

Вклад продольных колебаний намагниченности в спиновую динамику спонтанной переориентации

Н. К. Даньшин, Ю. И. Непочатых

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: danshin@host.dipt.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 8 октября 1997 г., после переработки 26 ноября 1997 г.

Проведен сравнительный анализ результатов измерений мягких магниторезонансных мод в слабых ферромагнетиках с различными температурами спонтанной переориентации. Показано, что вклад продольных колебаний намагниченности в величину энергетической щели имеет место даже при нулевом магнитном поле (при спонтанной переориентации) и растет с увеличением только температуры.

Проведено порівняльний аналіз результатів вимірювань м'яких магніторезонансних мод в слабких ферромагнетиках з різними температурами спонтанної переорієнтації. Доведено, що внесок подовжніх коливань намагніченості у величину енергетичної щілини існує навіть в нульовому магнітному полі (при спонтанній переорієнтації) і зростає при підвищенні тільки температури.

PACS: 75.30.Ds

1. Введение

В большинстве случаев для описания спиновой динамики ориентационных магнитных переходов, наблюдаемой в экспериментах, достаточно учитывать только прецессию намагниченности, игнорируя ее продольные колебания. Это позволяет объяснить результаты магниторезонансных экспериментов при температурах, достаточно низких по сравнению с температурами упорядочения спинов T_N . Однако при повышении температуры, кроме прецессии, следует принимать в расчет и продольные колебания намагниченности [1].

Исследуя мягкие магниторезонансные моды в ряде редкоземельных ортоферритов (РЗОФ) $RFeO_3$ ($R = Yb, Tm, Er$) [2,3] и в Fe_3VO_6 [4], мы установили, что вклады в спиновую динамику переориентации от прецессии и продольных колебаний намагниченности всегда сосуществуют, являются аддитивными и конкурирующими. Соотношение парциальных величин этих вкладов зависит от параметра $\tau_{SR} = T_{SR}/T_N$, который мы назвали относительной температурой спонтанной переориентации (T_{SR} — усредненная температура спонтанной переориентации, T_N — температура упорядочения спинов железа). Этот параметр

индивидуален для каждого ортоферрита, так как при практически одинаковых значениях $T_N \approx 700$ К температуры T_{SR} могут отличаться более чем на порядок. Это позволило нам путем варьирования перечисленного состава антиферромагнетиков провести соответствующие эксперименты в интервале $\tau_{SR} = 0,01-1$. Данная работа посвящена обоснованию вывода о том, что при повышении температуры происходит непрерывное перераспределение вкладов в спиновую динамику спонтанной переориентации от прецессии к продольным колебаниям намагниченности.

2. Постановка задачи и предварительные сведения

При исследовании мягких магниторезонансных мод в редкоземельных ортоферритах обнаружено, что в точках завершения спиновой переориентации наблюдаются значительные энергетические щели v_0 . На рис. 1,а показана структура наиболее распространенной в этих соединениях спонтанной переориентации между симметричными фазами Γ_2 и Γ_4 через угловую фазу Γ_{24} . Значения температур T_1 (T_2) соответствуют точкам завершения (начала)

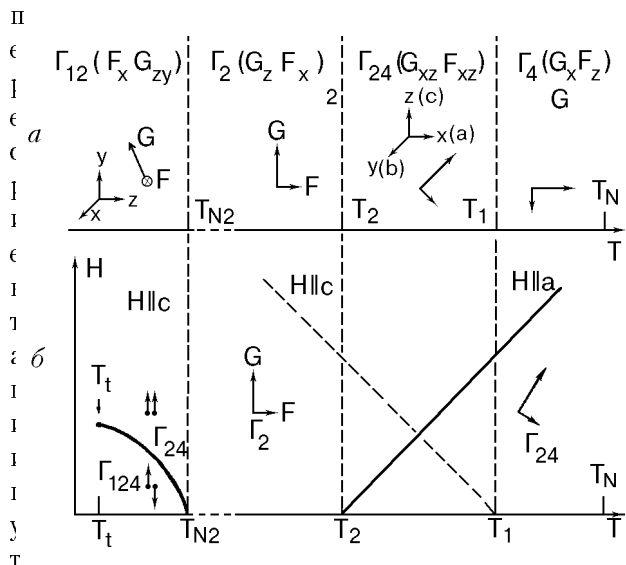


Рис. 1. а – Основные состояния при спонтанных переходах упорядоченной подсистеме спинов железа в редкоземельных ортоферритах (Γ_2 , Γ_{24} , Γ_4 , Γ_{12}); T_N , T_1 , T_2 , T_{N2} – точки спонтанных фазовых переходов второго рода соответственно из парамагнитной фазы железа в упорядоченную Γ_4 , спиновой переориентации $\Gamma_{24}-\Gamma_4$, $\Gamma_{24}-\Gamma_2$, $\Gamma_{12}-\Gamma_2$ (последний реализуется только в ErFeO_3); б – Низкополевого фрагмент $H-T$ -фазовой диаграммы редкоземельных ортоферритов в окрестности ориентационных переходов $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ (в поле $\mathbf{H} \parallel a$) и $\Gamma_{24}-\Gamma_4$ (в поле $\mathbf{H} \parallel c$) в подсистеме железа и метамгнитного перехода $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ (в поле $\mathbf{H} \parallel c$) в подсистеме эрбия в ErFeO_3 ; T_t – температура трикритической точки. Обозначения фаз и структура перехода в интервале $T_{N2}-T_N$ показана для случая $\mathbf{H} \parallel a$.

хода второго рода (ФП-2). Интервал $\Delta T = T_1 - T_2$ для разных РЗОФ может составлять от нескольких градусов Кельвина до десятков и является индивидуальной характеристикой конкретного РЗОФ, как и усредненная температура переориентации $T_{SR} = (T_1 + T_2)/2$.

Три основных состояния Γ_2 , Γ_{24} , Γ_4 , показанные на рис. 1, а, относятся к двухподрешеточной слабоферромагнитной подсистеме упорядоченных спинов железа. Здесь $\mathbf{G} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, $\mathbf{F} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ – соответственно векторы антиферро-и ферромагнетизма; \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 – намагниченности подрешеток. При измерении температуры последовательно реализуется ряд спонтанных ФП-2. Например, в ErFeO_3 при понижении T поочередно происходят переходы $\Gamma_4-\Gamma_{24}$, $\Gamma_{24}-\Gamma_2$, $\Gamma_2-\Gamma_{12}$. Если спонтанные переходы отсутствуют, то при $T < T_N$ всегда устанавливается фаза Γ_4 (например, в YFeO_3). Включение сколь угодно малого поля $\mathbf{H} \parallel c$ при $T < T_2$ или $\mathbf{H} \parallel a$ при $T > T_1$ сразу переводит коллинеарные фазы Γ_2 и Γ_4 в угловую Γ_{24} . Далее, при возрастании поля переориентация

всегда идет в направлении от угловой фазы к той или иной коллинеарной в зависимости от ориентации \mathbf{H} . При $\mathbf{H} \parallel a$ происходит переход $\Gamma_{24}-\Gamma_2$. Столь подробное цитирование общеизвестных (см., например, [5]) сведений о структуре переориентации $\Gamma_2-\Gamma_4$ предпринято для того, чтобы подчеркнуть, что переходы $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ и $\Gamma_{24}-\Gamma_4$, абсолютно идентичные в статике, имеют принципиальное различие при обращении к спиновой динамике [1]. Заключается оно в следующем. Теория [1] построена для переходов в подсистеме железа, происходящих под действием внешнего поля. Главный вывод этой теории заключается в том, что в основном приближении численное значение экспериментально наблюдаемой частотной щели в точках завершения спиновой переориентации $\nu_0 \sim (\chi_{\parallel}/\chi_{\perp})^{1/2} H_{tr}$ (χ_{\parallel} , χ_{\perp} – соответственно продольная и поперечная восприимчивости; H_{tr} – поле перехода при соответствующей температуре). Таким образом, щель может расти при возрастании как продольной восприимчивости, так и внешнего поля. Как видно на рис. 1, б, одновременное возрастание χ_{\parallel} и H_{tr} характерно только для перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$. В случае же $\Gamma_{24}-\Gamma_4$ возрастанию поля соответствует понижение χ_{\parallel} . Последнее обстоятельство, конечно, не означает, что возрастание H_{tr} обязательно компенсируется уменьшением χ_{\parallel} и предсказываемый теорией [1] эффект (возрастание щели при увеличении внешнего поля) будет подавлен. Продольная восприимчивость и поле могут в общем случае с различной эффективностью влиять на величину щели. Но для определенности в дальнейшем будем брать в расчет модельную ситуацию, когда росту поля перехода соответствует и рост продольной восприимчивости, т.е. характерную для перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в поле $\mathbf{H} \parallel a$. Соответственно будем интересоваться только энергетической щелью ν_{02} в окрестности температуры T_2 . Именно на примере такого перехода в YFeO_3 развита и впервые апробирована теория [1]. В YFeO_3 спонтанная переориентация не реализуется, поэтому в поле может происходить только переход $\Gamma_{24}-\Gamma_2$. Фазовая $H-T$ -диаграмма YFeO_3 в поле $\mathbf{H} \parallel a$ такова [6], что вызвать этот переход в приемлемой для эксперимента температурной области можно лишь в полях 70–80 кЭ. Это означает, что в YFeO_3 исключить влияние поля на величину энергетической щели невозможно. Однако если реализуется такого же типа переориентация спонтанным образом, то

индуцированную переориентацию можно вызвать сколь угодно малым полем и тогда все эффекты проявления продольных колебаний, если таковые окажутся, с полным основанием можно связать в основном с χ_{\parallel} . В DyFeO_3 , на котором в работе [7] также обнаружены эффекты продольных колебаний намагниченности, при $T \approx 40$ К реализуется спонтанный переход Морина $\Gamma_1 - \Gamma_4$. Однако фазовая $H-T$ -диаграмма этого ортоферрита такова, что реализация в нем интересующего нас перехода $\Gamma_{24} - \Gamma_2$ вблизи температуры Морина возможна только в поле ≥ 40 кЭ. А в области $T > 78$ К, в которой проведены эксперименты [7], этот переход может быть вызван только в поле величиной не менее 60 кЭ. При таких значениях T и H вклад продольных колебаний в величину энергетической щели уже достаточно большой. Однако теперь он обусловлен обоими сомножителями в выражении для щели. Хотя теория [1] развита для переходов, индуцированных внешним полем, из общих соображений можно заключить, что вклад продольных колебаний намагниченности в спиновую динамику переориентации можно ожидать и при спонтанных переходах, если последние реализуются при достаточно высоких температурах. Обоснуем это допущение, исходя из результатов наших экспериментов на РЗОФ с разными значениями параметра τ_{SR} .

3. Результаты экспериментов и обсуждение

Сразу заметим, что наблюдаемые в РЗОФ энергетические щели при относительно низких τ_{SR} в случае спонтанных переходов достаточно хорошо объясняются при учете только прецессии намагниченности. На основании модифицированной теории [8] удалось в большинстве случаев на количественном уровне объяснить динамику переориентации как результат взаимодействия различных колебательных подсистем РЗОФ: упорядоченных спинов железа, парамагнитных редкоземельных ионов, упругой и дипольной (электромагнитной). Эти результаты стали исходными для поиска эффектов проявления продольных колебаний в спиновой динамике переориентации. Техника эксперимента и соответствующие методические приемы, необходимые для этих щелей, подробно описаны в работах [2–4]. Поскольку теория [1] игнорирует указанные выше механизмы формирования щели (за счет взаимодействия различных колебательных подсистем), из нее следует, что при $H \rightarrow 0$ щель также стремится к

нулю. Так как это не соответствует действительности и значительные энергетические щели имеют место во всех РЗОФ даже при $H = 0$, то эффекты проявления продольных колебаний следует искать в виде приращения этих «стартовых» щелей при включении поля. Поэтому общий методический прием при проведении опытов состоял в следующем. Сначала измерялась энергетическая щель v_0 при соответствующем спонтанном переходе. Затем восстанавливалась температурно-полевая зависимость этой щели в сравнительно малом поле (до 10–12 кЭ), строго ориентированном по оси кристалла. Искомый эффект оценивался по величине производных $\partial v_0 / \partial T$ и $\partial v_0 / \partial H$. Последняя должна быть всегда положительна (согласно [1,7]), но для перехода $\Gamma_{24} - \Gamma_2$ всегда положительна и производная $\partial v_{02} / \partial T$. Если указанная температурно-полевая зависимость щели такова, что $\partial v_{02} / \partial T$, $\partial v_{02} / \partial H \neq 0$ соответственно при $T \rightarrow T_2$, $H \rightarrow 0$, то можно утверждать, что продольные колебания вносят вклад в спиновую динамику не только индуцированного полем, но и спонтанного перехода. Поскольку поле перехода при этом может быть достаточно малым, ясно, что при некоторой его величине превалирующий вклад в эффект будет определяться только продольной восприимчивостью. Конечно, этот вывод не следует из теории [1,7], а результаты, полученные при апробации этой модели на YFeO_3 и DyFeO_3 [7], выглядят скорее как эффект сильного поля. Поэтому детальное сопоставление реально наблюдаемой спиновой динамики с этой теорией вряд ли является корректным. В настоящей работе мы воспользуемся лишь ее главным выводом (и тестом в эксперименте) — свидетельством вклада продольных колебаний намагниченности в динамику переориентации является возрастание щели при увеличении поля. Как показывает эксперимент [4,9], этот вклад может расти как при понижении, так и при повышении температуры. Ограничимся последним случаем.

Проанализируем все эксперименты в последовательности, соответствующей возрастанию параметра τ_{SR} . Для этого основные результаты и сведения об РЗОФ и Fe_3BO_6 , полученные в наших экспериментах, удобно представить в виде таблицы.

Из таблицы видно, что в ортоферритах, характеризующихся относительно низкими температурами спонтанной переориентации $\Gamma_{24} - \Gamma_2$ ($\tau_{SR} < 0,15$), градиент $\partial v_{02} / \partial T = 0$. Более того, как следует из

и
3 Характеристики спиновой динамики ориентационных переходов РЗОФ и Fe_3VO_6 , экспериментально измеренные в данной работе

Р	Параметры	Вещество						
		YbFeO_3	TmFeO_3	ErFeO_3 (1)	NdFeO_3	SmFeO_3	Fe_3VO_6	ErFeO_3 (2)
н	Вид перехода	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$
и	$T_{SR} = (T_1 + T_2)/2$, К	7,4	88	95	123	463	415	3,9
й	Энергетическая щель при спонтанном							
2	переходе в точке $T = T_2$, ГГц	37,5	20	26,5	56	35	17,5	26,1
,	$\tau_{SR} = T_{SR}/T_N$	0,01	0,14	0,15	0,17	0,7	0,8	1,0
4	$\partial v_{02}/\partial T$ при $T \rightarrow T_2$, ГГц/К	0	0	0	0*	0,3*	0,5	60
,	$\partial v_{02}/\partial H$ при $H \rightarrow 0$, ГГц/кЭ	0	0	0	0*	-	0,7	4

В
Примечания: Значком * отмечены ожидаемые значения; для ErFeO_3 (2) следует сделать замены: T_{SR}, T_N, T_2 на T_{N2} ; v_{02} на v_{0N2} .

Т
оферритах иттербия, тулия и эрбия этот градиент равен нулю не только при $H = 0$, но и в поле.

Из полевых зависимостей энергетических щелей, представленных на рис. 2, видно, что в этих РЗОФ и градиент $\partial v_{02}/\partial H = 0$, причем не только при $H = 0$, но и в поле до 6–10 кЭ. Общий результат измерений состоит в следующем: в YbFeO_3 , TmFeO_3 и ErFeO_3 щель v_{02} , присущая спонтанному переходу $\Gamma_{24}-\Gamma_2$, не изменяется при включении сравнительно малого поля. Это означает, что в данных ортоферритах энергетические щели в точках указанного спонтанного перехода формируются в основном прецессионными механизмами. При $\tau_{SR} < 0,15$ вклад продольных колебаний намагниченности в

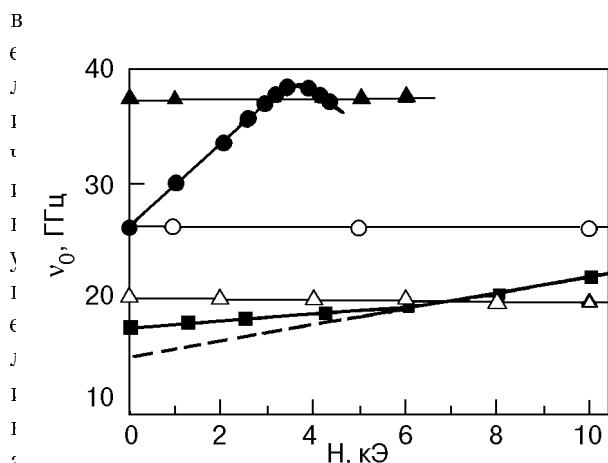


Рис. 2. Полевые зависимости энергетических щелей в разных ортоферритах: на линии индуцированного полем $H \parallel a$ перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в TmFeO_3 (Δ), ErFeO_3 (\circ), YbFeO_3 (\blacktriangle) и Fe_3VO_6 (\blacksquare); на линии индуцированного полем $H \parallel c$ метамгнитного перехода $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ в подсистеме эрбия в ErFeO_3 (\bullet). Штриховая линия – линейная экстраполяция полевой зависимости щели в Fe_3VO_6 из области поля

е неощутимо мал и в пределах достигнутой точности измерений (см. [2,3]) не проявляется в экспериментах.

Из магниторезонансных измерений NdFeO_3 [10] следует, что ширина области угловой фазы и величина энергетической щели в этом ортоферрите очень чувствительны к качеству исходного сырья для образцов. Поэтому соответствующий целям данной работы эксперимент имел бы высокую погрешность. Но измерения на NdFeO_3 не были предприняты, поскольку заранее было ясно, что они не дадут качественно новых результатов по сравнению с уже известными из опытов на ErFeO_3 . В самом деле, в NdFeO_3 $\tau_{SR} = 0,17$, т.е. по этому параметру ортоферриты ниодима и эрбия очень близки. Поэтому не было никакой надежды обнаружить в NdFeO_3 возрастание щели при увеличении поля и температуры.

Большой интерес вызывает SmFeO_3 , у которого рекордное среди РЗОФ значение $\tau_{SR} = 0,7$. Однако попытки провести соответствующие магниторезонансные измерения на этом соединении пока не увенчались успехом. Причиной этому является малая интенсивность и большая ширина линий поглощения [11], что связано, по-видимому, с сильным затуханием, вносимым редкоземельной подсистемой при присущей этому РЗОФ большой величине T_{SR} . Поэтому возникла необходимость поиска подходящего магнетика вне известного набора РЗОФ, обладающего достаточно высоким значением τ_{SR} . Им оказалось изоморфное редкоземельным ортоферритам соединение Fe_3VO_6 , которое при $T < T_{SR} = 508$ К является слабым орторомбическим ферромагнетиком. При

$T = T_{SR} = 415$ К в нем реализуется обычная для РЗОФ спонтанная переориентация $\Gamma_2 - \Gamma_4$, но не через угловую фазу, а скачком. Соответствующая ему $H-T$ -фазовая диаграмма отличается от таковой для РЗОФ лишь тем, что в Fe_3VO_6 $T_1 = T_2$ [4]. Структуры же переходов, индуцированных внешним полем, абсолютно идентичны тем, которые реализуются в РЗОФ. Мы и здесь будем интересоваться только переориентацией в поле $\mathbf{H} \parallel a$. Как видно на рис. 2, энергетическая щель в Fe_3VO_6 растет с увеличением поля. Причем даже при $H = 0$ градиент $\partial v_{02}/\partial H \neq 0$ и составляет около 0,7 ГГц/кЭ. Щель растет также при повышении температуры, ее градиент $\partial v_{02}/\partial T \neq 0$ даже в точке спонтанного перехода — при $T = T_{SR}$ $\partial v_{02}/\partial T \approx 0,5$ ГГц/К. Все это означает, что «стартовая» щель, присущая спонтанному переходу, формируется за счет не только прецессионных механизмов [8], но и продольных колебаний намагниченности [1]. Это прямое следствие достаточно высокого значения параметра τ_{SR} , которое для Fe_3VO_6 достигает 0,8. Следует уточнить, что приведенное значение $\partial v_{02}/\partial H$ определено путем линейной экстраполяции полевой зависимости щели из области максимального поля. Это дает величину стартовой щели ≈ 15 ГГц, тогда как полученная экспериментально полевая зависимость щели (см. рис. 2) дает величину $\approx 17,5$ ГГц. Подробное обоснование необходимости этого приема содержится в [4].

Во всех рассмотренных выше случаях индуцированные полем переходы происходят в условиях существенного превышения обменной энергии над энергией анизотропии (приблизительно на 3 порядка). Поэтому здесь отношение $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ в принципе не может превышать единицы, да и то только при $T = T_N$. В ErFeO_3 , оказывается, можно реализовать обратное соотношение обмена и анизотропии. Такая возможность возникает в связи с антиферромагнитным упорядочением эрбия при $T = T_{N2} \approx 4$ К. В этой точке происходит спонтанный комбинированный переход: порядок — порядок в подсистеме железа (обычная плавная переориентация \mathbf{G} , но теперь в плоскости zy) и беспорядок — порядок в подсистеме эрбия (антиферромагнитное упорядочение спинов эрбия по оси z). Вследствие большой одноионной анизотропии эрбия, значительно превышающей энергию $f-f$ -взаимодействия, редкоземельная подсистема приобретает свойства метамагнетика. Поле $\mathbf{H} \parallel c$ вызывает в этой подсистеме

метамагнитный переход, заключающийся в схлопывании магнитных моментов эрбия [12]. На рис. 1,б схематически представлен фрагмент $H-T$ -фазовой диаграммы, соответствующей этому переходу в области температур, где он происходит путем ФП-2. В ErFeO_3 это соответствует интервалу $T_t - T_{N2} = 2,7 - 4$ К (T_t — температура трикритической точки). Для сферического образца в измерениях [3,12] интервал внешнего поля H для указанной области температур составлял 0–4,1 кЭ. Подробное описание высокочастотного эксперимента при этом метамагнитном переходе содержится в работе [3]. Здесь мы лишь напомним, что характерным свойством метамагнетиков является чрезвычайно высокая продольная восприимчивость при исчезающе малой поперечной. Поэтому даже формальное обращение к теории [1] давало основание ожидать соответствующего увеличения щели. В самом деле, как видно на рис. 2, энергетическая щель на линии метамагнитного перехода в сравнительно малом поле возрастает почти в 1,5 раза. Непосредственные измерения высокочастотной восприимчивости дают значение отношения $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} = 7$, причем температурные зависимости $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ и щели v_{0N2} коррелируют даже в деталях. Это является наиболее убедительным свидетельством того, что показанное на рис. 2 приращение щели в поле связано с продольными колебаниями магнитных подрешеток эрбия. В рамках данной работы нас интересуют градиенты щели по полю и температуре вблизи спонтанного перехода. При $T \rightarrow T_{N2}$, $H \rightarrow 0$ они имеют следующие значения: $\partial v_{02}/\partial T = 60$ ГГц/К, $\partial v_{0N2}/\partial H = 4$ ГГц/кЭ. Однако в данном случае нельзя утверждать, что наличие столь больших градиентов щели вблизи $T = T_{N2}$, $H = 0$ является свидетельством адекватного вклада продольных колебаний в величину «стартовой» щели v_{0N2} в этой точке. Указанные градиенты, скорее, возникают только в поле. Заметим, что присущая спонтанной переориентации $\Gamma_{24} - \Gamma_2$ структура перехода (см. рис. 1,б) не меняется при включении поля $\mathbf{H} \parallel a$, тогда как поле $\mathbf{H} \parallel c$ трансформирует спонтанный переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в $\Gamma_{124} - \Gamma_{24}$. Это означает, что последний может реализоваться только в поле (а как иначе, если это метамагнитный переход!). Антиферромагнитно упорядоченный эрбий при этом фактически становится ферромагнетиком с разностью намагниченностей подрешеток в виде z -компоненты ферромагнетизма эрбия. Скорее всего, именно с изменением структуры исходных

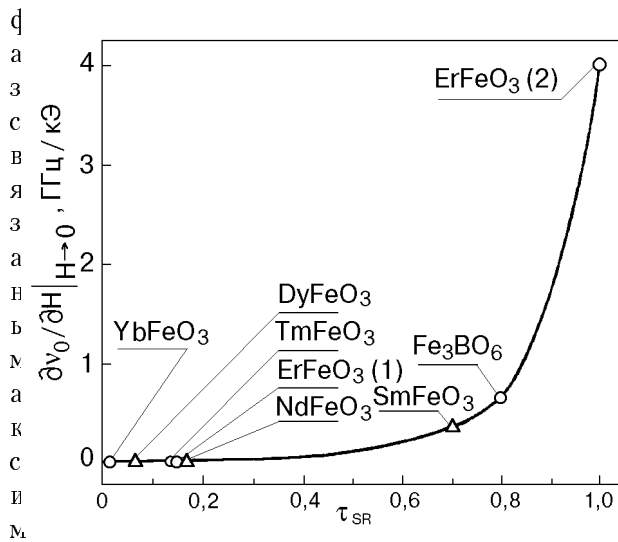


Рис. 3. Значения $\partial v_0/\partial H$ в точках спонтанных переходов в различных соединениях при соответствующих безразмерных температурах $\tau_{SR} = (T_1 + T_2)/2T_N$: измеренные значения (○); ожидаемые (△). Индексы (1), (2) при ErFeO_3 означают, что в первом случае имеется ввиду переход $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в подсистеме железа, а во втором — $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ в подсистеме Эрбия.

градиенты щели по полю и температуре вблизи $T = T_{N2}$, $H = 0$. Что касается вклада продольных колебаний в величину щели при спонтанном переходе, то по логике, изложенной во введении, в точке $T_{SR} = T_{N2}$ он должен соответствовать значению $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} = 1$. Измерения высокочастотной восприимчивости [3] дают в этой точке значение $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} \approx 3$.

На рис. 3 представлена итоговая двумерная диаграмма, которая характеризует эволюцию $\partial v_0/\partial H$ при $H = 0$ с изменением параметра τ_{SR} . Вполне очевидно, что эта диаграмма может быть дополнена и третьей координатой, характеризующей зависимость $\partial v_0/\partial H$ от поля. Но для этого для представленных РЗОФ должны быть проведены высокополевые измерения щели по технологии, реализованной в [1,7] для YFeO_3 и DyFeO_3 . Среди представленных на этой диаграмме соединений только для Fe_3BO_6 выполнены такие измерения [9]. Плавная линия, соединяющая «экспериментальные» точки на рис. 3, может дать представление о величинах $\partial v_0/\partial H$ при $H = 0$, которые следуют ожидать в некоторых других РЗОФ исходя из известных значений (например, в DyFeO_3 , NdFeO_3 , SmFeO_3). В DyFeO_3 и NdFeO_3 , скорее, будет та же ситуация, что и в ортоферритах иттербия, тулия и эрбия, т.е. $\partial v_0/\partial H = 0$. Тогда как в SmFeO_3 вклад продольных колебаний в динамику спонтанной переориентации уже должен быть достаточно ощутимым — с

$\partial v_{02}/\partial H = 0,3$ Гц/кЭ. Это естественно, так как переход $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ здесь происходит при сравнительно большой величине $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$. Из температурной зависимости $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$, полученной в [7], и величины $\tau_{SR} = 0,8$ в SmFeO_3 следует, что здесь отношение восприимчивостей $\approx 0,7$. К сожалению, среди всего набора РЗОФ нет подходящих соединений для заполнения на приведенной диаграмме интервала между NdFeO_3 и SmFeO_3 . В принципе восполнить этот недостаток можно было бы при наличии подходящих изоморфных соединений. Но наиболее очевидным и, возможно, доступным способом получения непрерывного набора является метод взаимозамещения редкоземельных ионов в РЗОФ с одинаковой природой мягкой моды, но с существенно различными температурами спонтанной переориентации (например, Tm^{3+} на Sm^{3+}). Но даже из представленной здесь диаграммы можно с определенной степенью уверенности утверждать, что на современном уровне точности измерений и качества исходного сырья для образцов вклад продольных колебаний в спиновую динамику спонтанной переориентации имеет смысл искать при $\tau_{SR} > 0,5$. С другой стороны, соответствующие эффекты должны быть обнаружены во всех приведенных здесь «низкотемпературных» ортоферритах при индуцировании переходов достаточно сильным полем. Это уже реализовано в DyFeO_3 [7], но эти же эффекты с большой уверенностью можно ожидать и в ортоферритах иттербия, тулия, эрбия и неодима. По фазовой $H-T$ -диаграмме соответствующего соединения можно даже оценить величину необходимого внешнего поля. Так, например, для перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в ErFeO_3 оно должно составлять не менее 60–70 кЭ (см. $H-T$ -фазовую диаграмму в [13]). Только в этом поле следует ожидать величины $\tau_{SR} = T_{IR}/T_N = 0,5$ (T_{IR} — температура индуцированного перехода). И, наконец, из таблицы и рисунков не следует, что большему значению энергетической щели при спонтанном переходе соответствует больший вклад в спиновую динамику переориентации со стороны продольных колебаний. Никакая корреляция между этими величинами в представленных результатах не просматривается. Это свидетельствует о том, что «стартовое» значение щели и ее приращение в поле обусловлены разными механизмами. Они дают аддитивные вклады в спиновую динамику. Конкуренция этих вкладов в некоторой переходной области T и H

может привести к тому, что один из этих вкладов становится неощутимым на фоне другого, который, наоборот, становится преобладающим. Признаки такой конкуренции, с нашей точки зрения, ранее уже наблюдались в YFeO_3 и DyFeO_3 [6]. Здесь при понижении температуры в область $T < 100$ К экспериментальные значения $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ и щелей становятся практически не зависящими от T , тогда как расчет на основе теории [1] предсказывает их дальнейшее уменьшение. Скорее всего при этих температурах решающими в формировании щели становятся прецессионные механизмы [8], а вклад продольных колебаний неощутим на этом фоне. Это согласуется с представленными в данной работе результатами измерений на ортоферритах иттербия, тулия и эрбия, в которых щель также не зависит от температуры в области $T < 100$ К.

4. Заключение

1. Спиновая динамика ориентационных переходов в реальных экспериментальных условиях формируется под действием как прецессии, так и продольных колебаний намагниченности. Соотношение соответствующих вкладов в величины энергетических щелей при спонтанных переходах зависит в основном от статических свойств конкретного соединения и может характеризоваться безразмерным температурным параметром — отношением температуры спонтанного перехода к температуре упорядочения спиновой подсистемы.

2. Соизмеримых по порядку величины вкладов прецессии и продольных колебаний намагниченности в величины энергетических щелей в точках спонтанных переходов следует ожидать при значениях этого параметра $\sim 0,5$. Но в сильном магнитном поле продольные колебания могут играть существенную роль при сколь угодно малом значении данного параметра.

3. Из анализа всей совокупности экспериментальных результатов, представленных в настоящей работе и в [1–10], вытекает актуальная необходимость создания новой, более полной и универсальной теории, описывающей спиновую динамику ориентационных переходов. Вклады прецессии и продольных колебаний намагниченности в спиновую динамику должны быть доминирующими на границах температурной области упорядочения спинов — соответственно при $T \rightarrow 0$ и $T \rightarrow T_N$. При этом для большинства наблюдаемых в эксперименте мягких мод и энергетических щелей в магниторезонансных спектрах придется принять

непривычное утверждение о том, что они не могут быть идентифицированы ни как чисто прецессионные, ни как чисто релаксационные, и уж никак не исключительно спинового происхождения. Более того, мягкие магниторезонансные моды (в классическом понимании), по-видимому, не только никогда не наблюдаются в эксперименте, но в принципе не могут наблюдаться в силу ограничений фундаментального характера (например, из-за спонтанно нарушенной симметрии [14]). Поскольку на практике в точках переориентации всегда имеют место связанные колебания различных подсистем магнетика [8], энергетические щели никогда не обращаются в нуль, даже без учета продольных колебаний.

Работа поддержана Фондом фундаментальных исследований Министерства науки Украины.

1. А. М. Балбашев, А. Г. Березин, Ю. М. Гуфан, Г. С. Колядко, П. Ю. Марчуков, Е. Г. Рудашевский, *ЖЭТФ* **93**, 302 (1987).
2. Н. К. Даньшин, Г. Г. Крамарчук, *ФНТ* **19**, 888 (1993).
3. Н. К. Даньшин, *ФНТ* **20**, 353 (1994).
4. Н. К. Даньшин, Ю. И. Непочатых, В. Ф. Шкарь, *ЖЭТФ* **109**, 639 (1996).
5. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1977).
6. А. Э. Егоян, А. А. Мухин, *ФТТ* **36**, 1715 (1994).
7. А. М. Балбашев, Ю. М. Гуфан, Н. Ю. Марчуков, Е. Г. Рудашевский, *ЖЭТФ* **94**, 305 (1988).
8. В. Д. Бучельников, Н. К. Даньшин, Л. Т. Цымбал, В. Г. Шавров, *УФН* **166**, 585 (1996).
9. В. Э. Арутюнян, К. Н. Кочарян, Р. М. Мартиросян, А. Г. Березин, П. Ю. Марчуков, Е. Г. Рудашевский, *ЖЭТФ* **98**, 712 (1990).
10. С. Н. Барило, А. П. Гесь, А. М. Гурецкий, Н. К. Даньшин, Г. Г. Крамарчук, А. М. Лугинец, М. А. Сдвижков, *ФТТ* **33**, 621 (1991).
11. С. Н. Барило, А. П. Гесь, Н. К. Даньшин, Г. Г. Крамарчук, А. М. Лугинец, М. А. Сдвижков, В. В. Федотова, *ЖЭТФ* **96**, 1921 (1990).
12. Н. К. Даньшин, В. Н. Деркаченко, Н. М. Ковтун, М. А. Сдвижков, *ФТТ* **28**, 2609 (1986).
13. К. R. Belov, A. M. Kadomtseva, N. M. Kovtun et. al., *Phys. Status Solidi (a)* **36**, 415 (1976).
14. Е. А. Тuroв, В. Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).

The contribution of longitudinal vibrations of magnetization to the spin dynamics of spontaneous reorientation

N. K. Danshin and Yu. I. Nepochatych

A comparative analysis of the measured data on soft magnetoresonance modes in weak antiferromagnets with different temperatures of spontaneous reorientation has been carried out. It is shown that the contribution of longitudinal vibrations of magnetization to the energy gap takes place even at zero magnetic field (at spontaneous reorientation) and increases only with increasing temperature.