции от системы параметрических ЯСВ после быстрого выключения импульса СВЧ накачки [39]. Однако его наблюдали только при самых низких температурах ($T \leq 1,2 \text{ К}$) в области малых k . Фактически автор [39] использовал данный метод лишь для проверки результатов расчета скорости релаксации ЯСВ по порогу h_c .

Другой метод измерения релаксации ЯСВ (спиновое эхо на параметрических ЯСВ) был предложен и реализован Говорковым и Тулиным [44]. Полученные ими результаты по релаксации ЯСВ в MnCO_3 хорошо согласуются со значениями, рассчитанными по порогу h_c [45].

Интересные возможности для измерения скорости релаксации ЯСВ открывает метод модуляции магнитного поля. Изучение влияния модуляции на порог h_c и исследование частотной зависимости модуляционного отклика

системы ЯСВ на поле модуляции [46, 47] позволяют достаточно точно измерять скорости релаксации ЯСВ.

Все эти методы (технически и по способам обработки данных) значительно сложнее, чем простой, быстрый и надежный метод измерения порога h_c параметрического процесса. Поэтому при исследовании линейной релаксации мы использовали их только для калибровки результатов измерения релаксации ЯСВ по порогу h_c .

В заключение этого раздела напомним еще о двух методах. Кроме параметрического процесса возбуждения пары ЯСВ (np-процесс), возможно возбуждение ЯСВ в паре с ЭСВ (en-процесс) [10, 15]. В формулу для порога en-процесса величина скорости релаксации ЯСВ входит в комбинации с соответствующей характеристикой возбуждаемых ЭСВ, что затрудняет анализ полученных данных. Поэтому исследование "вырожденных" (ee- и np-) процессов оказалось существенно более удобным для измерения релаксации электронных и ядерных магненов.

Помимо накачки ЯСВ однородным СВЧ полем существует возможность линейного и нелинейного возбуждения ЯСВ гиперзвуком соответствующих частот [20]. Линейное возбуждение ЯСВ гиперзвуком позволяет, в принципе, исследовать спектр ЯСВ в области малых $k \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ и характеристики взаимодействия звука и ЯСВ. Нелинейное же возбуждение — это параметрическая накачка пары ЯСВ с приблизительно (в меру малости k — волнового вектора звуковой накачки) равными частотами и волновыми векторами [21]. Эти методы весьма сложны, и их целесообразно использовать для изучения, главным образом, магнитоупругих взаимодействий в тех кристаллах, в которых характеристики ЯСВ и фононов предварительно были исследованы другими методами.

Итак, наиболее простым и удобным методом изучения релаксации ЯСВ является метод измерения порога h_c СВЧ накачки для параметрического процесса. Возбуждение ЯСВ с хорошо известными значениями частоты и волнового вектора k позволяет легко исследовать зависимости γ_n от этих параметров и температуры.

Поскольку вычисление скорости релаксации ЯСВ по экспериментальным данным связано с применением определенной формулы, мы считаем необходимым обсудить вопрос о правомерности ее использования. Расчет, основанный на рассмотрении баланса энергии, дает следующую формулу для вычисления γ_n параметрических ЯСВ:

$$\gamma_n = h_c |V_k| = \gamma_{el} + \gamma_{nel}, \quad (6)$$

где V_k — коэффициент связи ЯСВ с накачкой ($V_k = -(1/2)\partial\omega_{nk}/\partial H$); γ_{el} и γ_{nel} — скорости релаксации для упругих процессов (т.е. без изменения энергии волны, а с изменением лишь направления ее движения) и неупругих процессов соответственно. В этом расчете вклады всех процессов в полную релаксацию рассматриваемой спиновой волны считаются аддитивными.

В теоретических работах [48, 49] была предложена модификация формулы (6), основанная на предположении об особой роли упругих процессов релаксации. В случае когда $\gamma_{nel} \gg \gamma_{el}$, результат совпадает с формулой (6), однако в обратном предельном случае получается другая формула:

$$\gamma_n = h_c |v_k| = (\gamma_{el} \gamma_{nel})^{1/2}. \quad (7)$$

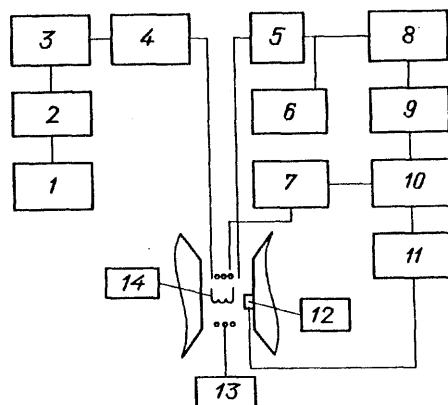
Результаты анализа экспериментальных данных, полученные при достаточно низких температурах, когда доминируют упругие процессы релаксации ЭСВ и ЯСВ (их рассеяние на парамагнитных ядерных спинах и на границе образца), свидетельствуют о применимости формулы (6). В частности, экспериментально доказано, что при достаточно низких температурах ($T \leq 2 \text{ К}$) во всех исследованиях АФЛП (MnCO_3 , CsMnF_3 , CsMnCl_3) основной вклад в релаксацию ЯСВ имеет вид $\gamma_1 \propto Tk$ [25, 50, 51]. Как уже отмечалось, этот вклад в релаксацию обусловлен процессом упругого рассеяния параметрических ЯСВ на флуктуациях продольной компоненты ядерной намагниченности [11]. Обработка экспериментальных результатов по формуле (6) позволяет получить хорошее согласие с теорией не только по зависимостям от основных параметров (T , k), но и по величине релаксации для всех исследованных веществ. Использование формулы (7) не позволяет получить указанные функциональные зависимости. Доказательство правильности формулы (6) получено в экспериментах Говоркова и Тулина прямым измерением скорости релаксации ЯСВ в MnCO_3 методом спинового эха на параметрических ЯСВ [45].

Таким образом, полученные экспериментальные результаты свидетельствуют об аддитивности вкладов всех процессов и о правомерности использования формулы (6).

4. Модуляционный метод регистрации порога

Блок-схема СВЧ спектрометра дециметрового диапазона, на котором проводилось исследование параметрического возбуждения ЯСВ, представлена на рис. 6.

Рис. 6. Блок-схема экспериментальной установки для исследования ЯСВ. 1 — генератор СВЧ, 2 — прецизионный аттенюатор, 3 — измеритель КСВ, 4 — линия переменной длины, 5 — вентиль, 6 — анализатор спектра, 7 — генератор модуляции, 8 — приемник СВЧ диапазона, 9 — резонансный усилитель сигнала модуляции, 10 — синхронный детектор, 11 — двухкоординатный самописец, 12 — датчик Холла, 13 — катушка модуляции, 14 — резонатор



В качестве измерительной ячейки использовался спиральный резонатор, представляющий собой свитый в спираль полуволновой вибратор, на концах которого происходит отражение электромагнитной волны. Внутренний диаметр спирали равен 8 мм, шаг намотки — 2 мм, диаметр медного провода — 0,5 — 1 мм. В первом приближении (без учета межвитковых емкостей) длина провода, необходимая для изготовления спирали, составляет $l = \lambda/2$. В такой

резонансной структуре магнитное СВЧ поле h направлено вдоль оси спирали. При этом распределение полей в основной моде колебаний не зависит от азимутального угла, а изменяется синусоидально вдоль оси и имеет достаточно однородное распределение по радиусу (функция Бесселя) [39].

Емкостная связь коаксиалов с резонатором осуществляется штырями, введенными к его торцам. Такая связь конструктивно проще индуктивной и, что самое главное, в этом случае отсутствует наводка от катушки модуляции на выходной коаксиал. Входная связь устанавливалась близкой к критической ($\beta_{\text{вх}} \approx 1$), а коэффициент выходной связи $\beta_{\text{вых}} \ll 1$. Нагруженная добротность резонатора при критической входной связи вдвое меньше собственной добротности и при гелиевых температурах обычно составляла $Q_n = Q_0/2 = 300 - 500$.

Поле модуляции на образце создавалось катушкой диаметром 2 см, расположенной соосно со спиральным резонатором. Постоянное (H), СВЧ (h) и модуляционное (H_m) магнитные поля были параллельны друг другу и лежали в базисной плоскости исследуемого кристалла. Амплитуда поля H_m изменялась в диапазоне до 5 Э, а частота модуляции $\omega_m/2\pi$ — до 600 кГц.

В отличие от объемных резонаторов, в которых распределение полей для каждой конкретной моды хорошо известно и вычисление поля h на малом образце, в принципе, не представляет трудностей, для спирального резонатора (особенно без внешнего экрана, как в данном случае) такой определенности нет. Главным образом это связано с мало известным распределением полей вне спирали и с наличием диэлектрического корпуса. Поэтому для градуировки поля h в спиральном резонаторе мы использовали явление насыщения сигнала ЭПР в парамагнитном ДФПГ. Величину абсолютной погрешности определения поля h мы оцениваем равной $\pm 25\%$.

Для определения пороговой амплитуды h_c магнитного СВЧ поля применяется как импульсная, так и непрерывная методики. В первом случае при постоянном значении H увеличивают СВЧ мощность и регистрируют момент, когда появляется характерное искажение формы импульса накачки. Этот метод удобен при исследовании параметрических ЭСВ, когда относительное изменение мощности $\Delta P/P$ на выходе резонатора с образцом при возбуждении параметрического процесса достаточно велико и составляет $\sim 10\%$. Для ЯСВ эта величина приблизительно в 300 раз меньше, т.е. $10^{-4} - 10^{-3}$, что практически исключает возможность точного измерения h_c в импульсном режиме.

Такое различие объясняется тем, что $\Delta P/P \propto \chi'' h^2 \omega_p Q$, где χ'' — мнимая часть нелинейной восприимчивости, ω_p — частота накачки, Q — добротность измерительной ячейки. Первые два параметра для ЭСВ и ЯСВ близки ($h_c^{\text{нн}} \approx h_c^{\text{ее}} \sim 10^{-1}$ Э, $\chi'' \sim 10^{-3}$), частота накачки ЯСВ в 20 — 40 раз меньше и добротность измерительных ячеек дециметрового диапазона (обычно это спиральные резонаторы) на порядок меньше, чем добротность объемных резонаторов сантиметрового диапазона. Поэтому для регистрации порога h_c возбуждения ЯСВ обычно используют непрерывную методику (при постоянном уровне СВЧ мощности записывают сигнал поглощения при медленной развертке H).

Значения поля, ограничивающие кривую поглощения, соответствуют порогу параметрического процесса при установленном значении СВЧ поля. На рис. 7,а приведена такая запись в условиях, когда была достигнута, по-видимому, близкая к предельной чувствительность регистрации (использовалась

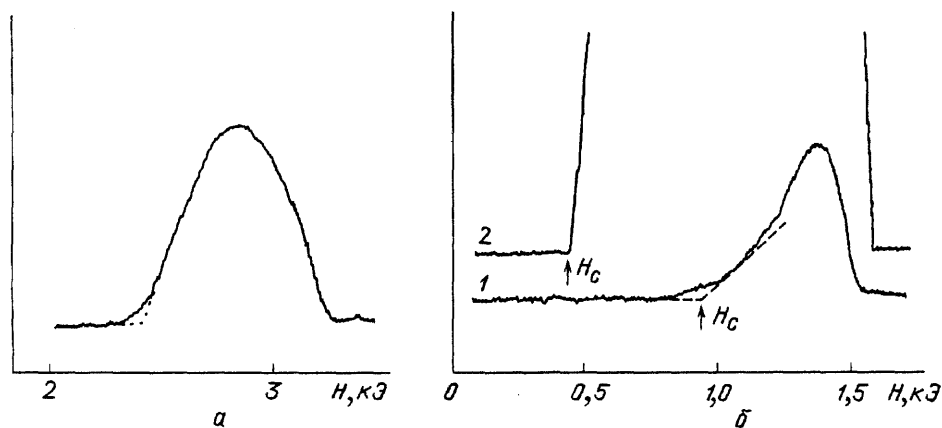


Рис. 7. Запись поглощенной мощности (а) при СВЧ накачке ЯСВ в MnCO_3 при $\nu_p = 1170$ МГц, $T = 1,24$ К [25] и экспериментальные записи модуляционного сигнала (б) при параметрическом возбуждении ЯСВ в CsMnF_3 [47], полученные при одинаковых амплитудах поля СВЧ накачки: 1 — чувствительность занижена приблизительно в 300 раз (т.е. примерно соответствует возможностям традиционного метода регистрации), 2 — реальная чувствительность установки

компенсация сигнала на выходе СВЧ приемника) [25]. Даже такая чувствительность, как видно из этой записи, не позволяет надежно определить начало параметрического процесса, и приходится экстраполировать сигнал поглощения на нулевой уровень, например прямой линией, как это делалось в работе [25]. Однако такая экстраполяция, вообще говоря, неоднозначна, так как поглощающая мощность не обязательно линейно связана с H . Как оказалось, полученные такой экстраполяцией значения H_c оказываются систематически завышенными. Если для исследованного в работе [25] образца MnCO_3 с $H_D = 4,4$ кЭ такая ошибка в определении H_c не очень сильно искажает характер измерительной зависимости $\gamma(H)$ в силу того, что в формулу для порога h_c входит комбинация полей $2H_c + H_D$ (причем $H_c < H_D$), то в кристаллах с $H_D = 0$ степень искажения измеряемой зависимости $\gamma(H)$ резко возрастает.

Для устранения неопределенности в экстраполяции к нулевому поглощению необходимо значительно повысить чувствительность регистрации сигнала поглощения за порогом параметрического процесса. Это оказалось возможным благодаря использованию разработанного нами модуляционного метода регистрации порога [50, 52], суть которого сводится к следующему. Помимо постоянного H - и СВЧ ($h \cos \omega_p t$) полей к образцу прикладывается еще одно магнитное поле $H_m \cos \omega_m t$ ($H_m \parallel H$, $\omega_m \ll \omega_p$). Как было обнаружено в работе [52], сразу за порогом параметрического процесса в спектре СВЧ сигнала на выходе резонатора появляются сигналы на частотах $\omega_p \pm \omega_m$, что свидетельствует о модуляции сигнала параметрического поглощения частотой ω_m . Эти боковые полосы хорошо видны на экране анализатора спектра. Для прецизионной регистрации начала параметрического процесса сигнал с выхода СВЧ приемника резонансно усиливался на частоте ω_m и синхронно детектировался, а после этого регистрировался на двухкоординатном самописце в зависимости от H .

Примеры экспериментальных записей этого сигнала показаны на рис. 7, б. Отношение сигнал/шум на кривой 1 приблизительно соответствует достигнутому в работе [25], т.е. при традиционной методике регистрации порога

(при снятии этой кривой мы загроуляли чувствительность схемы, ослабляя аттенуатором полезный сигнал на входе приемника). По мере увеличения чувствительности (уменьшения ослабления сигнала) начало параметрической неустойчивости, регистрируемое схемой, смещается в меньшие поля и достигает значения H_c (см. рис. 7,б, кривая 2). Поскольку дальнейшее повышение чувствительности не приводит к изменению H_c , то естественно считать поле H_c истинным началом параметрического возбуждения ЯСВ при данном уровне СВЧ мощности^(5*). Видно, что получаемое при обычной чувствительности значение граничного поля H_c параметрического процесса почти вдвое завышено по сравнению со значением "истинного" H_c .

Величина абсолютной погрешности измерения h_c при любой методике регистрации сравнительно велика ($\pm 25\%$), так как она связана с ошибками измерений СВЧ мощности, коэффициента связи с резонатором и его добротности (дополнительная погрешность обусловлена точностью градуировки поля h в резонаторе). Однако для сравнения экспериментальных функциональных зависимостей скорости релаксации ЯСВ на фиксированной частоте накачки с теорией абсолютная погрешность не играет особой роли, а относительная погрешность, определяемая стабильностью уровня СВЧ генератора и точностью калибровки аттенуатора, в данном случае не превышает $\pm 2\%$.

5. Исследование спектра и релаксации ЯСВ

В этом и следующем разделах излагаются результаты исследований ЯСВ, полученные, в основном, авторами данной работы с 1982 по 1987 г.

Эксперимент сводился к измерению зависимостей порогового поля h_c от H при разных температурах. На рис. 8 показана типичная зависимость

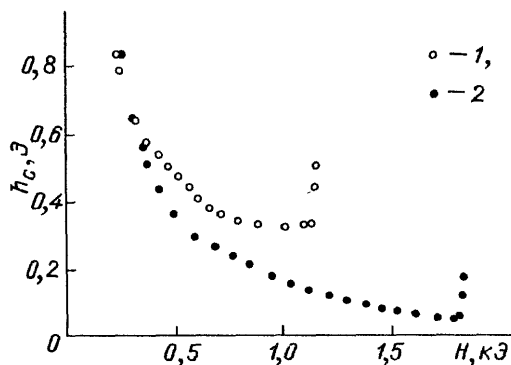


Рис. 8. Зависимость пороговой амплитуды h_c параметрического возбуждения ЯСВ в CsMnF_3 от магнитного поля при $\nu_p = 904$ МГц и температурах 4,2 К (1) и 1,65 К (2)

$h_c(H)$ при двух температурах. Сами по себе такие кривые малоинформативны, поэтому в дальнейшем мы будем анализировать рассчитанные из $h_c(H)$ зависимости $\Gamma(k)$. Параметр $\Gamma = \gamma_n/2\pi$ определяется по пороговой формуле (6), а величина волнового вектора k рассчитывается по спектру ЯСВ (1) при условии, что $\omega_{nk} = \omega_p/2$. На рис. 9, 10 показаны зависимости скорости релаксации ЯСВ от величины волнового вектора в координатах $(\Gamma/T, \alpha k)$ в CsMnF_3 и CsMnCl_3 . Такой выбор координат позволяет выделить любые до-

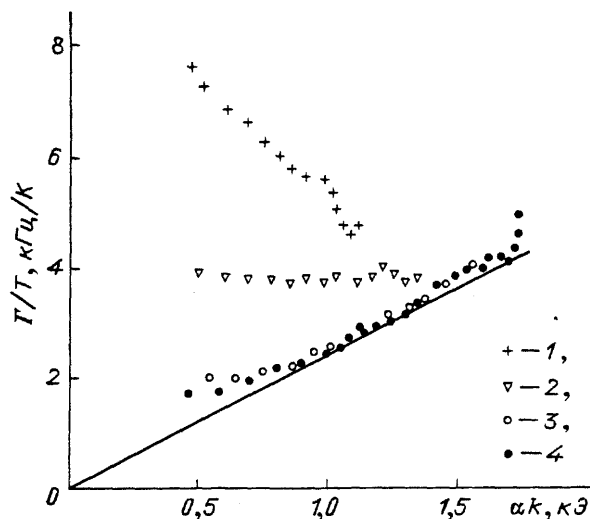


Рис. 9. Зависимости скорости релаксации ЯСВ от величины волнового вектора в CsMnF_3 в координатах $(\Gamma/T, \alpha k)$ при $\nu_p = 904$ МГц и температурах $T(\text{K}) = 4,2$ (1), 2,90 (2), 2,05 (3) и 1,65 (4)

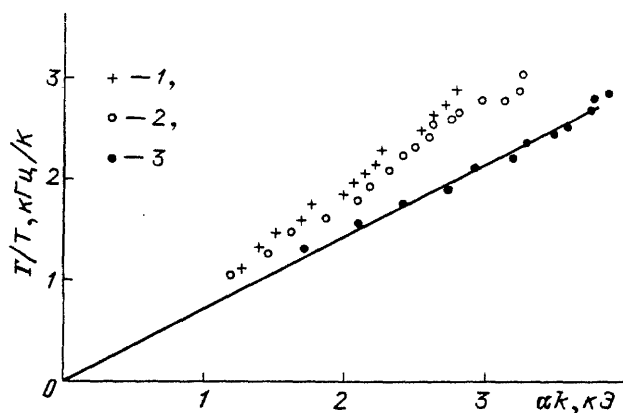


Рис. 10. Зависимости скорости релаксации ЯСВ от величины волнового вектора в CsMnCl_3 в координатах $(\Gamma/T, \alpha k)$ при $\nu_p = 1040$ МГц и температурах $T(\text{K}) = 4,2$ (1), 3,1 (2) и 2,0 (3)

бавки к основному при низких температурах механизму релаксации с $\Gamma_1 \propto Tk$. При температурах $T \leq 2,2$ К экспериментальные точки в таких координатах лежат на одной прямой, выходящей из начала координат.

При дальнейшем повышении температуры экспериментальные точки начинают заметно отклоняться от этой прямой (см. рис. 9), что свидетельствует о дополнительном вкладе в полную релаксацию ЯСВ в CsMnF_3 по крайней мере еще одного механизма с существенно иными зависимостями от k и T . Вычитая из величины полной релаксации Γ соответствующие значения Γ_1 , получаем величину скорости релаксации Γ_2 для дополнительного процесса.

Отметим, что в CsMnCl_3 эффективность процесса релаксации с Γ_2 невелика (см. рис. 10).

Следует отметить, что при малых значениях волнового вектора ($k < k_{\text{nw}}$) величина Γ перестает зависеть от k (с увеличением частоты накачки в диапазоне 600 — 1200 МГц k_{nw} возрастает от $0,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ до 10^5 см^{-1}). Это область так называемого неоднородного уширения, ранее наблюдавшаяся в MnCO_3 [25] и RbMnF_3 [39]. Далее будут рассмотрены экспериментальные результаты, полученные только в области $k > k_{\text{nw}}$.

5.1. Изучение особенностей в скорости релаксации ЯСВ как метод проверки их спектра. На гладких зависимостях Γ от k и T в антиферромагнитном CsMnF_3 была обнаружена особенность в виде небольшого пика (рис. 11), положение которого вменялось при изме-

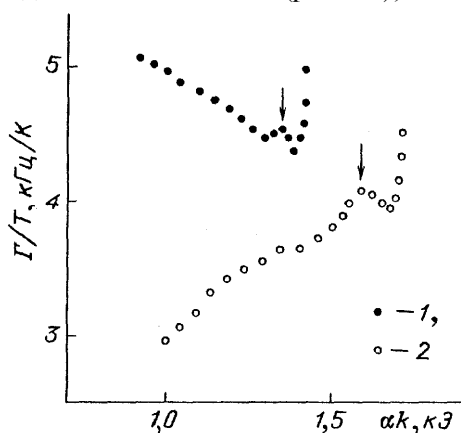


Рис. 11. Поведение скорости релаксации ЯСВ в CsMnF_3 в координатах $(\Gamma/T, \alpha k)$ на частоте накачки $\nu_p = 1022 \text{ МГц}$ при температурах 4,23 К (1) и 3,03 К (2). Стрелками показаны положения "поперечного" магн-фононного пика. Быстрый рост скорости релаксации в больших k (т.е. в малых H), вероятно, обусловлен рассеянием ЯСВ на доменных стенках

нении температуры T . Было замечено, что зависимость $\tilde{\kappa}(T)$ хорошо описывается уравнением

$$v_s \tilde{\kappa} = \omega_{ek}, \quad (8a)$$

где v_s — скорость поперечного звука, а ω_{ek} — частота ЭСВ с волновым вектором $\tilde{\kappa}$, рассчитываемая из условия $\omega_{nk}(\omega_{ek}) = \omega_p/2$ или эквивалентного ему $(gH_\Delta/\omega_{ek})^2 = 1 - \xi^2$. Таким образом, соотношение (8a) можно представить в следующем виде:

$$\alpha \tilde{\kappa} = \frac{H_\Delta}{(1 - \xi^2)^{1/2}} \frac{\alpha g}{v_s}, \quad (8б)$$

где $H_\Delta \propto T^{-1/2}$.

На рис. 12 показано, что экспериментальная зависимость $\tilde{\kappa}(T)$ (светлые точки) хорошо укладывается на прямую $\tilde{\kappa} \propto H_\Delta$. При этом наклон прямой соответствует отношению $\tilde{\kappa}_{\text{эксп}}/\tilde{\kappa}_{\text{теор}} = 1,0 \pm 0,15$ для экспериментальных значений параметров CsMnF_3 : $\alpha = (0,95 \pm 0,1) \cdot 10^{-5} \text{ кЭ} \cdot \text{см}$ [36], $v_{s\perp} = (2,33 \pm 0,03) \cdot 10^5 \text{ см/с}$ [53]. Темными точками (рис. 12) показана экспе-

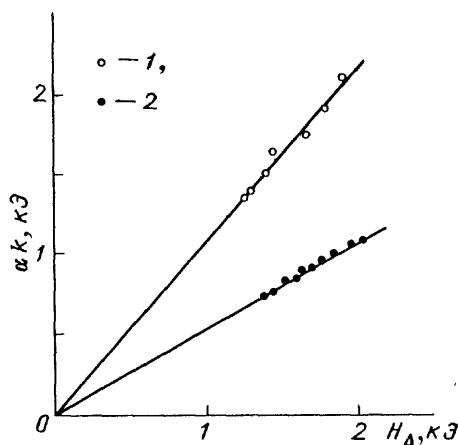


Рис. 12. Температурная зависимость положений поперечного (1) ($\nu_p = 1022$ МГц) и продольного (2) ($\nu_p = 775$ МГц) магнон-фононных пиков в релаксации ЯСВ в CsMnF_3 в координатах $(\alpha k, H_\Delta)$, где теоретические зависимости должны иметь вид прямых, выходящих из начала координат (см. формулу (8б))

риментальная зависимость $\tilde{k}(T)$ для пика, обнаруженного в узком диапазоне частот $\nu_p = 760 - 790$ МГц (см. раздел 6). Эти точки также хорошо укладываются на теоретическую зависимость (8), но при этом в качестве v_s больше подходит величина скорости продольного звука. Так, при $v_{s\parallel} = (4,6 \pm 0,03) \cdot 10^5$ см/с [53], получаем $\tilde{k}_{\text{эксп}}/\tilde{k}_{\text{теор}} = 1,2 \pm 0,2$.

Очевидно, что уравнение (8а) есть условие пересечения спектров ЭСВ и звука. В этой точке происходит обычное расталкивание ветвей, которое, однако, на спектре ЯСВ не сказывается (особенностей в ω_{nk} при $k = \tilde{k}$ не возникает). Экспериментально в точках пересечения спектров наблюдается пик в скорости релаксации ЭСВ γ_{ek} [35, 36], по которому, как уже говорилось в разделе 3, были изучены параметры спектра ЭСВ. Возникает естественное предположение о том, что пик в релаксации ЯСВ обусловлен пиком в релаксации ЭСВ. Можно предложить два механизма, объясняющие этот эффект.

Первый механизм состоит в том, что в точке пересечения ЭСВ и звука колебания электронных спинов сильно смешаны с упругими колебаниями. ЯСВ, имеющие в себе значительную часть электронной компоненты, приобретают, таким образом, в окрестности точки k более сильную связь с фононами. Однако вследствие большой разницы частот $\omega_{nk} \ll \omega_{ek}$ вклад упругой подсистемы в релаксацию ЯСВ будет ослаблен в $(\tilde{\Delta}\omega/\omega_{ek})^2 \ll 1$ раз, где $\tilde{\Delta}\omega$ — частотная ширина магнон-фононного пика. По оценкам вклад этого механизма возникновения пика в релаксацию ЯСВ пренебрежимо мал.

Второй механизм возникновения пика основан на следующей идее. ЯСВ — это нормальная мода связанных колебаний двух подсистем электронных и ядерных спинов, причем пространственная дисперсия в спектре ЯСВ полностью "трансформирована" из электронной подсистемы. Кроме перенормировки спектров исходных "чистых" мод, вообще говоря, должны перенормироваться и параметры их релаксации. Очевидно, что нормальные связанные колебания становятся затухающими, если хотя бы одна из составляющих чистых мод имеет конечную ширину спектра.

В работе [38] была предложена феноменологическая трактовка обсуждаемой идеи, основанная на анализе форм линий связанных колебаний. В приближении слабой связи была получена простая формула для вклада в релаксацию ЯСВ, привнесенного из электронной ветви^(6*):

$$\gamma_n^{(e)} = (d\omega_{nk}/d\omega_{ek})\gamma_e, \quad (9)$$

$$\frac{d\omega_{nk}}{d\omega_{ek}} = \frac{(1 - \xi^2)^{3/2}}{\xi} \frac{\omega_n}{gH_\Delta}, \quad \xi \equiv \frac{\omega_{nk}}{\omega_n}.$$

Расчетное по формуле (9) значение увеличения скорости релаксации ЯСВ на пике (см. рис. 11), полученное по известной величине пика ЭСВ [35, 36] в точке их пересечения с ветвью поперечного звука, хорошо согласуется с экспериментальным значением 0,5 — 1 кГц. Тот факт, что на рис. 11 не наблюдается особенность, соответствующая точке пересечения ЭСВ с ветвью продольного звука, объясняется тем, что его величина, рассчитанная по формуле (9), приблизительно на порядок меньше, чем для наблюдаемого "поперечного" пика, т.е. лежит в пределах погрешности измерений скорости релаксации ЯСВ. (Обсуждение особенности в релаксации ЯСВ, наблюдаемой на частотах накачки $\nu_p = 760 - 790$ мГц, мы рассмотрим в разделе 6.)

Результаты исследования магнон-фононных пиков в релаксации ЯСВ можно рассматривать как первую экспериментальную проверку расчетного спектра ЯСВ при условии, что указанная выше гипотеза о перенормировке релаксации связанных колебаний верна.

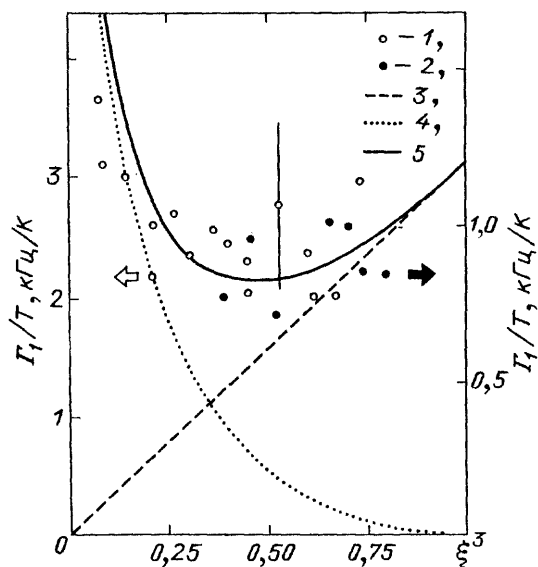
5.2. О природе процесса релаксации ЯСВ с $\gamma_1 \propto Tk$. Обсудим теперь результаты исследования ЯСВ при относительно низких температурах (≤ 2 К), когда с хорошей точностью наблюдается линейная зависимость скорости релаксации от температуры и величины волнового вектора. Как уже отмечалось (см. раздел 2), такое поведение релаксации ЯСВ хорошо описывается формулой (3) для процесса Ричардса — упругого рассеяния ядерных магновнов на флуктуациях продольной ядерной намагниченности. Однако обобщение этой формулы на случай произвольных ω_{nk} (5), проведенное в работе [28], предсказывало сильную частотную зависимость для такого процесса: $\tilde{\gamma}_R = \xi^3 \gamma_R$, $\xi \equiv \omega_{nk}/\omega_n$. После измерений зависимости $\gamma_1(\omega_{nk})$ в трех антиферромагнетиках в достаточно широком диапазоне частот (в CsMnF_3 при $\xi = 0,45 - 0,9$ [50], в CsMnCl_3 при $\xi = 0,71 - 0,93$ [51] и в MnCO_3 при $\xi = 0,76 - 0,95$ [25]) стало ясно, что столь сильная зависимость для γ_1 не наблюдается. Экспериментальные данные для CsMnF_3 и CsMnCl_3 представлены на рис. 13 в координатах $\Gamma_1/T, \xi^3$. Такой выбор координат позволяет выделить добавки к процессу релаксации $\tilde{\gamma}_R$, обозначенному прямой штриховой линией. Видно, что этот процесс позволяет описать экспериментальные данные только при высоких частотах ($\xi \rightarrow 1$).

Одним из возможных объяснений такого расхождения между теорией и экспериментом является учет процессов упругого рассеяния ЯСВ на дефектах. Для них (будь то дислокация [54, 55], точечные дефекты [55], парамагнитная примесь [56]) выражение для скорости релаксации ЯСВ может быть записано в виде

$$\gamma_d = C_d \frac{(1 - \xi^2)^2}{\xi} Tk; \quad (10)$$

здесь C_d — коэффициент, зависящий от параметров взаимодействия ЯСВ с

Рис. 13. Частотная зависимость скорости релаксации Γ_1 ЯСВ в CsMnF_3 (1) и CsMnCl_3 (2) в координатах $(\xi^3, \Gamma/T)$ при $ak = 1$ кЭ; 3 — теоретическая зависимость (5); 4 — вклад в релаксацию ЯСВ, обусловленный их рассеянием на дефектах (10) или границах (11) образца или привнесенный от ЭСВ (12), (9); 5 — суммарная зависимость (3 и 4)



дефектами и пропорциональный их концентрации. Видно, что линейная комбинация $\tilde{\gamma}_R + \gamma_d$, благодаря наличию свободного параметра C_d , позволяет описать экспериментальные данные для γ_1 во всем диапазоне частот (сплошная линия на рис. 13 соответствует случаю $C_d = A_R$). Однако при этом величина коэффициента C_d с точностью $\pm 25\%$ должна каждый раз иметь строго определенное значение для разных антиферромагнетиков. Факт случайного совпадения коэффициентов C_d со значениями, необходимыми для "сглаживания" частотной зависимости γ_1 в разных образцах, представляется крайне маловероятным.

Аналогичную формуле (10) зависимость дают и процессы упругого рассеяния ядерных магновнов на границах образца. Для них скорость релаксации есть

$$\gamma_b = \frac{\partial \omega_{nk}}{\partial k} \frac{1}{2L} \propto \frac{(1 - \xi^2)^2}{\xi} Tk, \quad (11)$$

где L — характерный размер кристалла. Пунктирная линия на рис. 13 может определяться γ_b (11), если $L \approx 2$ мм, что соответствует размерам исследуемых образцов. В пользу этого объяснения можно трактовать результаты эксперимента [57] по параметрическому возбуждению ЭСВ в CsMnF_3 при низких температурах, где наблюдалось увеличение скорости релаксации электронных магновнов при уменьшении размеров образца.

Другой путь объяснения частотной зависимости γ_1 можно предложить на основе введенной в разделе 5.1 гипотезы о влиянии релаксации ЭСВ на затухание ЯСВ. Оказывается [58], что в той области параметров H , T , в которой приводились результаты экспериментов по параметрическому возбуждению ЯСВ, основной вклад в релаксацию ЭСВ вносят процессы Вулси—Уайта: упругое рассеяние f-магновнов на флуктуациях продольной компоненты ядерной

намагниченности [18] (аналог процесса Ричардса) со скоростью релаксации

$$\gamma_{\text{WW}} = \frac{I(I+1)}{12\pi} (V_0^{1/3} k) \frac{\omega_n^2}{\omega_{ek}} \left(\frac{J_0}{k_B \theta_N} \right)^2. \quad (12)$$

Если теперь преобразовать это выражение по формуле (9) в "трансформированную" скорость релаксации ЯСВ и сложить ее с $\tilde{\gamma}_R$, то в итоге получим

$$\gamma_1 = A_R [\xi^3 + \frac{1}{\xi} (1 - \xi^2)^2] T k. \quad (13)$$

Таблица II. Теоретические и экспериментальные значения параметра A_R

Кристалл	$A_R^{\text{теор}}$	$A_R^{\text{эксп}}$
CsMnF ₃	$2,7 \pm 1$	$3,2 \pm 0,8$
CsMnCl ₃	$3,0 \pm 1,6$	$1,2 \pm 0,3$
MnCO ₃	$2,5 \pm 1$	$2,3 \pm 0,7$

Это выражение описывает экспериментальные данные во всем диапазоне частот (сплошная линия на рис. 13). При этом расчетные значения $A_R^{\text{теор}}$ хорошо согласуются с величинами $A_R^{\text{эксп}}$, полученными методом наименьших квадратов. Коэффициенты A_R в единицах

кГц/(10⁵ см⁻¹К) приведены в табл. II.

Таким образом, учет вкладов процессов Ричардса и Вулси—Уайта позволяет без каких-либо подгоночных параметров хорошо описать экспериментальные данные для γ_1 по зависимостям от T , k и ω_{nk} .

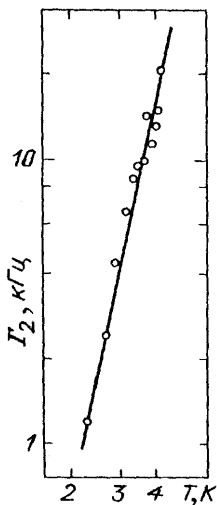


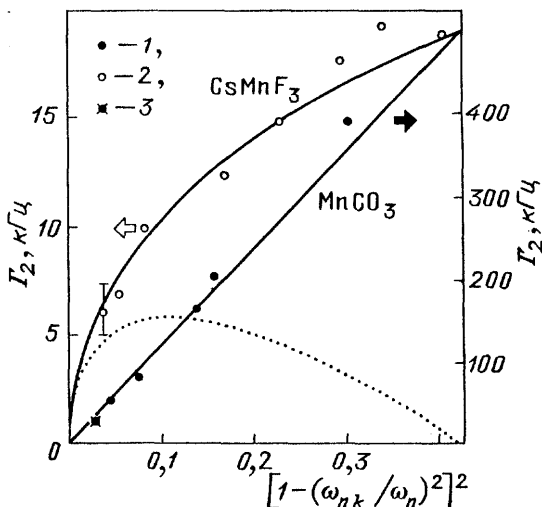
Рис. 14. Температурная зависимость скорости релаксации Γ_2 ЯСВ в CsMnF₃ на частоте накачки $\nu_p = 904$ МГц при $ak = 0,9$ кЭ, демонстрирующая поведение $\Gamma_2 \propto T^5$

5.3. Релаксация ЯСВ с сильной температурной зависимостью $\gamma_2 \propto T^5$. Перейдем теперь к обсуждению механизмов, которые ответственны за рост скорости релаксации ЯСВ с повышением температуры. Величину этой релаксации γ_2 определяем как разность между полной скоростью измеряемой релаксации $\gamma(T, k, \omega_{nk})$ и $\gamma_1(T, k, \omega_{nk})$, экстраполированной с учетом $\gamma_1 \propto T$ на более высокие температуры. Температурная зависимость γ_2 , полученная для CsMnF₃, представлена на рис. 14. Экспериментальные результаты хорошо описываются законом $\gamma_2 \propto T^{5 \pm 0,5}$. Аналогичная зависимость для скорости релаксации ЯСВ была обнаружена ранее [23 — 25] в MnCO₃ (рис. 4). Как уже отмечалось, результаты подробного теоретического анализа возможных собственных процессов релаксации, проведенного в работе [28], показали, что в двухподрешеточном антиферромагнетике только процесс слияния ядерного магнона и фонона в фонон ($n + ph \rightarrow ph$) позволяет объяснить зависимость $\gamma_n \propto T^5$. Следует отметить, что, помимо сильной температурной зависимости, теория [28] предсказывает также сильную частотную зависимость $(1 - \xi^2)^2$ и зависимость от величины волнового вектора $1/k$. Мы провели соответствующие из-

мерения зависимостей γ_2 в CsMnF_3 и MnCO_3 от этих параметров. Экспериментальные данные для γ_2 при $T = 4,2$ К в широком диапазоне частот представлены на рис. 15. Координаты на рисунке выбраны таким образом, что теоретической зависимости $\gamma_{n2ph}(\omega_{nk})$ отвечает прямая, проходящая через начало координат. Видно, что экспериментальные данные для MnCO_3 хорошо описываются в рамках только процесса релаксации $n + ph \rightarrow ph$. В то же время частотная зависимость γ_2 в CsMnF_3 значительно отличается от прямой (рис. 15). Это обстоятельство стимулировало поиски механизма релаксации ЯСВ с той же температурной зависимостью, что и у $\gamma_{n2ph} \propto T^5$, но с существенно иной зависимостью от частоты ЯСВ. Такой механизм должен (сам по себе или в совокупности с γ_{n2ph}) описывать экспериментальную частотную зависимость $\gamma_2(\omega_{nk})$. Была выдвинута гипотеза о том, что различие в поведении $\gamma_2(\omega_{nk})$ обусловлено особенностями структуры MnCO_3 и CsMnF_3 — двухподрешеточного и шестиподрешеточного [59] антиферромагнетиков соответственно.

Используя данные нейтронографических исследований для CsMnF_3 [33],

Рис. 15. Частотные зависимости скоростей релаксации Γ_2 в двухподрешеточных антиферромагнетиках MnCO_3 (1) и шестиподрешеточном антиферромагнетике CsMnF_3 (2) для ЯСВ с $k = 10^5 \text{ см}^{-1}$ при $T = 4,2$ К. Прямая, проходящая через начало координат, соответствует теоретической частотной зависимости (4) для процесса с участием двух фононов, а пунктирная кривая — для процесса с участием двух электронных магнонов (14). Сплошная кривая, проведенная через светлые значки, представляет сумму всех зависимостей; 3 — результат работы [25], демонстрирующий степень разброса экспериментальных данных, полученных на разных образцах MnCO_3 .



мы провели расчет ядерно-спиновых колебаний в рамках шестиподрешеточной модели этого антиферромагнетика [50, 60]. Результаты теоретического анализа показали, что выражения для спектра и частот релаксации ЯСВ в шестиподрешеточной модели отличаются от аналогичных выражений в двухподрешеточной модели антиферромагнетика, но в меру относительной малости интервала между двумя несмещенными частотами ЯМР ($\nu_{1n} = 666$ МГц, $\nu_{2n} = 677$ МГц) отличие составляет величину $\sim 1\%$. Однако при детальном рассмотрении было обнаружено, что помимо процессов взаимодействия спиновых волн, присущих и двухподрешеточному антиферромагнетiku, в микроскопической шестиподрешеточной модели возникает новый тип ангармонизма — процессы взаимодействия с участием трех магнонов только квазиферромагнитной (f) ветви спектра (соответственно и процессы взаимодействия ЯСВ с двумя квазиферромагнонами). Такое отличие определяется тем, что местная симметрия двух неэквивалентных позиций ионов Mn^{2+} ($\text{MnI} - D_{3d}$,

$\text{MnII}-\text{C}_{3v}$) в элементарной ячейке ниже, чем симметрия ячейки в целом (D_{6h}). В результате оказывается, что координационные суммы z_I и z_{II} по ближайшим соседям для различных магнитных ионов не совпадают, поэтому при наличии скоса магнитных подрешеток за счет внешнего магнитного поля, помимо обычных трехчастичных процессов взаимодействия двух f-магнонов с магноном квазиантиферромагнитной ветви спектра (в меру отличия $z_I - z_{II}$), возникает новый вид трехмагнонных взаимодействий. Расчет скорости релаксации ЯСВ, обусловленный процессом слияния ядерного магнона и f-магнона в f-магнон ($n + m \rightarrow m$), приводит к следующему выражению:

$$\frac{\gamma_{n2m}}{2\pi} = C_{n2m}(1 - \xi^2)^2 \frac{gH^2}{\alpha k} \left(\frac{T}{\theta_N} \right)^5. \quad (14)$$

Видно, что эта формула функционально отличается от (4) зависимостью $\gamma_n \propto H^2$. Однако в координатах (T, k, ω_{nk}) величина H не является независимой переменной, поэтому может быть представлена как $H = H(T, k, \omega_{nk})$. Например, при фиксированных T и k имеем $H = H(\omega_{nk})$. На рис. 15 пунктиром обозначена зависимость $\gamma_{n2m}(\omega_{nk})$. Ясно, что сам по себе новый процесс релаксации позволяет описать поведение γ_2 не во всей области частот, а лишь в области больших частот ЯСВ. Таким образом, экспериментальная частотная зависимость γ_2 в CsMnF_3 может быть описана лишь совокупностью двух рассмотренных выше процессов релаксации ЯСВ. На рис. 15 сплошная кривая соответствует сумме $\gamma_{n2ph} + \gamma_{n2m}$:

$$\frac{\gamma_{n2ph} + \gamma_{n2m}}{2\pi} [\text{кГц}] = 10^{-2}(1 - \xi^2)^2 \{3,3 + 1,7(H[\text{кЭ}])^2\} \frac{(T[\text{К}])^5}{\alpha k[\text{кЭ}]}. \quad (15)$$

Численные коэффициенты в формуле (15) подбирались такими, чтобы наилучшим образом описать данные эксперимента. Они соответствуют $\theta = 1,1 \cdot 10^3 \text{ К}$ и $C_{n2m} = 3,7 \cdot 10^{-3}$. Следует отметить, что формула (15) также хорошо описывает и экспериментальные зависимости $\gamma_2(k)$ (рис. 16).

Скажем несколько слов по поводу зависимости γ_2 от величины волнового

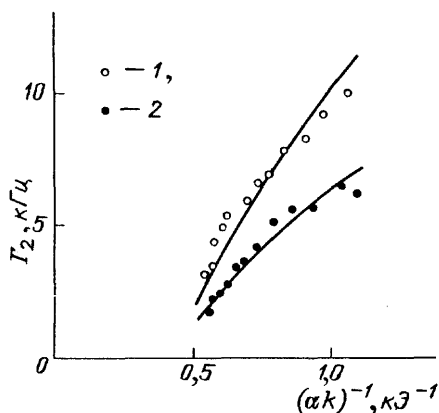


Рис. 16. Зависимость скорости релаксации ЯСВ Γ_2 в CsMnF_3 от величины волнового вектора; $\nu_p = 1128 \text{ МГц}$, $T = 4,24 \text{ К}$ (1) и $3,88 \text{ К}$ (2). Сплошные линии проведены по формуле (15)

вектора в MnCO_3 . Данные работы [25] и результаты наших экспериментов в диапазоне частот $\omega_{nk}/2\pi > 500$ МГц свидетельствуют об отсутствии зависимости γ_2 от k . На более низких частотах наблюдается возрастание γ_2 с уменьшением k , однако этот рост был заметно слабее зависимости $\gamma_{n2ph} \propto 1/k$. Это расхождение обусловлено, по-видимому, недостаточно высоким качеством кристаллов MnCO_3 . Из-за дефектов решетки возможны процессы взаимодействия квазичастиц без сохранения квазиимпульса, поэтому зависимость $1/k$ может быть значительно ослаблена в области $k \lesssim l_d^{-1}$ (l_d — характерное расстояние между дефектами). По зависимостям от T и ω_{nk} скорость релаксации ЯСВ γ_2 в двухподрешеточном АФ MnCO_3 хорошо описывается формулой (4) для процесса $n + ph \rightarrow ph$ с магнитоупругой константой $\tilde{\Theta} = 1,57 \cdot 10^4$ К.

Обсудим теперь следующий вопрос: оказывают ли заметное влияние на затухание ЯСВ при $T > 2$ К процессы релаксации ЭСВ с сильной температурной зависимостью (в рамках гипотезы о перенормировке релаксации). Из результатов ряда экспериментальных работ по исследованию релаксации электронных магнов в MnCO_3 [52, 61] и CsMnF_3 [52, 36] следует, что существенную роль в затухании ЭСВ играет процесс с $\gamma_e \propto H^2$ и сильной зависимостью от температуры (в интервале $T = 1,5 - 2,1$ К $\gamma_e \propto T^{6 \pm 8}$). По полевой и температурной зависимостям такое поведение затухания ЭСВ вполне описывается трехмагنونным процессом [62] — слиянием двух f-магнонов в a-магнон. Однако частотная зависимость затухания ЭСВ [63] не согласуется с теорией трехмаглонной релаксации. Поэтому нельзя экстраполировать имеющиеся экспериментальные данные на всю область частот ЭСВ, связанных с исследуемыми ЯСВ (с $\omega_{nk}/2\pi = 400 - 600$ МГц связаны $\omega_{ek}/2\pi \lesssim 10$ ГГц). Отметим, что оценка рассматриваемого вклада в релаксацию ЯСВ, сделанная по известному затуханию ЭСВ с частотой $\omega_{ek}/2\pi \approx 9$ ГГц [12], дает величину много меньшую, чем γ_{n2m} .

5.4. Процессы взаимодействия ЯСВ с дефектами. После детального исследования собственных процессов релаксации ЯСВ в антиферромагнетиках MnCO_3 и CsMnF_3 появилась возможность изучения затухания этих квазичастиц в кристаллах с дефектами. Цель нового исследования заключалась в выделении вклада несобственных процессов в наблюдаемую скорость релаксации. Результаты такого анализа могут быть использованы для оценки концентрации и типа дефектов в исследуемых образцах, что обычно представляет достаточно сложную задачу.

Простейшей и самой распространенной причиной возникновения дефектов является нестехиометрия химического состава кристалла, которая в той или иной степени неизбежно присутствует в каждом образце. Поэтому в качестве объекта исследования был выбран кристалл CsMnF_3 с намеренно нарушенной стехиометрией. Образец содержал 1 %-ный избыток марганца по сравнению со стехиометрическим составом, однородность распределения избыточных атомов по объему образца не контролировалась. Рентгенограмма кристалла CsMnF_3 с нарушенной стехиометрией соответствовала данным для чистых образцов. Результаты исследования спектров ЯМР и АФМР показали, что в пределах ошибок измерений частоты этих резонансов и ширины их

линий в "дефектном" образце не отличаются от соответствующих характеристик образца CsMnF_3 с номинальным стехиометрическим составом. Указанные обстоятельства позволяют утверждать, что различие скоростей релаксации ЯСВ в этих образцах не связано с существенным нарушением кристаллической структуры или заметным изменением спектров, а обусловлено только процессами взаимодействия ЯСВ с дефектами.

Результаты экспериментов показали, что в области частот $\omega_{nk}/2\pi > 400$ МГц релаксация ЯСВ в образце с нарушенной стехиометрией с точностью до ошибок измерений осталась такой же, как и в образце номинального стехиометрического состава: $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$. При дальнейшем понижении частоты исследуемых ЯСВ на фоне собственных процессов $\gamma_1 + \gamma_2$ наблюдается процесс $\gamma_{1d} \propto Tk$ с существенно более сильной частотной зависимостью, чем у процесса упругого рассеяния γ_d (10).

Частотная зависимость полной релаксации ЯСВ $\gamma_1 \propto Tk$ представлена на рис. 17. Видно, что величина γ_1 при понижении частоты $\omega_{nk}/2\pi$ от 400 до 250 МГц возрастает приблизительно в 15 раз. Это обстоятельство свидетель-

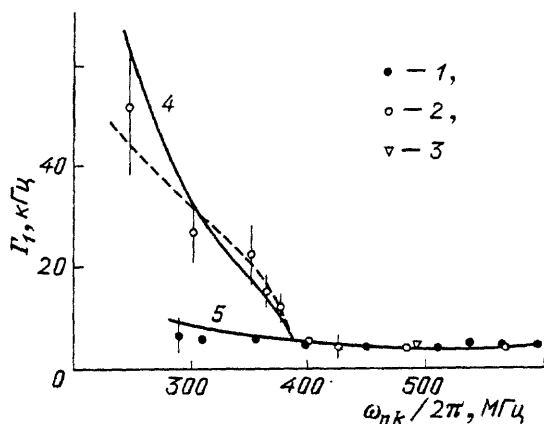


Рис. 17. Частотная зависимость скорости релаксации ЯСВ $\Gamma_1 \equiv \gamma_1/2\pi$ в CsMnF_3 при $T = 2$ К и $\alpha k = 0,7$ кЭ. 1 — образец номинального стехиометрического состава; 2 — образец с нарушенной стехиометрией; 3 — точка из работы [16]; линия 4 проведена по формуле (13); линия 5 соответствует сумме γ_{1d} (18) и собственной релаксации (13). Штриховой линией показана теоретическая частотная зависимость из работы [64]

ствует о "включающемся" с уменьшением частоты характере нового процесса релаксации, что может быть связано либо с невозможностью удовлетворить законам сохранения для данного процесса при высоких частотах $\omega_{nk}/2\pi \gtrsim 400$ МГц, либо с очень сильной частотной зависимостью данного процесса, из-за которой он начинает проявляться лишь на низких частотах.

Помимо процесса с γ_{1d} , при более низких частотах $\omega_{nk} \leq 2\pi(358 \pm 5)$ МГц наблюдалось включение еще одного процесса релаксации γ_{2d} . Скорость релаксации γ_{2d} с точностью до ошибок измерений не зависит от величины волнового вектора k , а ее температурная зависимость, представленная на рис. 18, имеет вид $\gamma_{2d} \propto T^3$. Аналогичный процесс релаксации наблюдался [51] в кристалле CsMnCl_3 (рис. 19 и 20), поэтому естественно предположить, что он имеет одинаковую природу в CsMnF_3 и CsMnCl_3 и связан с релаксацией ЯСВ на дефектах.

Перейдем теперь к интерпретации обнаруженных процессов релаксации

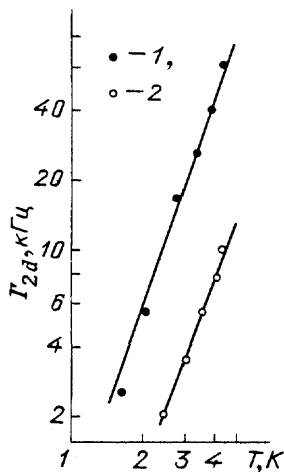


Рис. 18. Температурные зависимости скорости релаксации Γ_{2d} в CsMnF_3 (1) при $\nu_p = 706$ МГц и в CsMnCl_3 (2) при $\nu_p = 896$ МГц

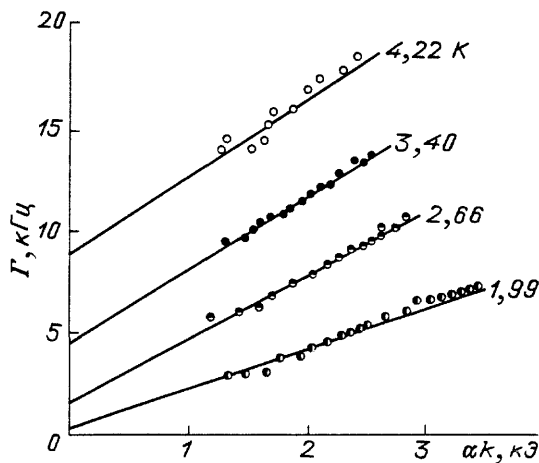


Рис. 19. Скорость релаксации ЯСВ в CsMnCl_3 при $\nu_p/2 = 475$ МГц [51]

ЯСВ, обусловленных их взаимодействием с дефектами кристалла. Подчеркнем, что ни один из предложенных в работах [54 — 56] механизмов релаксации ЯСВ на дефектах кристалла не позволяет описать зависимости $\gamma_{1d}(\omega_{nk})$ или $\gamma_{2d}(\omega_{nk})$. Поэтому необходимо искать объяснение данных экспериментов с привлечением новых процессов взаимодействия ядерных магновнов с дефектами, обладающими внутренней структурой.

Рассмотрим простейшую модель такого дефекта — двухуровневую систему с частотой перехода ω_d . Естественно предположить, что аномалии в релаксации ЯСВ связаны с ω_d , а именно либо $\omega_d/2\pi \approx 400$ МГц (CsMnF_3) и 480 МГц (CsMnCl_3), либо вдвое больше. Поскольку при первом предположении в спек-

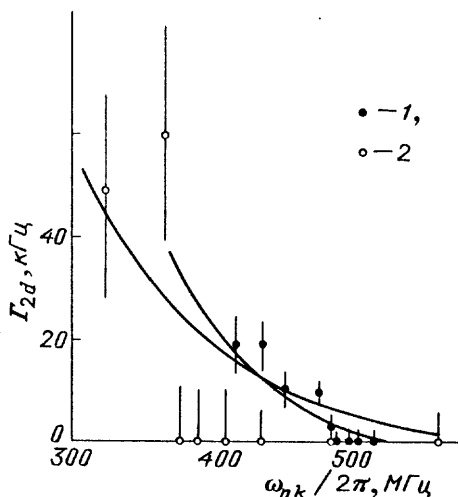


Рис. 20. Частотная зависимость скорости релаксации ЯСВ при $T = 4,2$ К, соответствующая процессу с $\Gamma_{2d} \propto T^3$. 1 — CsMnCl_3 ; 2 — CsMnF_3 с нестехиометрией состава; линии проведены по формуле (18)

тре ЯСВ должны возникать особенности (расталкивание ветвей ЯСВ и локального уровня), что экспериментально не наблюдается, то далее обсудим только вторую возможность. В этом случае наиболее существенны два типа процессов релаксации: а) процесс слияния двух ядерных магновнов с возбуждением перехода на двухуровневой системе $\omega_{nk} + \omega_{nq} = \omega_d$; б) процесс "медленной" релаксации ЯСВ на этой двухуровневой системе. В работе [64] был

рассмотрен процесс первого типа, который, в принципе, позволяет описать γ_{1d} по зависимостям от T , k и ω_{nk} (пунктирная линия на рис. 17). Однако для описания величины γ_{1d} нужно предположить, что характерная энергия связи дефекта с магнитной матрицей чрезвычайно велика ($\lambda \sim 15$ К). Рассмотрим другой вариант интерпретации процессов γ_{1d} и γ_{2d} с помощью теории медленной релаксации ЯСВ. Квантовая теория медленной релаксации спиновых волн (затухание, обусловленное модуляцией расстояния между уровнями быстро релаксирующей двухуровневой системы) построена Михайловым и Фарзетдиновой [65]. В интересующем нас случае формулу для медленной релаксации ЯСВ можно записать в виде

$$\gamma_{nd} = \frac{n_d}{8} \frac{|\Phi|^2}{\hbar \omega_{nk} k_B T} [\gamma_I(\omega_d + \omega_{nk}) + \gamma_I(\omega_d - \omega_{nk})]; \quad (16)$$

здесь n_d — концентрация дефектов, $\Phi = \lambda_1(1 - \xi^2)(k_B T / \xi \hbar \omega_n)^{1/2}$ — амплитуда процесса, $\lambda_{1,2}$ — характерные энергии связи дефекта с магнитной матрицей, $\gamma_{\parallel}(\Omega)$ — скорость релаксации двухуровневой системы на частоте Ω . Продольная релаксация $\gamma_{\parallel}(\Omega)$ может определяться:

1) прямыми процессами (переход с верхнего уровня на низший с рождением ядерного магнона с частотой $\omega_{nq} = \Omega$);

2) процессами слияния "возбужденного дефекта" и ЭСВ с частотой ω_{ek} в электронный магнон $\omega_{ek} + \Omega$. Легко понять, что первый процесс разрешен, если частота Ω попадает в зону ЯСВ, что возможно лишь при $\omega_d - \omega_{nk} = \omega_{nq}$ (т.е. $\omega_{nk} \leq \omega_d - \omega_{n0}$). Интересно заметить, что последнее условие, записанное из закона сохранения энергии для данного процесса релаксации, точно совпадает с аналогичным условием в работе [64] для процесса слияния двух ядерных магнонов с возбуждением дефекта.

Расчет прямых процессов приводит к следующему результату [66]:

$$\gamma_{nd_1} = \frac{3n_d}{2^5 \pi I(I+1)} \frac{(\lambda_1 \lambda_2)^2 J_0 T}{(\hbar \omega_n)^3 k_B^2 \theta_N^3} \frac{(1 - \xi^2)^2}{\xi^2(\xi_d - \xi)} g \alpha \bar{k}, \quad (17)$$

где

$$(\alpha \bar{k})^2 = H_{\Delta}^2 \left[\frac{(\xi_d - \xi)^2}{1 - (\xi_d - \xi)^2} - \frac{\xi^2}{1 - \xi^2} \right] + (\alpha k)^2.$$

Видно, что $\gamma_{nd_1} \propto T$, а зависимость $\gamma_{nd_1}(k)$ в области частот $\omega_{nk} \sim \omega_d/2$ близка к линейной, что соответствует экспериментальным данным по $\Gamma_{1d}(T, k)$. На рис. 17 толстая линия соответствует сумме выражений (13) и (17). Из рисунка видно, что и частотная зависимость γ_{nd_1} удовлетворительно описывает экспериментальные данные. При этом подгоночные параметры равны $\omega_d = 2\pi \cdot 732$ МГц, $n_d^{1/2} \lambda_1 \lambda_2 = 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ К}^2$, т.е. при $n_d \sim 10^{-2}$ и $\lambda_1 \sim \lambda_2$ имеем $\lambda_1 \sim \lambda_2 \sim 0,4$ К. Это вполне разумные величины для энергии связи дефекта с магнитной матрицей.

Рассмотрим теперь второй процесс — слияние ЭСВ с возбуждением двухуровневой системы в новую ЭСВ $\omega_{eq_2} = \Omega + \omega_{eq_1}$. Отметим, что на процессы этого типа запреты законов сохранения энергии (как в первом процессе) не

налагаются. Расчет дает [66]

$$\gamma_{nd_2} = \frac{n_d}{2^3 \pi I(I+1)} \frac{(\lambda \lambda_1)^2 J_0^2 T^3}{\hbar^3 \omega_n^2 k_B^3 \theta_N^6} \frac{(1 - \xi^2)^2}{\xi^2}. \quad (18)$$

Таким образом, $\gamma_{nd_2} \propto T^3$ не зависит от k , что согласуется с экспериментальными результатами для Γ_{2d} . Сплошными линиями на рис. 20 показаны частотные зависимости $\gamma_{nd_2}(\omega_{nk})$. Для CsMnF_3 теоретическая кривая проведена с использованием результатов обработки релаксации Γ_{1d} по формуле (17). Полученная отсюда величина λ_1 , а также известное значение $n_d = 0,01$ были подставлены в выражение (18) (при этом полагалось, что $\lambda \sim \lambda_1$). Видно, что теоретическая кривая $\gamma_{nd_2}(\omega_{nk})$ в целом правильно описывает величину Γ_{2d} и ход частотной зависимости, хотя и наблюдается заметное расхождение теории и данных эксперимента в области пика жесткости (см. раздел 6).

Для CsMnCl_3 выражение (18) хорошо описывает зависимость Γ_{2d} от всех параметров. Частотная зависимость γ_{nd_2} со значением параметра $n_d^{1/2} \lambda_1 = 2,1 \cdot 10^{-2} \text{K}^2$ приведена на рис. 20. В CsMnCl_3 наряду с экспериментами по параллельной накачке ЯСВ проводились также исследования релаксационных характеристик ядерной подсистемы методом ядерного спинового эха. Результаты измерений времени ядерной спин-решеточной релаксации T_1 и времени T_2 затухания связанной ядерно-электронной прецессии представлены на рис. 21. Видно, что вблизи частоты $\omega_{n0} \approx 2\pi \cdot 480 \text{ МГц}$, соответствующей возрастанию γ_{2d} , наблюдаются особенности в поведении T_1 и T_2 , причем первая имеет вид ступеньки, а вторая — резонансного минимума, положение и относительная глубина которого не зависят от температуры, а ширина заметно уменьшается с понижением температуры. По-видимому, эти результаты свидетельствуют о том, что частота $\omega_d/2\pi$ в CsMnCl_3 равна или кратна частоте 480 МГц.

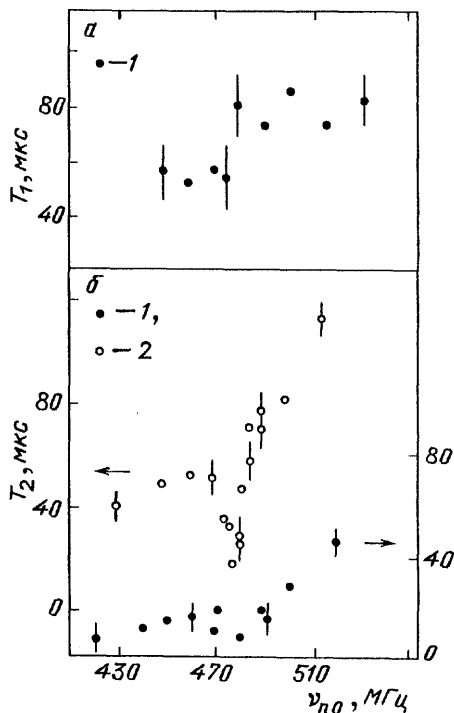


Рис. 21. Частотная зависимость времен ядерной спин-решеточной (а) и спин-спиновой (б) релаксаций в CsMnCl_3 при температурах 4,2 К (1) и 1,6 К (2) [51]

6. Резонансные по частоте особенности параметрического возбуждения ЯСВ в CsMnF_3

Как известно, параметрическое возбуждение ЭСВ во всех интересующих нас антиферромагнетиках при гелиевых температурах носит жесткий характер. Возникновение и прекращение параметрического процесса происходит при разных значениях магнитного СВЧ поля на образце h_{c1} и h_{c2} ($h_{c1} > h_{c2}$) соответственно [36, 61, 67]. При исследовании ЯСВ этот эффект был обнаружен нами лишь в 1982 г. [50] на образцах CsMnF_3 , т.е. через 13 лет после первого наблюдения параметрических ЯСВ. Дело в том, что жесткий характер возбуждения ЯСВ наблюдается в сравнительно узком диапазоне частот $\nu_p = 700 - 900$ МГц, причем частотная зависимость параметра жесткости $\xi = (h_{c1}/h_{c2}) - 1$ имеет ярко выраженный резонансный характер (рис. 22). Величина ξ на пике жесткости изменяется от образца к образцу в несколько раз, но положение пика остается постоянным для всех образцов, не зависит от температуры в диапазоне 1,5 — 4,2 К и от магнитного поля с точностью ± 2 МГц. При уменьшении температуры величина ξ на пике увеличивается, например в образце с максимальной жесткостью, от 3,6 при $T = 4,2$ К до 7 при $T = 1,8$ К. Однако если при этом рассматривать в качестве параметра жесткости выключающуюся часть релаксации, как это делалось в работе [61], т.е. $\Delta\Gamma = \Gamma(h_{c1}) - \Gamma(h_{c2})$, то эта величина на пике жесткости возрастает почти линейно с T .

В области пика жесткости наблюдается ряд интересных особенностей поведения ЯСВ. Прежде всего, это упоминавшийся в разделе 5.1 пик в релаксации ЯСВ, который предположительно обусловлен особенностью в релаксации ЭСВ в точке их пересечения с ветвью продольного звука (рис. 23). Как видно из рисунка, пик релаксации ЯСВ максимален на частоте $\nu_p \approx 775$ МГц и быстро спадает при изменении частоты накачки. Связанные с этими ЯСВ электронные магноны имеют частоту $\nu_{ek} \approx 7$ ГГц, на которой экспериментальные исследования не проводились, поэтому проверить формулу (9) для привнесенной релаксации не представляется возможным. Однако при условии, что выражение (9) справедливо, пик в релаксации ЭСВ должен быть приблизительно на порядок больше аналогичного пика для ЭСВ с высокими ($\nu_{ek} \approx 18$ ГГц) частотами.

Помимо "магнон-фононного" пика ($H = 0,8 - 1$ кЭ на рис. 23) вблизи граничного поля накачки ЯСВ наблюдается ступенька, которая приблизительно соответствует $\tilde{q} \approx k/2 \approx 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. Поскольку величина \tilde{q} практически не зависит от частоты ЯСВ и температуры, можно предположить, что эта ступенька определяется размерным эффектом с характерной длиной $l = 2\pi/\tilde{q} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Возможно, что усиление магнон-фононного пика связано с этим эффектом, так как оно наблюдается для длины волны ЯСВ $\lambda = l/2$, причем магнон-фононный пик имеет несимметричный вид и его форма искажается по-разному для случаев $\lambda > l/2$ или $\lambda < l/2$.

Параметрическое возбуждение ЭСВ в CsMnF_3 имеет еще одну яркую особенность — резкую гексагональную анизотропию порога h_c параметрического возбуждения при вращении внешнего поля H в базисной плоскости кристалла [68]. По-видимому, эта анизотропия обусловлена зависимостью скорости релаксации ЭСВ от направления магнитного поля в базисной плоскости. В этом

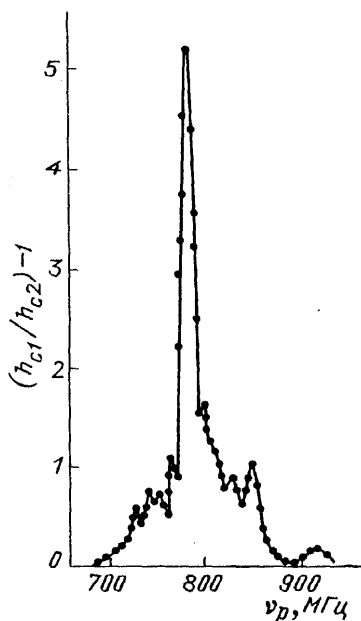


Рис. 22. Зависимость параметра жесткости в CsMnF_3 от частоты накачки при $T = 1,86$ К, $H = 0,8$ кЭ

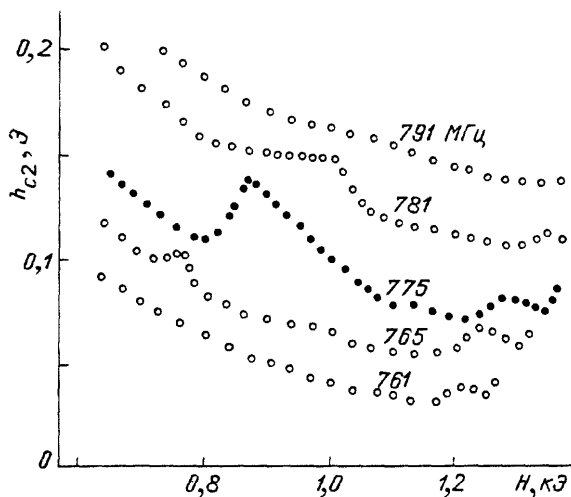


Рис. 23. Зависимость порогового поля h_{c2} от H в CsMnF_3 при $T = 1,86$ К и различных частотах накачки. Масштаб по оси ординат соответствует кривой для $\nu_p = 775$ МГц. Остальные кривые для наглядности параллельно смещены без изменения масштаба, так как величины h_{c2} на всех частотах совпадают с точностью $\pm 10\%$

случае, согласно гипотезе о перенормировке затухания, вклад ЭСВ в релаксацию ЯСВ также должен зависеть от направления H . Как и ожидалось, наблюдается анизотропия обоих порогов и при возбуждении ЯСВ (рис. 24), причем величина этой анизотропии соответствует угловой зависимости релаксации ЯСВ, рассчитанной по формуле (9). При исследовании угловых зависимостей пороговых полей возбуждения ЯСВ был обнаружен еще один интересный эффект — усиление магнон-фононного пика сильно анизотропно и в максимуме $h_c(\varphi)$ оно практически отсутствует. Для всех указанных явлений характерно одно общее свойство: величина жесткости, амплитуда магнон-фононного пика, степень анизотропии порога и эффекта усиления продольного магнон-фононного пика изменяются от образца к образцу. Это свидетельствует о том, что перечисленные явления присущи не идеальному кристаллу, а обусловлены дефектами образца.

На наш взгляд, все перечисленные аномалии могут иметь дислокационную природу. В пользу такого вывода можно привести следующие соображения. Гексагональная анизотропия порога, по-видимому, означает, что скорость релаксации магнонов зависит от направления волновых векторов k [68]. В то же время дислокации имеют тенденцию выстраиваться вдоль определенных кристаллографических направлений и могут, в принципе, приводить к анизотропии h_c . С выстраиванием дислокаций может быть связана и анизотропия усиления магнон-фононного пика. Характерным для дислокаций яв-

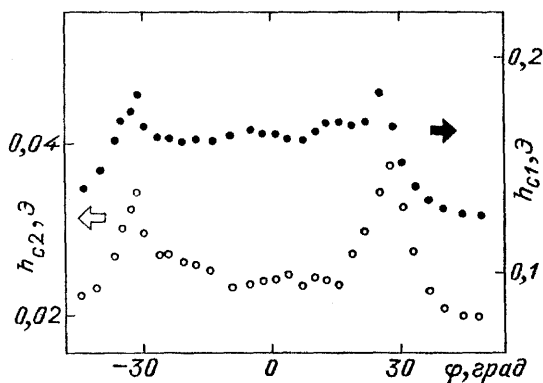


Рис. 24. Зависимости пороговых полей h_{c1} и h_{c2} параметрического возбуждения ЯСВ в CsMnF_3 от направления H в базисной плоскости кристалла ($\varphi = 0$ соответствует бинарной оси кристалла). $T = 1,95 \text{ K}$, $H = 0,94 \text{ кЭ}$, $\nu_p = 784 \text{ МГц}$

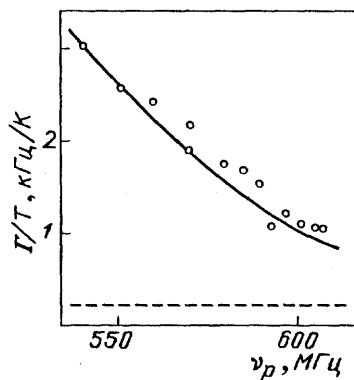


Рис. 25. Частотная зависимость скорости релаксации связанной ядерно-электронной прецессии, возбуждаемой в CsMnF_3 методом параметрического эха [41]; штриховой линией обозначена теоретическая зависимость $\tilde{\gamma}_R$, рассчитанная по формуле (13); сплошная линия соответствует сумме $\tilde{\gamma}_R$ и вклада дислокаций [54, 55] в затухание сигнала спинового эха

ляется также диапазон частот, в котором наблюдаются обсуждаемые аномалии в релаксации ЯСВ и размер $l \sim 10^{-4} \text{ см}$. Наконец, в работе [41] при исследовании ядерного спинового эха в CsMnF_3 было показано (рис. 25), что дислокационный вклад в релаксацию ЯСВ с $k \lesssim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ может иметь заметную величину. Взаимодействие магновов с дислокациями могло бы объяснить все рассмотренные аномалии в релаксации ЯСВ. Однако в настоящее время теория такого взаимодействия отсутствует, а экспериментальных данных, видимо, недостаточно для того, чтобы делать какие-то окончательные выводы о природе явлений, перечисленных в этом разделе.

Заключение

В результате всесторонних экспериментальных и теоретических исследований, проведенных в последние годы, выяснены основные механизмы взаимодействия ЯСВ в антиферромагнетиках и доказана правомерность использования пороговой формулы для np- и ep-процессов [69].

Прогресс в изучении спектра и релаксации ЯСВ был достигнут благодаря высокой точности регистрации порога h_c параметрического резонанса модуляционным методом. Это позволило провести измерения h_c в трех антиферромагнетиках — MnCO_3 , CsMnF_3 , CsMnCl_3 в достаточно широком диапазоне температур, магнитных полей и частот накачки. Для объяснения полученных серий экспериментальных зависимостей $\gamma_n(T, H, \omega_p)$ была предложена адекватная им теоретическая модель релаксации ЯСВ, в основном описывающая экспериментальные закономерности по всем параметрам.

Оказалось, что при относительно низких температурах ($T \lesssim 2 \text{ K}$) затухание ядерных магновов в трех вышеуказанных антиферромагнетиках можно описать без каких-либо подгоночных параметров процессами рассеяния спиновых волн на флуктуациях намагниченности ядерной подсистемы. При этом в области высоких частот основной вклад в релаксацию вносит процесс Ри-

чардса — рассеяние ЯСВ на флуктуациях. При низких частотах, согласно предложенной нами гипотезе, основным становится вклад привнесенного из ветви ЭСВ процесса рассеяния электронных магнонов на тех же флуктуациях. Наличие этого привнесенного затухания и величина коэффициента перенормировки проверены экспериментально по аномалиям релаксации ЭСВ, трансформированным на релаксацию ЯСВ^(7*).

При более высоких температурах ($T > 2$ К) в поведении релаксации ЯСВ становятся существенными и другие процессы. Так, в MnCO_3 скорость релаксации ЯСВ определяется магнон-фононным процессом — слиянием ядерного магнона и фонона в фонон. В CsMnF_3 наряду с магнон-фононным процессом существует процесс слияния ядерного и электронного магнонов в электронный магнон. Отметим, что последний процесс разрешен только в многоподрешеточных антиферромагнетиках.

Помимо собственных каналов релаксации ЯСВ, нами впервые экспериментально выделены несобственные процессы, обусловленные дефектами кристаллов, и предложена теоретическая модель взаимодействия ЯСВ с дефектами, позволяющая удовлетворительно описать основные результаты.

Важно отметить, что по сравнению с ЭСВ система ЯСВ отличается малой теплоемкостью и слабо связана с решеткой. Это обстоятельство позволяет достигать чрезвычайно высоких уровней параметрического возбуждения ядерных магнонов и наблюдать явления, обусловленные сильными нелинейностями. Так, в работах [72 — 78] система ЯСВ исследовалась при стационарном и автоколебательном (периодическом и хаотическом) режимах поглощения СВЧ мощности. Подробно изучены двойной параметрический резонанс ядерных магнонов [46, 76] и процесс генерации упругих колебаний образца [75, 77]. Впервые обнаружен эффект усиления слабых сигналов вблизи бифуркации рождения цикла [77]. Обсуждение физических результатов, полученных за порогом параметрического возбуждения ЯСВ, выходит за рамки данного обзора.

Итак, задача о кинетике слабонерасбалансированных возбуждений в системе связанных ядерно-электронных колебаний антиферромагнетика в области гелиевых температур в общих чертах решена^(8*). Полученная информация служит хорошей основой для детального изучения сильнонеравновесных явлений в этой удобной модельной системе.

ПРИМЕЧАНИЯ

⁽¹⁾ Название отражает геометрию возбуждения однородных колебаний магнитным СВЧ полем: $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ (f-мода), $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ (a-мода).

⁽²⁾ Впоследствии пороговая формула была уточнена в работах [14, 15].

⁽³⁾ Эта идея была использована в теоретической работе Резенде и Соареша [19].

⁽⁴⁾ Отметим, что идея разделения фазового пространства на области с сильным и слабым отклонением частоты ЯСВ $\omega_{\text{ЯСВ}}$ от ω_n рассматривалась ранее Туровым и Петровым [29]. Однако они предполагали, что граничное волновое число k_0 , до которого имеет смысл понятие волн в ядерной подсистеме, определяется радиусом r_{SN} косвенного взаимодействия Сула—Накамуры ($k_0 \sim r_{\text{SN}}^{-1}$). При сравнении k_0 и k_* получаем $k_0 \ll k_*$.

⁽⁵⁾ В этих экспериментах частота ($\omega_m/2\pi = 100$ кГц) и амплитуда ($H_m < 0,07$ Э) выбиралась так, чтобы влияние модуляции на порог накачки было пренебрежимо мало.

⁽⁶⁾ Интересно отметить, что соотношение, подобное (9) (без вывода), для мод с $k = 0$ использовалось в работе [22] для расчета ширины линии ЯМР. При этом было получено удовлетворительное описание экспериментальных результатов.

⁽⁷⁾ Интересно отметить, что предположение о перенормировке затухания в связанных

магнитоупругих волнах антиферромагнетика FeVO_3 позволяет объяснить полевую зависимость скорости релаксации фононов ($\propto H^{1/2}$ [70]) как результат привнесенного из электронной магнитной подсистемы трехмагнонного процесса релаксации ЭСВ [71].

(8) Развитие теории ЯСВ для области сверхнизких температур проведено в работах [32, 79]. Отметим также, что целый круг вопросов физики сильновозбужденной связанной ядерно-электронной прецессии (т.е. ЯСВ с $k = 0$) изложен в недавно появившейся монографии [80].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *De Gennes P.G., Pincus P.A., Hartmann-Boutron F., Winter J.M.*//Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 1105.
2. *Suhl H.*//Ibidem. 1958. V. 109. P. 606.
3. *Nakamura T.*//Prog. Theor. Phys. 1958. V. 20. P. 542.
4. *Lee K., Portis A.M., Witt G.L.*//Phys. Rev. 1963. V. 132. P. 144.
5. *Minkiewicz V., Nakamura A.*//Ibidem. 1966. V. 143. P. 361.
6. *Welsh L.B.*//Ibidem. 1967. V. 156. P. 370.
7. *Shaltiel D., Fink H.J.*//J. Appl. Phys. 1964. V. 35. P. 848.
8. *Witt G.L., Portis A.M.*//Phys. Rev. 1964. V. 135A. P. 1616.
9. *Ninio F., Keffer F.*//Ibidem. 1968. V. 165. P. 735.
10. *Hinderks L.W., Richards P.M.*//J. Appl. Phys. 1968. V. 39. P. 824.
- [11] *Richards P.M.*//Phys. Rev. 1968. V. 173. P. 581.
12. *Seavey M.H.*//J. Appl. Phys. 1969. V. 40. P. 1597.
13. *Hinderks L.W., Richards P.M.*//Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 575.
14. *Platzker A., Morgenthaler F.R.*//J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 927.
15. *Ожогин В.И., Якубовский А.Ю.*//ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 287.
16. *Adams B.T., Hinderks L.W., Richards P.M.*//J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 931.
17. *Hinderks L.W., Richards P.M.*//Ibidem. 1971. V. 42. P. 1516.
18. *Woolsey R.B., White R.M.*//Phys. Rev. 1969. V. 188. P. 813.
19. *Soares E.A., Rezende S.M.*//Ibidem. Ser. B. 1977. V. 15. P. 4497.
20. *Platzker A., Morgenthaler F.R.*//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. P. 1051.
- [21] *Platzker A., Morgenthaler F.R.*//Ibidem. 1971. V. 26. P. 442.
22. *Weber R., Seavey M.H.*//Sol. State Commun. 1969. V. 7. P. 619.
23. *Якубовский А.Ю.*//ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 1539.
24. *Буньков Ю.М., Думеш Б.С.*//ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 1161.
25. *Говорков С.А., Тулин В.А.*//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1053.
26. *Говорков С.А., Тулин В.А.*//ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 389.
27. *Тулин В.А.*//ФНТ. 1979. Т. 5. С. 965.
28. *Лутовинов В.С., Сафонов В.Л.*//ФТТ. 1979. Т. 21. С. 2772.
29. *Туров Е.А., Петров М.П.* Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1969.
30. *Евтихийев Н.Н., Лутовинов В.С., Савченко М.А., Сафонов В.Л.*//Письма ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 1527.
- [31] *Ольхов О.А., Семин С.П.*//ФТТ. 1981. Т. 23. С. 167.
32. *Гаранин Д.А., Лутовинов В.С.*//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 2060.
33. *Khatatian D., Collins M.F.*//Can. J. Phys. 1977. V. 55. P. 773.
34. *Боровик-Романов А.С., Житиков В.Г., Крейнс Н.М., Панков А.А.*//Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 233.
35. *Seavey M.H.*//Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 132.
36. *Котюжанский Б.Я., Прозорова Л.А.*//ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 2470.
37. *Ozhogin V.I., Safonov V.L.*//J. Magn. and Magn. Mater. 1980. V. 15 — 18. P. 757.
38. *Андрienko A.B., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю.*//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1371.
39. *Hinderks L.W.* Investigations of nuclear and electronic spin waves by parallel pumping: Thesis. — B.C. University of Kansas, 1970.
40. *Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Думеш Б.С., Куркин М.И., Петров М.П., Чекмарев В.П.*//УФН. 1984. Т. 142. С. 537.
- [41] *Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Сафонов В.Л.*//ФТТ. 1985. Т. 27. С. 1027.
42. *Моргенталер Ф.*//Нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ/Под ред. А.А. Микаэляна. — М.: ИЛ, 1963. — С. 153.
43. *Шлеман Е., Грин Дж., Милано У.*//Ibidem. — С. 34.
44. *Говорков С.А., Тулин В.А.*//Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 383.
45. *Говорков С.А., Тулин В.А.*//ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 2332.
46. *Якубовский А.Ю., Сулейманов С.М.*//ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 1456.
41. *Андрienko A.B., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю.*//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1474.

48. Захаров В.Е., Львов В.С.//ФТТ. 1972. Т. 14. С. 2913.
49. Львов В.С., Широков М.И.//ЖЭТФ. 1974. Т. 67. С. 1932.
50. Андриенко А.В., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1158.
[51] Гуревич Г.М., Думеш Б.С., Топалов С.В., Андриенко А.В., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 823.
52. Ожогин В.И., Якубовский А.Ю., Абрютин А.В., Сулейманов С.М.//ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 2061.
53. Walter K.//Phys. Lett. Ser. A. 1972. V. 42. P. 315.
54. Savchenko M.A., Sobolev V.P.//Abstracts of the XXth Congress AMPERE. — Tallinn, 1978. — P. 1303.
55. Соболев В.Л.//ФММ. 1983. Т. 56. С. 837.
56. Lutovinov V.S.//Phys. Lett. Ser. A. 1983. V. 97. P. 357.
57. Смирнов А.И., Петров С.В.//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1628.
58. Андриенко А.В., Прозорова Л.А.//ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 213.
59. Zalkin A., Lee K., Templeton D.M.//J. Chem. Phys. 1962. V. 37. P. 697.
60. Safoнов V.L.//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1984. V. 126. P. 197.
[61] Кведер В.В., Котюжанский Б.Я., Прозорова Л.А.//ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 2205.
62. Ожогин В.И.//ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 531.
63. Андриенко А.В., Поддяков Л.В.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1848.
64. Андриенко А.В., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1509.
65. Михайлов А.С., Фарзетдинова Р.М.//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1524.
66. Сафонов В.Л.//ФНТ. 1987. Т. 13. С. 651.
67. Ожогин В.И., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 2155.
68. Котюжанский Б.Я., Прозорова Л.А.//Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 171.
69. Андриенко А.В., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 641.
70. Котюжанский Б.Я., Прозорова Л.А.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 244.
[71] Котюжанский Б.Я., Прозорова Л.А.//ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 1913.
72. Говорков С.А., Тулин В.А.//ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 1234.
73. Говорков С.А., Тулин В.А.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 55.
74. Говорков С.А., Тулин В.А.//ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 1398.
75. Андриенко А.В., Ожогин В.И., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1839.
76. Андриенко А.В., Ожогин В.И., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 2164.
77. Андриенко А.В., Ожогин В.И., Поддяков Л.В., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 251.
78. Андриенко А.В., Сафонов В.Л., Якубовский А.Ю.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 907.
79. Gladkov S.O.//Phys. Rep. 1986. V. 132. P. 277; V. 139. P. 159.
80. Куркин М.И., Туров Е.А. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения. — М.: Наука, 1990.

Статья поступила 6.03.91 г.,
после доработки 4.06.91 г.