Июнь 1996 г. **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** *Том 166, № 6*

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Магнитоакустика редкоземельных ортоферритов

В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров

Дан обзор экспериментальных и теоретических исследований по магнитоакустике редкоземельных ортоферритов в области ориентационных фазовых переходов (ОФП). Приводятся температурные и полевые зависимости частот мягких магниторезонансных мод, скорости и затухания звука в окрестности различных ОФП, полученные методами микроволновой и ультразвуковой спектроскопии. Проведен теоретический анализ магнитоакустики ортоферритов в рамках спин-волнового приближения с максимально возможным учетом взаимодействия всех имеющихся подсистем — упорядоченной железной, упругой, парамагнитной редкоземельной и дипольной (электромагнитной). Подробно обсуждаются происхождение энергетических щелей в спектре спиновых волн и изменение закона дисперсии, скорости распространения и затухания ультразвуковых колебаний в точках ОФП. Показано, что наблюдаемые значения энергетических щелей и поведение скоростей звука являются результатом взаимодействия всех указанных подсистем ортоферритов. В большинстве случаев опытные данные хорошо согласуются с теоретическими результатами.

PACS numbers: 43.35.Rw, 75.30.Ds, 75.50.Gg

Содержание

В.Д. Бучельников. Челябинский государственный университет,
454136 Челябинск, Россия
Тел. (351) 242-03-47
Н.К. Даньшин, Л.Т. Цымбал. Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина
Тел. (062) 255-72-26
В.Г. Шавров. Институт радиотехники и электроники РАН,
103907 Москва, Россия
Тел. (095) 203-24-26

Статья поступила 24 июля 1995 г.,
после доработки 9 января 1996 г.

1. Введение

Магнитоупругое (МУ) взаимодействие относится к разряду сравнительно слабых взаимодействий в магнитных кристаллах. Но в некоторых случаях, например, при приближении магнетика к точке ориентационного фазового перехода (ОФП), когда энергия суммарной магнитной анизотропии уменьшается вплоть до нуля (в самой точке ОФП), МУ-взаимодействие может оказаться определяющим для многих свойств магнитоупорядоченных веществ. К исследованию эффектов сильного проявления сравнительно слабого МУ-взаимодействия до сих пор сохраняется неослабевающий интерес. Это относится, в частности, и к динамическому проявлению магнитоупругости — к магнитоакустике магнетиков.

Впервые такой большой эффект влияния МУ-взаимодействия на динамику магнетика наблюдался в 1963 г. в экспериментах Рудашевского и Шальниковой [1], а также Тасаки и Ииды [2] на гематите — антиферромагнетике с анизотропией типа "легкая плоскость". При исследовании зависимости низкочастотной моды антиферромагнитного резонанса (АФМР) ω_0 от магнитного поля H, лежащего в плоскости базиса, авторы обнаружили при приближении к точке ОФП по полю H ($H \to 0$) большой дополнительный вклад в частоту ω_0, обусловленный

МУ-взаимодействием:

$$\omega_0^2 = \omega_0^{*2} + \omega_\Delta^2 .$$

Здесь ω_0^* — обычный вклад магнитной анизотропии и магнитного поля. Так как анизотропия в плоскости базиса в гематите практически отсутствует, то для него

$$\omega_0^{*2} = g^2 H(H + H_\mathrm{D}) ,$$

H_D — поле Дзялошинского, g — фактор спектроскопического расщепления. Второе (дополнительное) слагаемое представляет собой магнитоупругую щель в спектре квазимагнонов [1 – 5]. Для легкоплоскостных антиферромагнетиков оно выражается через эффективные поля однородного обмена и магнитострикции:

$$\omega_\Delta = \omega_\mathrm{E}\omega_\mathrm{me} = g^2 H_\mathrm{E} H_\mathrm{me} .$$

Наряду с эффектом МУ-щели в области ОФП возникает сильная деформация квазифононной ветви, так что при достаточно малых квазиимпульсах k закон дисперсии для этой ветви может измениться с линейного на квадратичный (см. обзор [6] и список литературы в нем). Это в свою очередь приводит к значительному уменьшению скорости звука при подходе к ОФП (в теоретическом пределе до нуля в самой точке ОФП при $k \to 0$).

Появление МУ-щели в спектре квазимагнонной ветви колебаний вблизи ОФП связано с антифазными колебаниями магнитного момента и кристаллической решетки. Аналогом таких колебаний являются оптические колебания решетки. Безактивационным же квазиупругим колебаниям на низких частотах соответствуют синфазные колебания магнитного момента и решетки, аналогом которых служат акустические колебания. Из-за МУ-взаимодействия магноны "утяжеляют" фононы, что и приводит к уменьшению скорости звука. Долгое время считалось, что МУ-вклад в щель спектра спиновых волн в точке ОФП является единственным и потому, несмотря на свою малость, легко доступным для экспериментального определения. Однако в некоторых магнетиках МУ-взаимодействие, как оказалось, не является основным фактором, обусловливающим квазиспиновую щель в точке ОФП. К таковым относятся, например, широко используемые для изучения МУ-эффектов сравнительно сложные магнетики — редкоземельные ортоферриты (РЗОФ).

Наличие в них двух магнитных подсистем с существенно различными свойствами — железной и редкоземельной (РЗ) — в силу их взаимодействия и изменения эффективных констант анизотропии с температурой, полем или упругими напряжениями приводит к целому ряду ОФП. Эти ОФП дали богатую экспериментальную базу для сравнительного изучения эффекта МУ-взаимодействия (особенно при последовательной замене редкоземельных ионов) и построения общей теории явления [6]. Конкретно для РЗОФ детальный расчет связанных колебаний был предложен в [7], но с учетом лишь двух подсистем — железной и упругой. Однако полученные в этой работе количественные оценки величин МУ-эффектов не соответствовали опытным данным. И каждое новое обращение к данной проблеме, как правило, было связано с дополнительными экспериментальными результатами, которые не удавалось согласовать с достигнутыми теоретическими представлениями в этой области. Обобщением такого переосмысления сложившихся представлений и является предлагаемый обзор, хотя и он, безусловно, не ставит последнюю точку в понимании этого многогранного в проявлениях и важного в практическом отношении явления.

Комплексные экспериментальные исследования динамики магнетиков в области ОФП, выполненные в последние годы на ряде РЗОФ, позволили сделать новые выводы относительно роли, которую играют в ее формировании МУ-эффекты (см., в частности, [8 – 19]). Стало ясно, что само по себе наличие активации в спектре магнонов в точках ОФП второго рода не является достаточным аргументом для вывода о решающем вкладе в этот эффект динамического взаимодействия упругих и спиновых колебаний. Скорее, как будет видно из дальнейшего, можно утверждать, что экспериментально наблюдаемые энергетические щели в спектрах мягких мод магнитного резонанса нельзя отождествлять с магнитоупругой щелью, т.е. только с воздействием упругой подсистемы на магнитную (как это полагалось в [7]). На деле оказалось, что, кроме прогнозируемого теорией [7] еще и дипольного вклада в величину измеряемой щели, в РЗОФ, как правило, требуется учет ряда дополнительных взаимодействий. Стало также ясно, что имеются существенные расхождения теории и эксперимента в поведении скорости звука в области ОФП (в величине ее изменения). До недавнего времени во всех экспериментальных работах [20 – 24, 12] наблюдалось незначительное (по сравнению с требованиями теории [7]) уменьшение скорости звука в окрестности ОФП различных ортоферритов: от 0,1 до 3 %. И лишь в работах [14, 15] в ортоферрите эрбия вблизи низкотемпературной точки ОФП (~ 4 K) впервые было обнаружено гигантское для РЗОФ уменьшение скорости звука, составляющее 25 %. Этот факт явился окончательным стимулом для пересмотра существовавших теоретических представлений по магнитоакустике ортоферритов. Современный подход к этой проблеме состоит в том, что для полного описания спектра связанных колебаний РЗОФ необходим учет четырех подсистем магнетика: магнитоупорядоченной железной, упругой, парамагнитной редкоземельной и дипольной (или электромагнитной) [25 – 29]. Важность учета влияния парамагнитной редкоземельной подсистемы (без МУ-связи) на спектр спиновых колебаний была ранее показана в ряде работ (см., например, обзор [30] и список литературы в нем). Сказанное можно суммировать выводом о том, что активация квазимагнонов (частотная щель) и изменение закона дисперсии квазифононов в точках ОФП является своеобразной результирующей мерой динамических взаимодействий указанных колебательных подсистем. Этот вывод сделан для РЗОФ, но может быть распространен и на другие сложные упорядоченные магнетики. Однако, к сожалению, не существует экспериментально доступного теста, позволяющего адекватным образом выделить из абсолютного значения измеряемой щели МУ-вклад на фоне внешне схожих по проявлению вкладов иной природы. Наша задача состоит в том, чтобы оценить в наблюдаемых эффектах роль МУ-взаимодействия с максимальным учетом как формирующих, так и маскирующих его факторов. Более общая цель заключается в выяснении предсказываемого теорией [6, 7, 25 – 29] взаимного влияния рассматриваемых подсистем. Уместно заметить, что в теории было использовано обычное условие постоянства модулей намагниченности подрешеток: $\mathbf{M}_n^2 = M_0^2 = \text{const}$ ($\mathbf{M}_n$ — намагниченность n-й подрешетки, $M_0 = |\mathbf{M}_n|$). Между тем, сейчас уже имеется ряд теоретических и экспериментальных работ (см., например, [31–34]), в которых отход от этого условия приводит к возникновению релаксационных мод, которые также дают вклад в величины наблюдаемых щелей. Эта теория апробировалась и получила подтверждение в экспериментах субмиллиметрового диапазона волн на $YFeO_3$, $DyFeO_3$, Fe_3BO_6 в области ОФП, подчеркнем, индуцированных сильным магнитным полем. Ограничимся упоминанием этих работ только для иллюстрации того, что изначальные допущения (в данном случае о роли продольной восприимчивости в сильном магнитном поле и при высоких температурах) могут привести к дополнительному вкладу в щели. Мы вернемся к более подробному анализу механизма формирования щелей, предложенного авторами работ [31–34], в разделе, посвященном обсуждению результатов, чтобы показать, что он вовсе не является альтернативным (как считалось до последнего времени) по отношению к механизмам, представленным в данном обзоре. В дальнейшем традиционно будем считать, что магнитные подрешетки насыщены в области рассматриваемых температур переориентации, и продольными колебаниями намагниченностей можно пренебречь.

1.1. Объекты исследования

Остановимся на некоторых общих сведениях об объектах исследования. Характерным для РЗОФ (пространственная группа D_{2h}^{16}) является наличие двух магнитных подсистем — редкоземельной и железной. Магнитная d-подсистема ионов железа в РЗОФ при $T = T_{\mathrm{N1}} \lesssim 620-740$ K упорядочивается в неколлинеарную антиферромагнитную четырехподрешеточную структуру. Из соответствующих ей двух оптических (~ 500 см$^{-1}$) и двух акустических (~ 10 см$^{-1}$) ветвей колебаний нас в дальнейшем будут интересовать только последние — низкочастотные. В такой двухподрешеточной модели магнитная структура железа соответствует неприводимому представлению $\Gamma_4(G_x, F_z)$, где G_x, F_z — соответственно компоненты векторов антиферромагнетизма $\mathbf{G} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ и ферромагнетизма $\mathbf{F} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$. Одна из акустических ветвей возбуждается однородным высокочастотным (ВЧ) полем $\mathbf{h} \perp \mathbf{F}$ (квазиферромагнитная, или σ-мода), а вторая — полем $\mathbf{h} \parallel \mathbf{F}$ (квазиантиферромагнитная, или γ-мода). Их частоты зависят от анизотропии, соответственно, в **ac** (xz) и **ab** (xy) плоскостях кристалла [35] (направления осей кристалла **a**, **b**, **c** соответствуют координатным осям x, y, z). Ионы f-подсистемы редкоземельных ионов при температурах $T > 10$ K (или при еще более низких T) находятся в парамагнитном состоянии. Прямые электронные переходы внутри основного мультиплета обнаружены во многих РЗОФ и широко изучаются методом субмиллиметровой спектроскопии [30]. Это обычный ЭПР в эффективном поле железа и кристаллическом поле. Кроме прямых электронных переходов (R), существует еще одна резонансная ветвь (r), по симметрии совпадающая с σ-модой АФМР на упорядоченном железе. Поскольку РЗ-ионы испытывают наведенное железом упорядочение, резонансные РЗ-моды можно рассматривать как коллективные колебания внутри парамагнитной f-подсистемы и в принятом приближении также описать двухподрешеточной моделью с соответствующими векторами ферро- и антиферромагнетизма $\mathbf{f} = (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)/2$ и $\mathbf{c} = (\boldsymbol{\sigma}_1 - \boldsymbol{\sigma}_2)/2$, где $\sigma_{1,2}$ — средние значения матриц Паули подрешеток редкоземельных ионов. В итоге полный спектр магнитных колебаний состоит из четырех ветвей, две из которых (σ, γ) обусловлены колебаниями d-подсистемы, а остальные две (R,r) — колебаниями f-подсистемы [36, 37].

Характерной особенностью рассматриваемых соединений, как отмечалось, является существование в них разнообразных ОФП, обусловленных анизотропным зависящим от температуры d–f-взаимодействием [38]. Наиболее распространена спиновая переориентация типа

$$\Gamma_4(G_x, F_z) \to \Gamma_{24}(G_{x,z}, F_{x,z}) \to \Gamma_2(G_z, F_x)\,,$$

при которой происходит плавный поворот векторов **F** и **G** в плоскости **ac** кристалла. Интервал температур, в котором происходит переориентация, как правило, составляет ~ 10 K, а его границы при температурах T_1, T_2 являются точками фазовых переходов второго рода (для определенности в обозначениях будем считать $T_1 > T_2$, при температурах $T_{\mathrm{N1}} > T > T_1$ имеет место фаза Γ_4). Такая переориентация реализуется в РЗОФ тулия, эрбия, иттербия, самария, ниодима и с некоторыми особенностями в $HoFeO_3$. В $ErFeO_3$ и $HoFeO_3$ происходит также ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$. Заметим, что поскольку энергия обмена d–d на три порядка превышает энергию взаимодействий d–f и f–f, допущение о насыщенности магнитной подсистемы железа в области температур переориентации $T_1, T_2 \sim 100$ K выглядит вполне обоснованным.

В окрестности ОФП мягкой может быть как железная, так и РЗ-мода. В случае переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ — это, соответственно, σ- или r-мода. Все зависит от исходного соотношения частот колебаний d- и f-подсистем, что в свою очередь определяется индивидуальными особенностями конкретного редкоземельного иона [36, 37]. Вопреки первоначальным представлениям оказалось, что ситуация не зависит от того, является ли РЗ-ион крамерсовским или некрамерсовским (соответственно, с нечетным или четным числом 4f-электронов), так как аналогично низкочастотным переходам внутри основного дублета крамерсовских ионов у некрамерсовских могут реализовываться квазидублеты с низкими частотами переходов. Вблизи переориентации из-за пересечения и сильного взаимодействия резонансных ветвей в разных ортоферритах мягкой может быть как f-, так и d-мода. И вообще, разделение мод на железные и редкоземельные в условиях, когда их частоты близки, а симметрии колебаний совпадают, является в значительной мере условным. Можно лишь говорить о превалирующем вкладе в наблюдаемые эффекты одной или другой магнитной подсистемы. Важно отметить, что хотя РЗ-ионы находятся в парамагнитном состоянии, они подчас играют решающую роль в формировании динамики магнетиков в области ОФП.

Итак, наличие во всем ряде исследованных РЗОФ однотипных переходов $\Gamma_4 - \Gamma_{24} - \Gamma_2$ позволяет на основе изученных особенностей наблюдаемых акустических аномалий, величин щелей, характера спектра мягких магнонных мод и пр. провести сравнительный анализ динамических свойств вблизи этих ОФП, изучить влияние на них различных факторов, оценить реальную роль МУ-взаимодействия в формировании щели магнонного спектра. Для изучения МУ-эффектов наибольший интерес представляют эксперименты, в которых на одном и том же РЗОФ исследуется как магнонная, так и фононная ветви колебаний. С учетом этого в работе подробно анализируются экспериментальные результаты, относящиеся к четырем ортоферритам, в которых при ОФП $\Gamma_2-\Gamma_{24}-\Gamma_4$ изучался магнитный резонанс и аномалии ультразвука, т.е. к $ErFeO_3$, $YbFeO_3$ (с крамерсовскими f-ионами) и $TmFeO_3$, $HoFeO_3$ (с некрамерсовскими). Для полноты приведены также результаты высокочастотных измерений $NdFeO_3$ и $SmFeO_3$, в которых исследована пока только спиновая ветвь колебаний.

1.2. Методика эксперимента

Подчеркнем важную методическую особенность экспериментов. Основные результаты в них получены при спонтанных переходах по температуре. Это, во-первых, избавляет от необходимости всякий раз размышлять о вкладе магнитного поля в наблюдаемые эффекты и в известной степени оправдывает пренебрежение возрастающей в сильном поле продольной восприимчивостью [31–34]. Во-вторых, при температурных ОФП упрощается сопоставление опытных данных с развитой теорией и с широко цитируемыми результатами субмиллиметровых экспериментов [30], полученными также при спонтанных переходах. В-третьих (и это, пожалуй, главное), данная методика лишена неприятной особенности полевых экспериментов, которая заключается в том, что поле может исказить исходную магнитную структуру фаз и завысить значения измеряемых щелей (даже при малых его отклонениях от осей кристалла) в точках индуцированных ОФП [39, 40]. Прямой метод восстановления спектров мягких магнонных и фононных мод в окрестности ОФП путем записи сигналов при сканировании температуры оказался наиболее продуктивным и удобным для сравнения опытных данных с теорией. Однако всегда, когда это представляло интерес, проверялось влияние магнитного поля (фиксированного или сканирующего) на результаты измерений, полученные при спонтанных ОФП.

Резонансные эксперименты проводились на широкополосном (14–79 ГГц) спектрометре прямого усиления. Сигналы поглощения записывались на фиксированных частотах при сканировании температуры (магнитного поля). По совокупности таких записей строились соответствующие зависимости частоты мягкой моды магнитного резонанса. Поляризация высокочастотного магнитного поля **h** выбиралась в соответствии с симметрией колебаний.

Акустические исследования выполнены на импульсном ультразвуковом спектрометре. Звуковые колебания возбуждались резонансными пьезопреобразователями из ниобата лития. Частота этих колебаний менялась в пределах $\nu = \omega/2\pi = 25-250$ МГц. Относительные изменения скорости звука проводились фазочувствительным методом. Поляризация вектора смещения поперечной ультразвуковой волны **u** определялась симметрийными условиями возбуждения активных ультразвуковых мод, связанных с мягкими магнонными модами. Для удобства сопоставления результатов измерений на разных РЗОФ выбиралась активная волна, распространяющаяся вдоль оси **c**. Например, для ОФП $\Gamma_2-\Gamma_4$ — с волновым вектором звука $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ (хотя активной является и поперечная волна с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{u} \parallel \mathbf{c}$).

Использовались монокристаллические образцы: для резонансных измерений — сферы диаметром $\approx 0{,}8$ мм, для ультразвуковых — цилиндры (диски) с закругленными краями диаметром ≈ 4 мм и толщиной 1,5–6 мм.

2. Экспериментальное исследование динамики редкоземельных ортоферритов в окрестности ориентационных фазовых переходов

2.1. Магнитоакустика при переориентации $\Gamma_2-\Gamma_4$ в редкоземельных ортоферритах с крамерсовскими редкоземельными ионами

С точки зрения современных представлений рассмотрение динамических эффектов в окрестности ОФП логично было бы начать с $TmFeO_3$, содержащего некрамерсовский f-ион. У него в силу соотношения $v_\sigma < v_R$ мягкой в окрестности перехода $\Gamma_2-\Gamma_4$ должна быть σ-мода АФМР на железе, что в известном смысле является наиболее простой ситуацией. В этом случае с большим основанием можно игнорировать влияние РЗ-подсистемы на спектр связанных колебаний и привлекать для анализа экспериментальных данных традиционную теорию [7]. Однако последняя, как известно, в конкретных расчетах была ориентирована на $ErFeO_3$, т.е. на ортоферрит с крамерсовским РЗ-ионом. Заметим, что выбор ортоферрита эрбия для апробации теории [7] не был удачным. Но именно безуспешные попытки объяснить полученные в дальнейшем опытные данные на ряде ортоферритов с крамерсовскими f-ионами с помощью существующей теории и послужили основным толчком для ее пересмотра. Наиболее интересные и многочисленные эффекты проявления РЗ-подсистемы в статических и динамических свойствах спиновой переориентации обнаружены в $ErFeO_3$, с которого мы и начнем изложение экспериментальных результатов.

2.1.1. $ErFeO_3$. Уникальность этого ортоферрита заключается в том, что он — один из немногих, в котором, кроме упорядочения железа в области $T \approx 600$ K, при $T \approx 4{,}1$ K происходит упорядочение и РЗ-ионов. При этом эрбий из парамагнитного переходит в антиферромагнитное состояние [38] не под действием магнитодипольного d–f-взаимодействия (которое, безусловно, также имеет место), а в результате возрастания f–f-обмена при понижении температуры. В целом в антиферромагнитной структуре железа при уменьшении T происходят три спонтанных ОФП второго рода: два высокотемпературных перехода — $\Gamma_4-\Gamma_{24}$ при $T_1 \approx 100$ K и $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ при $T_2 \approx 90$ K и один низкотемпературный — $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ при $T_3 = T_{N2} \approx 4{,}1$ K. Особенностью последнего фазового перехода является его комбинированная природа. Упорядочение эрбия сопровождается переориентацией железа в плоскости **bc**, т.е. для РЗ-подсистемы — это переход типа упорядочения ("беспорядок–порядок"), а для подсистемы железа — типичный ОФП ("порядок–порядок"). Эта особенность, как будет видно из дальнейшего, играет исключительную роль в формировании динамики РЗОФ эрбия в области T_3.

Приведенные для $ErFeO_3$ расчеты спектра АФМР и температурных зависимостей изменения скорости звука в окрестности переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ с учетом МУ-связи [7] показали, что в случае отсутствия дипольного взаимодействия в точках ОФП второго рода скорость активной поперечной акустической моды должна обращаться в нуль, а щель в спектре квазимагнонов составлять $\sim 0{,}1$ ГГц. Но для всех исследованных к настоящему времени РЗОФ реально наблюдаемые величины совершенно иные: изменение скорости звука в лучшем случае достигает нескольких процентов, тогда как частотные щели составляют десятки ГГц.

Первые исследования спектра АФМР $ErFeO_3$ (методом комбинационного рассеяния света [41]) обнаружили мягкую σ-моду, но дали, как теперь ясно, завышенное значение щели: ≈ 150 ГГц. При этом переходы $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_{24} - \Gamma_4$ по температуре не разрешались. Все это, по-видимому, обусловлено относительной грубостью указанной методики. Более детальные сведения о магнитном спектре колебаний $ErFeO_3$ были получены методом субмиллиметровой спектроскопии [30, 42]. Теоретическая обработка этих данных показала, что магнитный резонанс на частотах $\nu \leqslant 3\ \text{см}^{-1}$ должен быть обусловлен мягкой РЗ-модой. Эксперименты с целью обнаружения этих мягких мод в миллиметровом диапазоне волн были предприняты в [15, 18]. Результаты этих измерений приведены на рис. 1а. Мягкая резонансная мода в обычном виде наблюдается только в окрестности перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$. Соответствующая ей частотная щель в точке $T_2 \approx 90$ K составляет приблизительно 25 ГГц. На верхней границе переориентации при $T_1 \approx 100$ K регистрируется одиночная широкая линия поглощения во всем исследованном диапазоне частот, и, следовательно, определить активацию магнонов здесь не представляется возможным.

Первые ультразвуковые исследования при спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в $ErFeO_3$ были предприняты в работах [20–22]. Максимальное уменьшение скорости s активной поперечной звуковой волны на границах переориентации T_1, T_2 было зафиксировано в [20] и не превышало 0,3 %. На рис. 1б, в представлены результаты последних измерений [15, 18, 19]. Как видно, аномалии относительного изменения скорости $\Delta s/s$ и изменения коэффициента затухания $\Delta\gamma$ активной акустической моды носят выраженный квазирезонансный характер и асимметричны относительно точек ОФП T_1 и T_2. Хотя здесь максимальное измеренное относительное изменение скорости звука почти на порядок выше полученного ранее [20] (что, скорее всего, обусловлено качеством монокристаллов), оно все равно не превышает 2 % и никак не стремится к 100 %. Величина изменения коэффициента затухания звука при этом не превышает 15 дБ см$^{-1}$. Ширина особенности при T_2 превышает таковую при T_1. Во внешнем магнитном поле, ориентированном вдоль осей **a** или **c**, как известно, должен индуцироваться лишь один из ОФП: $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ или $\Gamma_{24} - \Gamma_4$, соответственно. Это и наблюдается в эксперименте. Отметим лишь, что в $ErFeO_3$ в обеих экспериментальных ситуациях акустические аномалии резко ослабевали с увеличением H [19, 21] и наблюдались лишь до $H \leqslant 6$ кЭ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ и до $H \leqslant 3$ кЭ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (рис. 2). Отсутствие сдвига сигналов по температуре в соответствии с известной фазовой $H - T$-диаграммой в данном случае, по-видимому, обусловлено погрешностями в геометрии эксперимента.

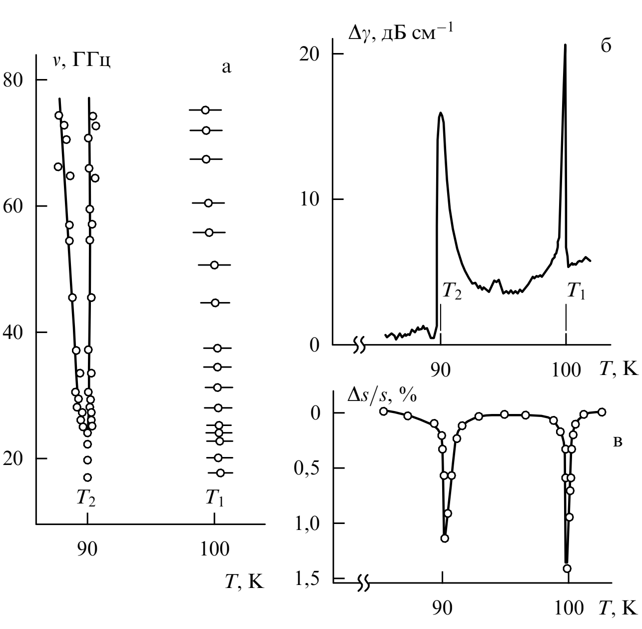

Рис. 1. Температурные зависимости частоты мягкой моды магнитного резонанса (а), изменения коэффициента затухания $\Delta\gamma$ (б) и относительного изменения скорости $\Delta s/s$ (в) активного поперечного звука при спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в $ErFeO_3$; T_1 — температура ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$, T_2 — температура ОФП $\Gamma_{24} - \Gamma_2$.

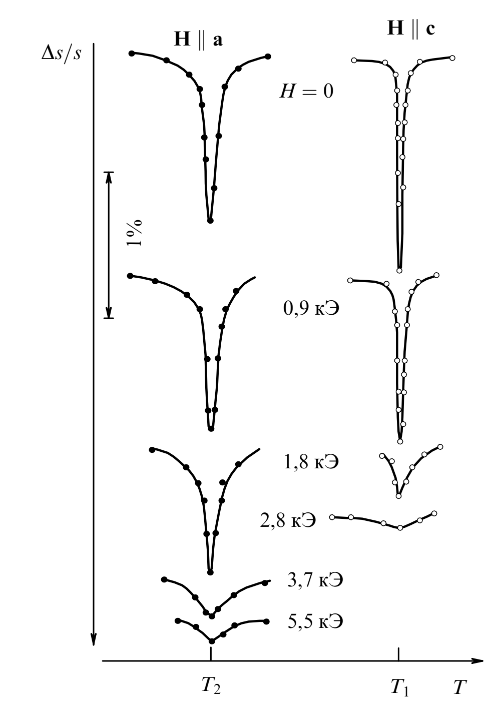

Рис. 2. Температурные зависимости относительных изменений скорости активной поперечной звуковой моды $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ в области ОФП при $T = T_1$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ и при $T = T_2$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ в $ErFeO_3$. Зависимости для кривых поглощения аналогичны.

2.1.2. $YbFeO_3$. Ортоферрит иттербия среди исследованных РЗОФ имеет самую низкотемпературную область переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ [12]. Особенностью ОФП в $YbFeO_3$ является то, что поляризация магнитных моментов ионов Yb^{+3} в фазе Γ_2 описывается не одним, а двумя неприводимыми представлениями: Γ_2 и Γ_8 [43]. Появление примеси фазы Γ_8 связано с существенным возрастанием f–f-взаимодействия при понижении температуры. Хотя это в явном виде не проявляется в экспериментах [12], тенденция к обменному упорядочению РЗ-ионов должна способствовать проявлению их свойств как самостоятельной системы коллективных колебаний.

При исследовании резонансных свойств $YbFeO_3$ в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах волн [44] были обнаружены γ- и σ-моды АФМР железа и ряд ветвей ЭПР, в том числе обусловленные прямыми электронными переходами внутри основного дублета крамерсовского иона Yb^{+3}. Как и следовало ожидать, соотношение частот f- и d-подсистем здесь оказалось таким ($\nu_{\gamma,\sigma} > \nu_{R,r}$), что мягкой в области ОФП должна быть РЗ-мода. Однако в этих опытах она не была зарегистрирована, а имеющая симметрию мягкой при переходе $\Gamma_2 - \Gamma_4$ σ-мода железа, будучи ограниченной лежащими ниже по частоте РЗ-модами, проявляла лишь незначительные аномалии в окрестности ОФП. Поэтому, ставя перед собой задачу обнаружения мягкой резонансной моды в области $\nu < 3$ см$^{-1}$, авторы [45] фактически знали ее природу. Ее редкоземельное происхождение следует из проведенных в дальнейшем расчетов полного спектра магнитных колебаний $YbFeO_3$ [30]. Температурная зависимость резонансных частот этой моды, полученная в работе [45], показана на рис. 3. Здесь же в результате специальных поляризационных измерений было установлено, что интенсивность линий поглощения максимальна в условиях $\mathbf{h} \perp \mathbf{F}$. Это подтверждает тот факт, что мы имеем дело именно с магниторезонансной модой, имеющей симметрию мягкой при ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_4$ [46]. Указанное условие соответствует поляризациям $\mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$ при записи поглощения соответственно в окрестности переходов $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_{24} - \Gamma_4$. На это мы обращаем внимание в связи с тем, что не всегда поглощение в окрестности ОФП связано с размягчением частоты магнитного резонанса [9, 47]. По совокупности таких записей восстановлена температурная зависимость частоты мягкой моды, представленная на рис. 3 [45]. Температурные границы переориентации $T_1 = 8{,}15$ К и $T_2 = 6{,}85$ К определены по положению минимальных частот (энергетических щелей), которые оказались равными соответственно $\nu_1 = 20{,}2$ ГГц и $\nu_2 = 37{,}5$ ГГц. Ширины резонансных линий в фазах Γ_2 и Γ_4 составляли 5–10 ГГц. Следует заметить, что в абсолютных значениях T_1, T_2 и щелей, измеряемых на образцах из разных партий сырья, обнаруживается незначительный, но ощутимый разброс. Это может быть связано с разным совершенством и технологией получения монокристаллов, наличием примесей, с другими, чаще неконтролируемыми, факторами и, в большей или меньшей степени, присуще всем РЗОФ, в том числе и $YbFeO_3$. Так, в более поздних измерениях $YbFeO_3$ [12] были получены следующие результаты: $T_1 = 7{,}95$ К, $\nu_1 = 21$ ГГц; $T_2 = 6{,}8$ К, $\nu_2 = 38{,}5$ ГГц. В дальнейшем мы будем пользоваться этими значениями параметров ОФП, полагая, что их незначительный разброс не имеет принципиального значения для анализа спектров связанных колебаний. Чтобы не возвращаться к этому вопросу, заметим, что дефекты, неоднородности, примеси и т.п., безусловно, могут быть причиной разброса значений щелей, измеряемых в разных экспериментах, но сопоставление результатов для монокристаллов из различных источников и поликристаллов [48] показало, что они различаются максимум на 20 %.

Упоминавшаяся чувствительность величин щелей к разориентации магнитного поля по отношению к осям кристалла **a** и **c** демонстрируется на рис. 4. Из восстанов-

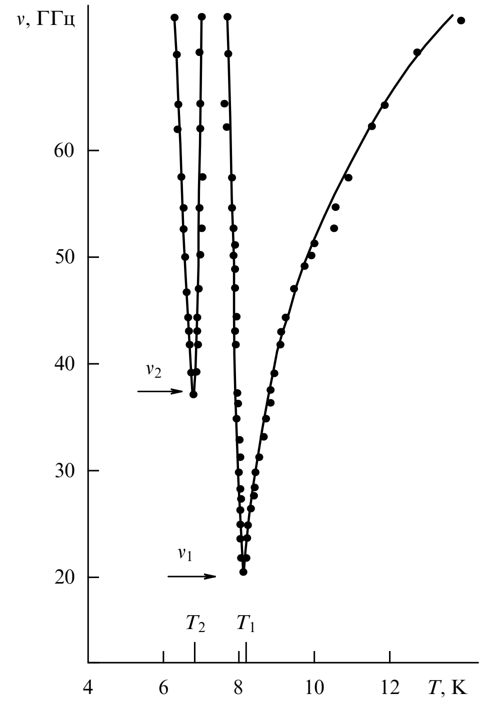

Рис. 3. Температурная зависимость частоты мягкой моды магнитного резонанса при спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_{24} - \Gamma_4$ в $YbFeO_3$, при $\mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$ соответственно для переходов $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_{24} - \Gamma_4$.

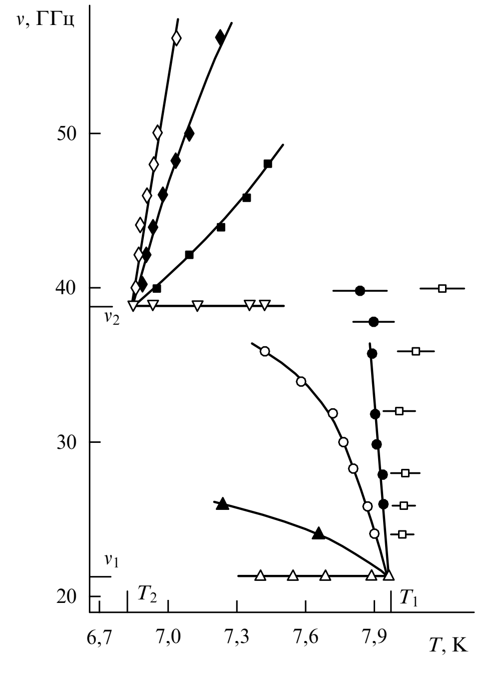

Рис. 4. Температурные зависимости энергетических щелей в $YbFeO_3$ при индуцированных переходах в полях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ (∇) и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (△) и при разориентации поля в плоскости **ac** на различные углы. Отклонение от оси **a**: 1° (■), 3° (◆), 5° (◇); отклонение от оси **c**: 1° (▲), 3° (○), 5° (●), 10° (□).

ленной в [12] фазовой $H-T$-диаграммы следует, что $\partial T_1/\partial H_a = 0{,}091$ К кЭ$^{-1}$, а $\partial T_2/\partial H_c = -0{,}092$ К кЭ$^{-1}$. Это и содержится в приведенных на рис. 4 зависимостях. Для наших целей в дальнейшем будет представлять интерес тот факт, что при точной ориентации поля **H** по осям величина щели в $YbFeO_3$ не зависит от температуры и поля перехода (во всяком случае, до $H \leqslant 6-7$ кЭ).

На рисунке 5 представлены результаты измерений температурных зависимостей относительного приращения скорости звука $\Delta s/s$ и его затухания $\Delta\gamma$ [12]. Несмотря на реализацию в эксперименте длинноволнового приближения ($\nu \ll \nu_{\rm me}$), при изменении частоты звука в диапазоне 50–250 МГц какой-либо частотной зависимости $\Delta s/s$ даже в точках ОФП не обнаружено. Влияние же внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ весьма существенно. В соответствии с ожиданием оно сдвигает переход $\Gamma_{24}-\Gamma_4$ в область более низких температур, но в отличие от ситуации в $ErFeO_3$ значительно увеличивает акустические аномалии (рис. 6). При этом величины $\Delta s/s$ и $\Delta\gamma$ обратимо изменяются практически линейно с полем, достигая при $H \approx 35$ кЭ значений, почти на порядок превышающих соответствующие величины в нулевом поле. При более точной ориентации поля по оси **c** (в результатах на рис. 6 она составляла около 0,5°) удавалось поднять величину аномалий еще на 25 %. Таким образом, на линии индуцированного полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ перехода $\Gamma_4-\Gamma_{24}$ при неизменных энергетических щелях в спектре магнонов (см. рис. 4) наблюдается возрастающее с полем изменение скорости активного звука.

Сравнивая $YbFeO_3$ с другими РЗОФ, можно отметить такую его особенность. При соотношении частот четырех колебательных подсистем $\nu_{\rm r} < \nu_{\rm R} < \nu_\sigma < \nu_\gamma$, характерном для этого ортоферрита, частоты мягкой резонансной r-моды $\nu_{\rm r}$ и мягкой σ-моды АФМР железа ν_σ достаточно далеко отстоят друг от друга. Это имеет место (что как раз и достойно внимания) и в области температур ОФП. В этом случае в отличие, например, от $ErFeO_3$ или, как будет видно ниже, $HoFeO_3$, спиновая динамика в области переориентации $\Gamma_2-\Gamma_4$ в миллиметровом диапазоне волн практически полностью определяется РЗ-ионами f-подсистемы. Поэтому мягкую резонансную моду в $YbFeO_3$ вблизи $\nu \sim \nu_{1,2}$ с наибольшим основанием можно считать именно редкоземельной.

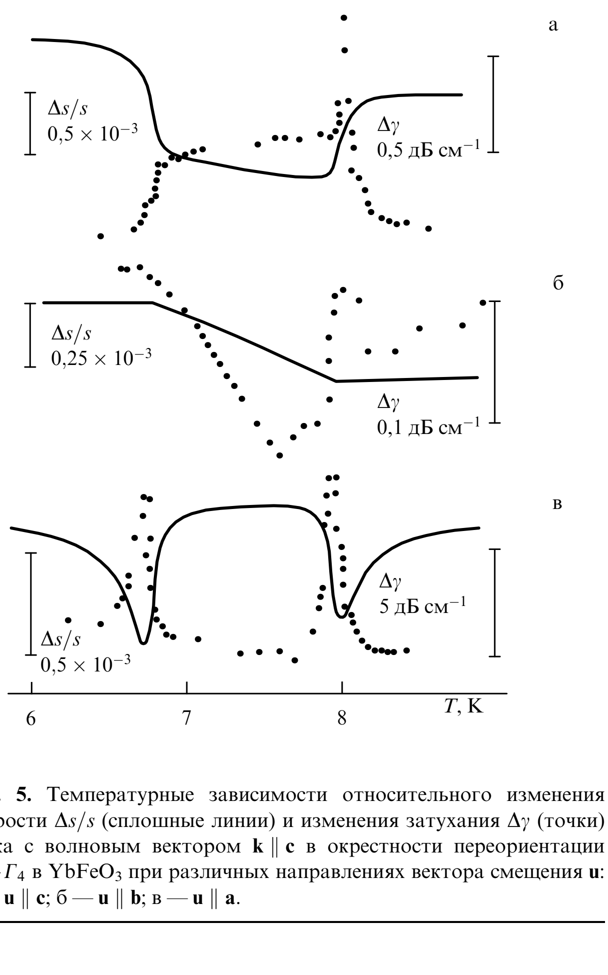

Рис. 5. Температурные зависимости относительного изменения скорости $\Delta s/s$ (сплошные линии) и изменения затухания $\Delta\gamma$ (точки) звука с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$ в окрестности переориентации $\Gamma_2-\Gamma_4$ в $YbFeO_3$ при различных направлениях вектора смещения **u**: а — $\mathbf{u} \parallel \mathbf{c}$; б — $\mathbf{u} \parallel \mathbf{b}$; в — $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$.

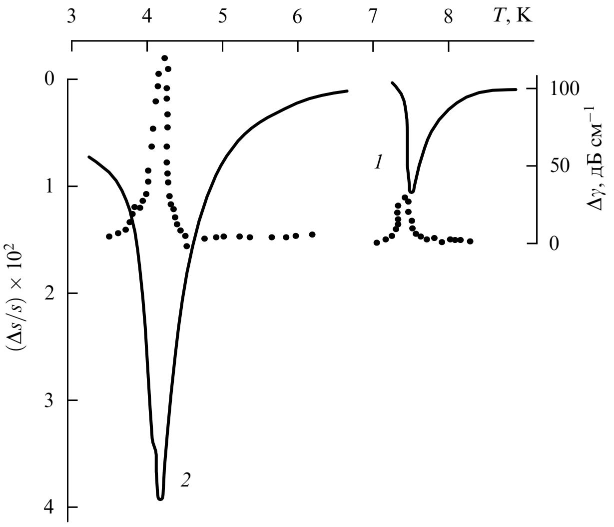

Рис. 6. Температурная зависимость относительных изменений скорости $\Delta s/s$ (сплошная линия) и изменения затухания $\Delta\gamma$ (точки) поперечного звука ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$) в магнитном поле в $YbFeO_3$: *1* — 5 кЭ, *2* — 35 кЭ.

2.1.3. $NdFeO_3$. Хотя на этом ортоферрите ультразвуковые эксперименты не проводились, тем не менее для каких-то выводов о роли МУ-взаимодействия стоит обратиться к имеющимся результатам изучения его магнонной ветви [49]. Это тем более интересно, что температурная зависимость частот магнитного резонанса в $NdFeO_3$, приведенная на рис. 7, обнаруживает выраженную корреляцию с таковой в $ErFeO_3$ (рис. 1а). В самом деле, как и в $ErFeO_3$, здесь мягкая мода в обычном виде наблюдается только на нижней по температуре границе — при переходе $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ в точке T_2. Две сравнительно узкие резонансные линии ($\delta T \approx 8$ К) сближаются по мере уменьшения ν, сливаясь в точке $T = T_2 = 92$ К на частоте энергетической щели $\nu_2 = 56$ ГГц. При этом на верхней границе переориентации $T = T_1 = 155$ К регистрируется только одиночная линия с шириной, почти на порядок превышающей ширины линий поглощения в окрестности T_2. Поэтому щель ν_1 не может быть измерена. Экспериментальные точки при $T = T_2$ на частотах $\nu < \nu_2$ связаны с поглощением от крыльев резонансных линий. Соответствующие сигналы быстро убывают по амплитуде до полного исчезновения при понижении частоты на величину ширины линии и наблюдаются при восстановлении частотно-температурных (частотно-полевых) зависимостей магнитного резонанса во всех РЗОФ.

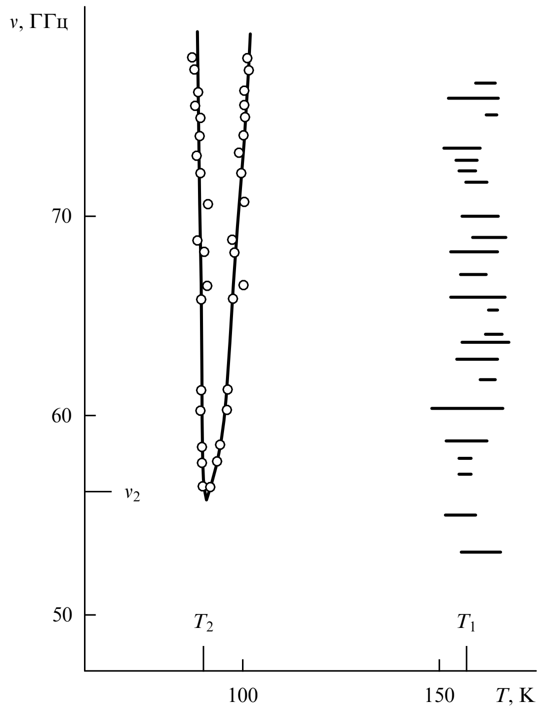

Рис. 7. Температурная зависимость частоты мягкой моды магнитного резонанса при спонтанной переориентации $\Gamma_2-\Gamma_4$ в $NdFeO_3$.

По данным нейтронной спектроскопии [50] расщепление основного крамерсовского иона Nd^{3+} в фазе Γ_2 равно $\nu_R = 120$ ГГц, в то время как частоты σ- и γ-мод АФМР при 300 К составляют соответственно 250 и 500 ГГц [41]. Это давало основание предполагать, что наблюдаемая в $NdFeO_3$ мягкая резонансная мода является редкоземельной [49]. Однако из проведенного здесь анализа следует, что в окрестности T_2 мягкой является железная мода. Температуры границ переориентации $\Gamma_2-\Gamma_4$ близки к $T_{1,2}$ в $ErFeO_3$ и $TmFeO_3$, но существенно различаются по данным разных экспериментов. Последнее обстоятельство, по-видимому, связано с различным качеством образцов, так как монокристаллы $NdFeO_3$ обладают повышенной склонностью к блочному росту. Этим же можно объяснить большую ширину области переориентации. В данном эксперименте она была около 60 К, тогда как, например, в $ErFeO_3$ и $TmFeO_3$ ширина интервала переориентации составляла $\Delta T = T_1 - T_2 \approx$ ≈ 10 К. Блочная структура образца может привести к пространственным флуктуациям плотности анизотропии подобно тому, как это происходит в замещенных ортоферритах [51], имеющих по этой причине сравнительно большие значения ΔT. Ширина резонансных линий δT в $NdFeO_3$ также в 4–5 раз больше, чем в других ортоферритах, причем в окрестностях как T_1, так и T_2. Поэтому можно предположить наличие связи между величинами ΔT и δT.

Экспериментальные оценки параметров взаимодействий f–f и d–f для $NdFeO_3$, в отличие от $ErFeO_3$, отсутствуют. Тем не менее указанные выше корреляции экспериментальных данных в этих ортоферритах (подобие температурных зависимостей частот, сравнительно близкие значения щелей в точке T_2, а также то, что Nd^{3+} и Er^{3+} — оба крамерсовские ионы) позволяют в определенной степени распространить выводы в отношении МУ-взаимодействия в $ErFeO_3$ и на $NdFeO_3$. Что касается экспериментального изучения фононной ветви спектра в $NdFeO_3$, то препятствием к его проведению является отсутствие к настоящему времени качественных монокристаллов с достаточными для традиционной ультразвуковой методики линейными размерами $L \approx 4$–5 мм. Из-за указанной выше тенденции к блочному росту размеры полученных к настоящему времени лучших по качеству (безблочных) монокристаллов [49] составляют $L \approx 1$ мм. Указанные ограничения для ультразвуковых исследований МУ-взаимодействия носят технический характер, тогда как физические условия существования МУ-щели $(L > s/\omega_{me})$, безусловно, были бы удовлетворены и в столь малых образцах [6].

2.1.4. $SmFeO_3$. Этот ортоферрит среди других имеет самый высокотемпературный интервал переориентации: около 450–500 К. Проведенные ранее исследования спектров γ- и σ-мод методом комбинационного рассеяния света [41] дали, как теперь ясно, завышенное значение щели, приблизительно равное 150 ГГц. Причины погрешностей здесь, по-видимому, те же, что и в измерениях на $ErFeO_3$. Непосредственное восстановление спектра мягкой моды в миллиметровом диапазоне волн [51] дало следующие значения границ переориентации и соответствующих щелей: $T_1 = 478$ К, $\nu_1 = 40$ ГГц; $T_2 = 448$ К, $\nu_2 = 35$ ГГц (рис. 8). Поскольку вблизи минимумов частот линии поглощения не удавалось разрешить по температуре из-за их малой интенсивности и большой ширины, энергетические щели получены, как видно из рисунка, экстраполяцией (с погрешностью около ±5 ГГц). Обнаруженный магниторезонансный спектр, по-видимому, является σ-модой АФМР. В пользу этого говорит следующее: 1) ширина резонансных линий составляет приблизительно 15–20 ГГц, что совпадает с данными других экспериментов по исследованию σ-моды; 2) качественное подобие обнаруженной здесь зависимости $\nu(T)$ спектру σ-моды в $TmFeO_3$ (см. ниже) и резкое отличие от температурных зависимостей частот мягких мод в $HoFeO_3$ и $ErFeO_3$ в точке перехода $\Gamma_4-\Gamma_{24}$. Даже в ортоферритах $HoFeO_3$, $ErFeO_3$, $NdFeO_3$, у которых значительно более низкие значения T_1, T_2, не

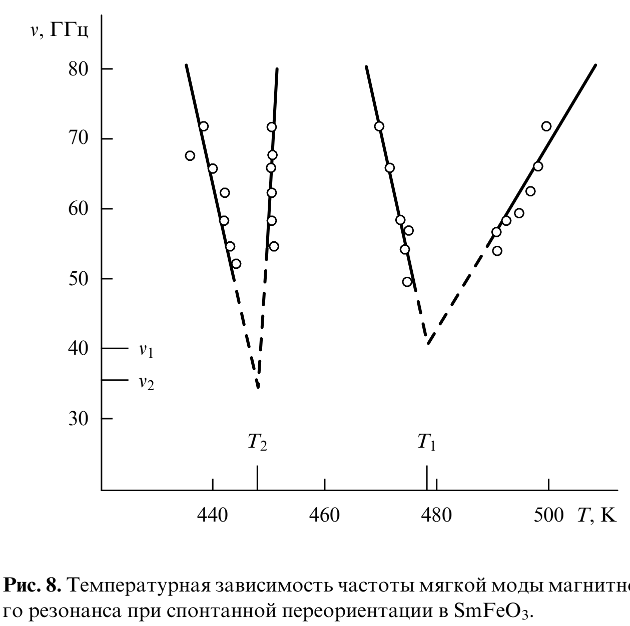

Рис. 8. Температурная зависимость частоты мягкой моды магнитного резонанса при спонтанной переориентации в $SmFeO_3$.

удается обнаружить в окрестности T_2 размягчающийся магниторезонансный спектр в обычном виде (как, например, в $YbFeO_3$). Нет основания ожидать его и в $SmFeO_3$, где ширины линий РЗ-мод должны быть еще большими.

Отметим, что абсолютные значения полученных здесь щелей очень близки к таковым в $TmFeO_3$, где мягкой является σ-мода АФМР железа.

2.2. Особенности магнитоакустики вблизи перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в $ErFeO_3$

Низкотемпературной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в $ErFeO_3$ посвящено, пожалуй, рекордное количество как теоретических, так и, в большей степени, экспериментальных работ. Это связано с уникальностью указанного перехода (см., например, [52]), которая определяется его комбинированным характером. Структура низкотемпературной переориентации в $ErFeO_3$ подробно исследована различными экспериментальными методами, например, путем измерения магнитострикции [52], ЯМР [53, 54], магнитной восприимчивости [55], намагниченности [56] и др. Это явилось необходимой базой для последующих динамических экспериментов. В последнее десятилетие интенсивно изучались высокочастотные свойства этого перехода: магнитный резонанс в промежуточном состоянии [57], высокочастотная восприимчивость [58], диэлектрический [47] и магнитодинамический [9] резонансы, температурные и полевые зависимости энергетических щелей [59] и др. Мягкая резонансная мода, которая нас будет в дальнейшем интересовать, впервые была обнаружена в экспериментах [60], однако температурные зависимости ее резонансных частот детально восстановлены в работе [8].

Результаты этого эксперимента приведены на рис. 9а. Обращают на себя внимание следующие особенности приведенного спектра: выраженная асимметрия по отношению к точке перехода $T_{N2} = 3{,}89$ К и "замораживание" резонансных частот в интервале ~ 1 К при подходе к T_{N2} со стороны высоких температур. Для выяснения вопроса о природе мягкой моды важное значение имеет и тот факт, что с ростом температуры в области $T > T_{N2}$ крутизна зависимости $\nu(T)$ в целом уменьшается.

Значение температуры перехода определено по положению излома на зависимости $\nu(T)$ и совпадает с результатами других независимых измерений, в частности, методом диэлектрического резонанса [47]. Измеренная величина энергетической щели ν_{N2} составляет 26,1 ГГц. Замечено, что абсолютное значение T_{N2} в образцах $ErFeO_3$, приготовленных из разных исходных монокристаллов, может меняться в значительных пределах: 3,5–4,1 К. Например, в ультразвуковых исследованиях $ErFeO_3$ [14, 15], результаты которых приведены ниже, использовались образцы с $T_{N2} = 4{,}1$ К.

Как уже отмечалось, в РЗОФ симметрию мягкой имеет одна d- и одна f-мода. Для дальнейшего важно знать, какая же из этих мод в самом деле размягчается в точке перехода. Из сопоставления экспериментальных результатов, приведенных в [8] и [41], с расчетами [46] сделан вывод о том, что обнаруженная мягкая мода является редкоземельной. В последующее время он был косвенно подтвержден экспериментами и расчетами [42]. При $T < T_{N2}$ переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ может быть индуцирован полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. Температурные зависимости частоты мягкой моды при индуцированных переходах приведены на рис. 10 и характеризуются теми же особенностями, что и

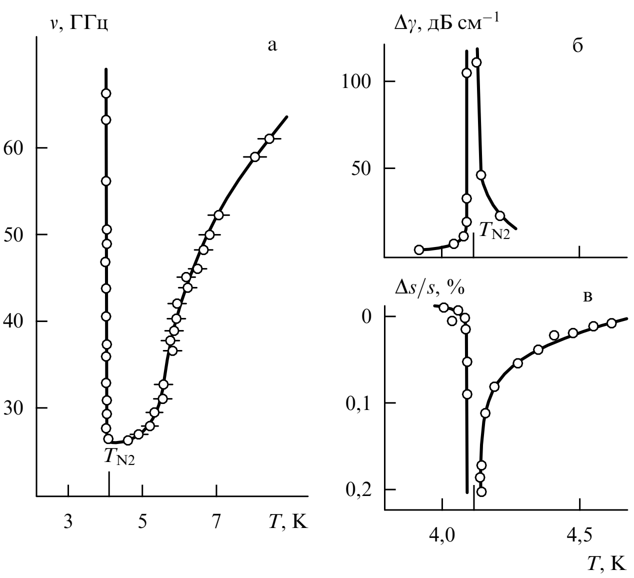

Рис. 9. Температурные зависимости частоты мягкой моды магнитного резонанса (а), изменения затухания $\Delta\gamma$ (б) и относительного изменения скорости $\Delta s/s$ (в) активного звука ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{b}$) при спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в $ErFeO_3$.

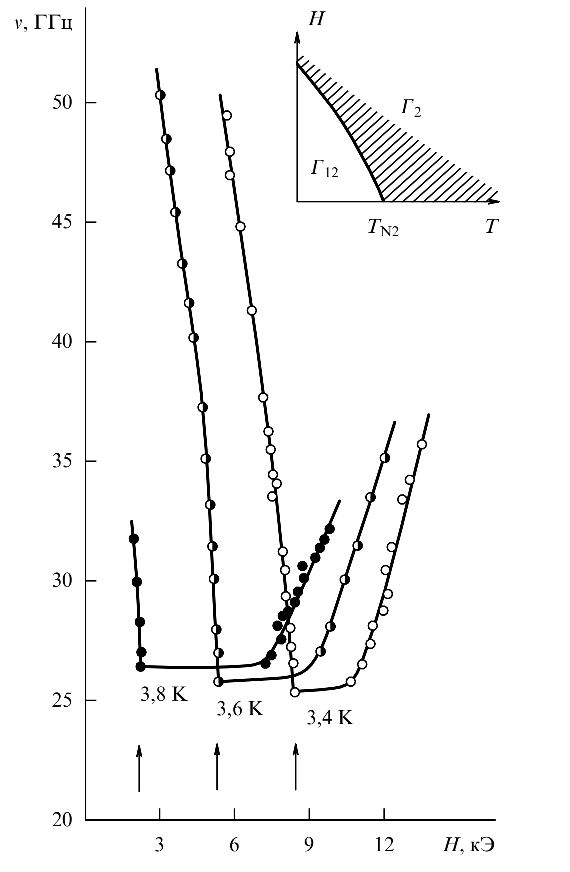

Рис. 10. Частотно-полевые зависимости мягкой резонансной моды $ErFeO_3$ в окрестности переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$, индуцированной полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. Стрелками указаны значения критических полей H_a при соответствующих температурах. На вставке приведена фазовая диаграмма $T-H$ (линия $H_a(T)$ фазовых переходов второго рода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$). Штриховкой обозначена область аномально слабой зависимости частоты от температуры и поля.

при спонтанной переориентации: резкой асимметрией относительно критического поля $H = H_a$ и существованием при $H > H_a$ значительного интервала полей с аномально малой зависимостью частоты от H (см. вставку на рис. 10), который уменьшается с ростом поля.

Фононная ветвь колебаний в окрестности низкотемпературного ОФП экспериментально исследована в [14–19, 61, 62]. В силу симметрии при $T \sim T_{N2}$ активной является поперечная звуковая мода с волновым вектором $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$ и поляризацией $\mathbf{u} \parallel \mathbf{b}$. Как видно из рис. 9б, в, она проявляет гигантские резонансного типа резко асимметричные критические аномалии скорости и затухания звука, не имеющие аналогов ни по величине, ни по форме в окрестности известных ранее ОФП или переходов упорядочения в РЗОФ. При этом уменьшение скорости звуковой волны сопровождается резким возрастанием затухания, вплоть до исчезновения при $T \sim T_{N2}$ сигнала, регистрируемого в эксперименте. Это не позволяет определить полное изменение скорости и затухания в точке $T = T_{N2}$, но даже измеренное уменьшение скорости составляет не менее 20–25 %, а возрастание затухания — более 100 дБ см$^{-1}$.

Характер низкотемпературного ОФП в силу симметрии не должен изменяться при наложении магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, сохраняясь как переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$. Действительно, характер температурных зависимостей $\Delta\gamma$ и $\Delta s/s$ для активной моды при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ сохраняет основные черты этих зависимостей при спонтанном переходе. На рис. 11а представлены зависимости амплитуды A прошедшего через образец звукового сигнала при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{b}$ от магнитного поля при различных T. Видно, что так же, как в случае спонтанного перехода, поглощение проявляет резко выраженную аномалию резонансного типа. С увеличением поля амплитуда и ширина резонансной кривой незначительно уменьшаются. Результаты измерений поглощения звука для продольной акустической моды (рис. 11б) и неактивной поперечной акустической моды в бласти низкотемпературного ОФП показывают, что аномалии в области фазового перехода в такой геометрии существенно (приблизительно на два порядка) меньше, чем для активной моды. Аномалии скорости звука в такой геометрии в пределах точности измерений не зафиксированы.

Таким образом, суммируя результаты исследования критической динамики в $ErFeO_3$ при переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$, можно выделить следующие три наиболее характерные ее особенности.

1) Резкая асимметрия зависимостей $v(T)$, $\Delta s/s(T)$, $\Delta\gamma(T)$ относительно критической температуры T_{N2}. Указанные аномалии, предшествующие спонтанному переходу, имеют место только в фазе Γ_2 $(T > T_{N2})$, тогда как в фазе Γ_{12} $(T < T_{N2})$ они резко исчезают. Подобный вид имеют и зависимости $v(H)$, $\Delta s/s(H)$, $\Delta\gamma(H)$ в случае индуцирования перехода полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$.

2) Чрезвычайно большая величина критических аномалий звука. Ничего подобного ни в одном эксперименте с другими РЗОФ к настоящему времени не обнаружено (обычно амплитуды наблюдаемых аномалий не превышают в лучшем случае нескольких процентов).

3) Частота мягкой моды магнитного резонанса при подходе к критической точке со стороны $T > T_{N2}$ и $H > H_a$ задолго до нее достигает своего минимального значения и остается затем постоянной вплоть до $T = T_{N2}$ или, соответственно, $H = H_a$. В этой же области наблюдаются наиболее значительные акустические аномалии.

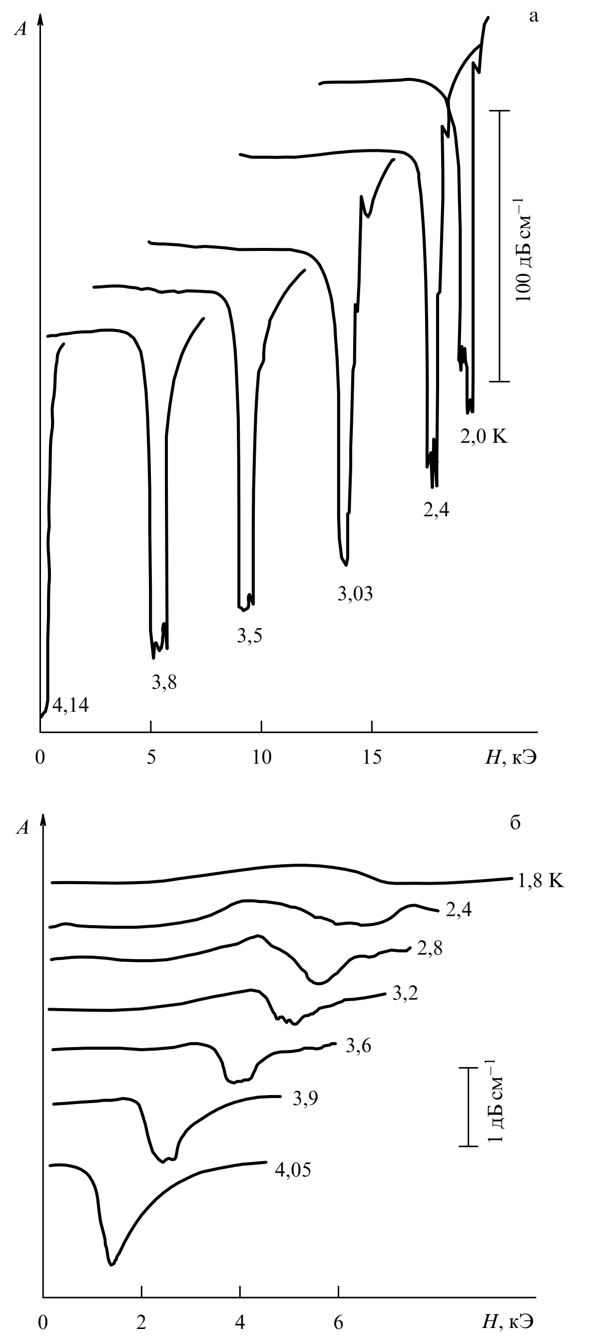

Рис. 11. Низкотемпературный фазовый переход в $ErFeO_3$: (а) изотермы полевых зависимостей амплитуды A, прошедшей через образец активной поперечной звуковой моды $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{b}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\nu = 25$ МГц; (б) изотермы полевых зависимостей продольной акустической моды $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u}$, $\nu = 30$ МГц.

2.3. Магнитоакустика при переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в редкоземельных ортоферритах с некрамерсовскими редкоземельными ионами

2.3.1. $TmFeO_3$. Этот ортоферрит в определенном смысле является антиподом по отношению к рассмотренному выше ортоферриту иттербия. В нем магниторезонансная ветвь в миллиметровом диапазоне волн с наибольшим основанием может считаться σ-модой АФМР железа.

Наиболее убедительно об этом говорят результаты изучения полного спектра магнитных колебаний $TmFeO_3$ [63, 64]. Но исследования АФМР железа в этом ортоферрите начаты ранее, когда еще не подозревали о чрезвычайно важной роли РЗ-ионов в формировании динамики ортоферритов. Был рассчитан спектр мягкой моды АФМР при спонтанном переходе (с учетом только колебательной подсистемы спинов Fe^{3+}) [65] и выполнен ряд экспериментов по изучению высокочастотных свойств этого магнетика при индуцированных переходах (см., например, [39, 65, 66]). Эти работы, однако, из-за неполноты результатов к настоящему времени утратили свое значение, тем более для изучения МУ-взаимодействия. Результаты измерения щелей как резонансными методами [39, 65, 66], так и по рассеянию нейтронов [67] имеют значительный разброс и не могут приниматься в расчет в настоящее время. Поэтому необходимы были новые эксперименты как по измерению спектра мягкой магниторезонансной моды, так и по установлению ее природы. В связи с этим вернемся к работам [63, 64], из которых следует, что в миллиметровом диапазоне волн ($\nu < 3$ см$^{-1}$) может наблюдаться только одна ветвь колебаний, именно σ-мода АФМР железа. Максимальная ее частота даже вдали от перехода ($\nu_\sigma \approx 12$ см$^{-1}$) меньше низших частот прямых переходов внутри основного мультиплета ν_R иона Tm^{3+} на 5 – 6 см$^{-1}$ и в области переориентации, где σ-мода должна быть значительно меньше, чем в других ортоферритах, подвержена динамическому влиянию со стороны f-подсистемы.

В работе [11] σ-мода АФМР была восстановлена с помощью бесполевой методики — путем сканирования температуры на фиксированных частотах. Ее температурная зависимость представлена на рис. 12. Энергетические щели на границах переориентации $T_1 = 92{,}5$ K и $T_2 = 81$ K составляют соответственно $\nu_1 = 41$ ГГц, $\nu_2 = 40$ ГГц. Ширина линий в фазе Γ_2 на частотах 40–50 ГГц составляет приблизительно 6 ГГц.

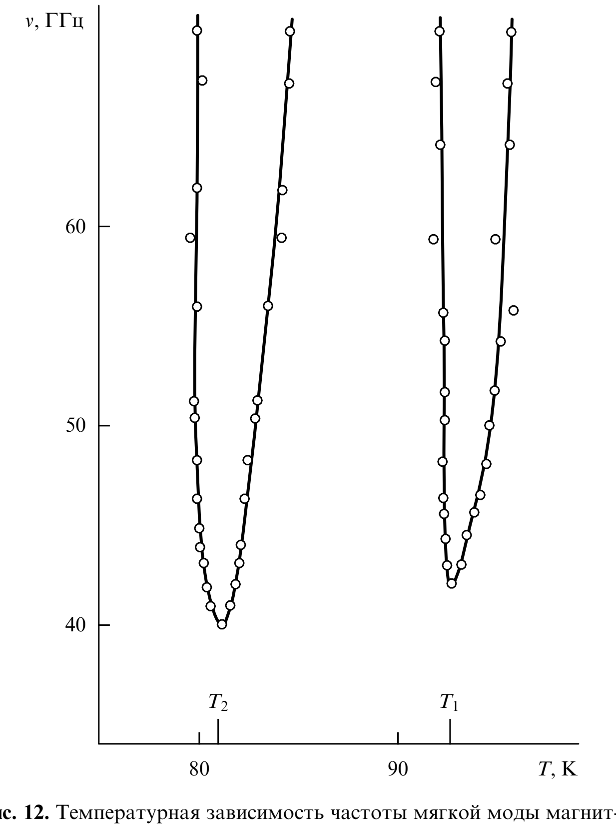

Рис. 12. Температурная зависимость частоты мягкой моды магнитного резонанса при спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в $TmFeO_3$.

Как и в $YbFeO_3$, магнитное поле, достаточно строго ориентированное по **a**-, **c**-осям кристалла, не влияет на величины соответствующих щелей. Например, в поле **H** ∥ **a**, индуцирующем переход $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$, изменение щели $\partial\nu_2/\partial H_a < 0{,}33$ ГГц кЭ$^{-1}$ находится в пределах погрешности измерений. При этом температура перехода растет со скоростью $\partial T_2/\partial H_a = 1{,}23$ K кЭ$^{-1}$.

Фононная ветвь колебаний в $TmFeO_3$ исследовалась в работах [23, 24]. Воспользуемся результатами последней из них как наиболее полными и надежными. Как и прежде, будем интересоваться поведением в окрестности ОФП активной звуковой волны с **k** ∥ **c**, **u** ∥ **a**. Температурные зависимости ее скорости и затухания показаны на рис. 13. Из-за сильного затухания звука при подходе к точкам T_1, T_2 в этих измерениях удалось зарегистрировать изменение скорости звука всего на 2 – 3 %. К другим полученным в этой работе количественным данным обратимся непосредственно при обсуждении результатов в целом.

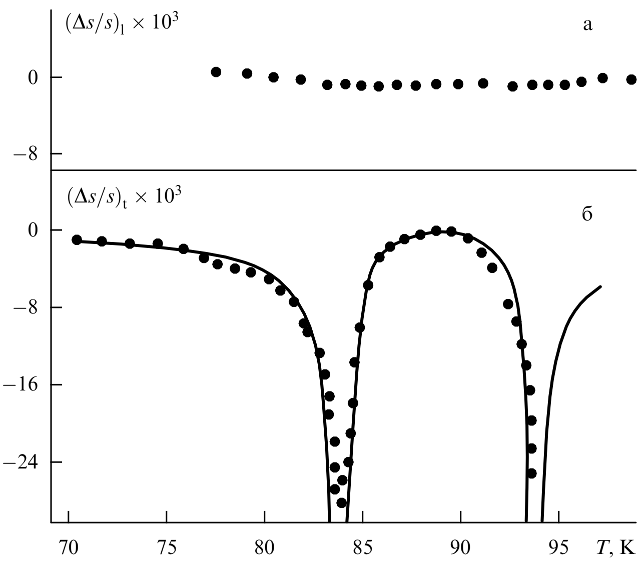

Рис. 13. Температурные зависимости относительных изменений скоростей продольной **k** ∥ **c** ∥ **u** (а) и активной поперечной **k** ∥ **c**, **u** ∥ **a** (б) звуковых волн при спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в $TmFeO_3$ (точки — эксперимент, линия — теория).

2.3.2. $HoFeO_3$. До сих пор мы рассматривали ортоферриты, в которых спонтанная переориентация $\Gamma_2 - \Gamma_4$ происходит путем двух фазовых переходов второго рода: $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_{24} - \Gamma_2$. Ортоферрит гольмия отличается тем, что в нем эта переориентация происходит тремя переходами [68, 69]: $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$, $\Gamma_{24} - \Gamma_{12}$, $\Gamma_{12} - \Gamma_2$ соответственно при $T_1 = 58$ K, $T_2 = 51$ K, $T_3 = 39$ K. С понижением температуры при T_1 вектор **G** (**F**) плавно (как обычно) отклоняется от оси **a** (**c**) и вращается в плоскости **ac** в интервале $T_1 - T_2$. При T_2, не доходя до оси **c** на 10 – 20°, вектор **G** скачком переходит в плоскость **bc** и в ней уже завершает переориентацию, доворачиваясь при T_3 до оси **c**. Вектор **F** в точке T_2 скачком переориентируется к оси **a** и далее явных аномалий не имеет. Измерения в субмиллиметровом диапазоне волн [68, 69] обнаружили ряд принципиальных особенностей динамики $HoFeO_3$ в области ОФП, в частности, сильное взаимодействие между РЗ-модами и АФМР и размягчение резонансных ветвей разной природы. Следует отметить, что наличие необычного поведения субмиллиметрового резонансного спектра в этом ортоферрите было ранее обнаружено в работе [70]. Такая сложная динамика связана с тем, что спектры РЗ и АФМР в процессе переориентации многократно пересекаются [30]. Поэтому представляло особый интерес исследование МУ-волн в условиях сильного взаимодействия d- и f-подсистем.

Сверхвысокочастотные и акустические свойства этого ортоферрита исследованы в экспериментах [13]. На рис. 14 приведены результаты изучения магнитного резонанса в миллиметровом диапазоне волн. По положению линий поглощения определены температуры, соответствующие границам фаз: $T_1 = 58$ K, $T_2 = 51{,}7$ K, $T_3 = 43$ K. Наблюдаемый характер высокочастотного поглощения согласуется с результатами [68, 69], являясь их продолжением в более низкочастотную область. Наличие двух широких максимумов поглощения вблизи T_1 и T_3 в поляризации $\mathbf{h} \parallel \mathbf{a}$ [13, 37] позволяет связать их соответственно с σ- и γ-модой АФМР. Согласно проведенному в [37, 68, 69] анализу, в окрестности T_1 мягкой является РЗ-мода, а в окрестности T_3 — железная мода. То, что активация железной моды при $T = T_3$ не была обнаружена в экспериментах [13], может быть объяснено большим затуханием квазимагнонов из-за влияния неупорядоченной f-подсистемы [69].

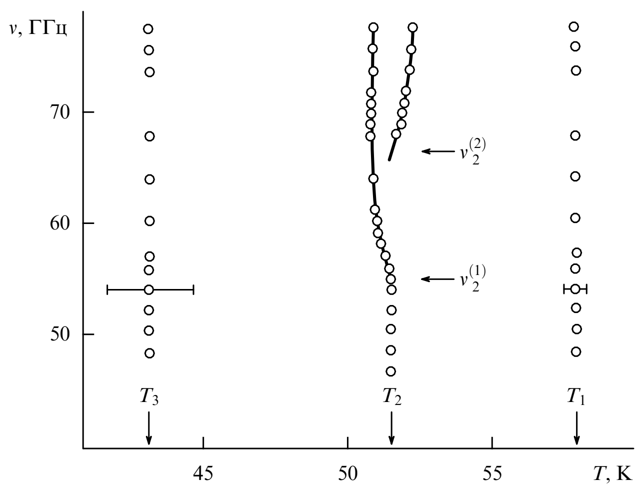

Рис. 14. Температурная зависимость частот магнитного резонанса при спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_{12} - \Gamma_{24} - \Gamma_4$ в $HoFeO_3$.

В окрестности T_2 при $\mathbf{h} \parallel \mathbf{c}$ размягчаются резонансные σ- и γ-моды АФМР. Линии поглощения здесь заметно у́же (примерно на порядок), чем в точках T_1, T_3 [13], и на частотах $\nu > \nu_2^{(2)}$ хорошо разрешаются — при сканировании температуры резонансные пики обнаруживаются по обе стороны от точки перехода T_2. Наблюдаемый здесь разрыв зависимости $\nu(T)$ величиной $\Delta\nu = \nu_2^{(2)} - \nu_2^{(1)}$ является наиболее убедительным доказательством того, что в точке T_2 реализуется фазовый переход первого рода. С этим согласуется и очень резкое изменение скорости продольного звука по сравнению с таковым в точках T_1 и T_3. В то же время наличие резонансных особенностей скорости различных поперечных звуковых волн при T_2 свидетельствует о сильном смягчении соответствующих магнонных мод и в точке перехода первого рода $\Gamma_{24} - \Gamma_{12}$. Тот факт, что в окрестности T_1, T_3 регистрируются одиночные линии, может быть вызван, по крайней мере, двумя причинами: 1) большими значениями энергетических щелей (> 80 ГГц), когда в эксперименте фактически наблюдается поглощение от крыльев резонансных линий; 2) большой их шириной и, как следствие, слиянием двух линий в одну вблизи T_1 и T_3. В целом это не дает возможности измерить соответствующие щели.

В связи с указанной структурой переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ на ее границах активными являются поперечные звуковые волны с разными поляризациями вектора $\mathbf{u}$: в точке T_3 — волна с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}, \mathbf{u} \parallel \mathbf{b}$, а в точке T_1 — волна с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{c}$). На температурных зависимостях скоростей этих волн, как и следовало ожидать, наблюдаются особенности резонансного типа. Одна из этих зависимостей показана на рис. 15. Из нее видно, что в точке перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ изменение скорости достигает более 3 %. На этом же рисунке, в частности, видна упоминавшаяся резонансная аномалия звука в точке ОФП первого рода при $T = T_2$. На высокотемпературной границе переориентации T_1 изменение скорости активных волн ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{c}$ и $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$) почти на два порядка слабее, чем при T_3.

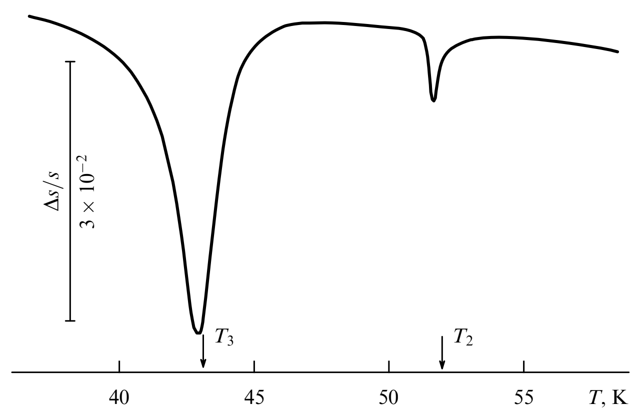

Рис. 15. Температурная зависимость относительного изменения скорости поперечного звука ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{b}$) при спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_{12} - \Gamma_{24} - \Gamma_4$ в $HoFeO_3$.

Магнитное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ подавляет фазу Γ_4. Поэтому при сканировании температуры в магнитном поле соответствующие ей динамические особенности исчезают. Это же поле при достижении величины $H > 1$ кЭ подавляет и сложную структуру ОФП, а также связанные с ней высокочастотные и звуковые аномалии. К сожалению, ничего нельзя сказать о зависимости от поля щелей на границах переориентации, так как по указанным выше причинам их невозможно было измерить.

3. Теория связанных колебаний в редкоземельных ортоферритах

Приведем результаты теоретических исследований, позволяющих объяснить большинство из имеющихся в настоящее время экспериментов, о которых шла речь выше.

3.1. Ортоферриты с крамерсовскими редкоземельными ионами

3.1.1. Энергия ортоферрита. Плотность свободной энергии РЗОФ запишем в виде [7, 36–38, 69]:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_{\mathrm{m}} + \mathcal{F}_{\mathrm{me}} + \mathcal{F}_{\mathrm{e}}\,. \tag{3.1}$$

Плотность энергии магнитной подсистемы выглядит следующим образом:

$$\mathcal{F}_{\mathrm{m}} = \mathcal{F}_{\mathrm{d}} + \mathcal{F}_{\mathrm{df}} + \mathcal{F}_{\mathrm{f}}\,, \tag{3.2}$$

где

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{\mathrm{d}} &= \frac{1}{2}\,A\mathbf{F}^2 + \frac{1}{2}\,D(\mathbf{F}\cdot\mathbf{G})^2 - d(F_xG_z - F_zG_x) - \\ &- 2M_0\mathbf{F}\cdot\mathbf{H} + \frac{1}{2}\,\alpha\left(\frac{\partial\mathbf{G}}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{1}{2}\,K^0_{ac}G_z^2 + \frac{1}{2}\,K^0_{ab}G_y^2 + \\ &+ \frac{1}{4}\,K_{20}G_z^4 + \frac{1}{4}\,K'_{20}G_y^4 + \frac{1}{2}\,K''_{20}G_y^2G_z^2\,,\end{aligned} \tag{3.2а}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{\mathrm{df}} = -N\Big\{&f_x\big[\mu_x(H_x + aF_x) + B'_zG_z\big] + f_y\mu_y(H_y + aF_y) + \\ &+ f_z\big[\mu_z(H_z + aF_z) + B_xG_x\big] + c_x\mu_{xy}(H_y + aF_y) + \\ &+ c_y\big[\mu_{yx}(H_x + aF_x) + B''_zG_z\big] + c_zB_yG_y\Big\}\,,\end{aligned} \tag{3.2б}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{\mathrm{f}} = -\frac{1}{2}\,N(&\lambda_1f_x^2 + \lambda_2f_y^2 + \lambda_3f_z^2 + \lambda_4c_x^2 + \lambda_5c_y^2 + \lambda_6c_z^2 + \\ &+ 2\lambda_7f_xc_y + 2\lambda_8f_yc_x) - \frac{1}{2}\,NT\big[S(\sigma_1) + S(\sigma_2)\big]\,,\end{aligned} \tag{3.2в}$$

A, D, α, d, K — соответственно константы обмена, Дзялошинского, анизотропии в d-подсистеме; $\mathbf{H}$ — магнитное поле; N — число ионов в 1 см^3; $\mu_\alpha = \mu_{\alpha\alpha}$, $\mu_{\alpha\beta} = \mu_{\mathrm{B}}g_{\alpha\beta}/2$, μ_{B} — магнетон Бора, $\hat{g}$ — g-тензор; a и B — константы изотропного и анизотропного обменного взаимодействия между d- и f-подсистемами (d–f-обмена); λ — константы взаимодействия внутри f-подсистемы; S — энтропия f-подсистемы,

$$\begin{aligned}&S(\sigma) = \ln 2 - \frac{1}{2}(1+\sigma)\ln(1+\sigma) - \frac{1}{2}(1-\sigma)\ln(1-\sigma)\,, \\ &\sigma_{1,2} = |\mathbf{f}\pm\mathbf{c}|\,.\end{aligned} \tag{3.3}$$

Энергия (3.2) записана в приближении двух d- и двух f-подрешеток. Векторы $\mathbf{F}$, $\mathbf{G}$, $\mathbf{f}$ и $\mathbf{c}$ имеют известный вид:

$$\begin{aligned}&\mathbf{F} = \frac{\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2}{2M_0}\,, \qquad \mathbf{G} = \frac{\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2}{2M_0}\,, \\ &\mathbf{f} = \frac{\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2}{2}\,, \qquad \mathbf{c} = \frac{\boldsymbol{\sigma}_1 - \boldsymbol{\sigma}_2}{2}\,,\end{aligned} \tag{3.4}$$

где $\mathbf{M}_i$ — намагниченности d-подрешеток, $M_0 = |\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = \mu_{\mathrm{d}}N$, $\mu_{\mathrm{d}} = 5\mu_{\mathrm{B}}$, $\sigma_{1,2}$ — среднее значение матриц Паули подрешеток f-ионов. Подрешетки d-подсистемы будем считать насыщенными ($D\to\infty$). В этом случае векторы $\mathbf{F}$ и $\mathbf{G}$ удовлетворяют дополнительным условиям

$$\mathbf{F}^2 + \mathbf{G}^2 = 1\,, \qquad \mathbf{F}\cdot\mathbf{G} = 0\,. \tag{3.5}$$

В выражении для МУ-энергии учтем энергию магнитострикции d-подсистемы и энергию магнитострикции, связанную со взаимодействием d- и f-подсистем:

$$\mathcal{F}_{\mathrm{me}} = \mathcal{F}^{\mathrm{dd}}_{\mathrm{me}} + \mathcal{F}^{\mathrm{df}}_{\mathrm{me}}\,, \tag{3.6}$$

где

$$\mathcal{F}^{\mathrm{dd}}_{\mathrm{me}} = B_{ijkl}G_iG_ju_{kl}\,, \tag{3.6а}$$

$$\mathcal{F}^{\mathrm{df}}_{\mathrm{me}} = B^{(1)}_{ijkl}G_if_ju_{kl} + B^{(2)}_{ijkl}G_ic_ju_{kl}\,, \tag{3.6б}$$

$\hat{u}$ — тензор деформаций, а $\hat{B}$ — тензоры МУ-постоянных. Отметим, что в дальнейшем в области высоких температур ($T \gtrsim 10$ K) будет учитываться только первое слагаемое в (3.6), поскольку при этих температурах f-подсистема находится в парамагнитном состоянии ($f, c \ll 1$). Учет второго слагаемого в (3.6) необходим при низких температурах, когда f-подсистема близка к упорядоченному состоянию, например, в РЗОФ эрбия при $T \lesssim 4$ K.

Плотность энергии упругой (е) подсистемы имеет стандартный вид:

$$\mathcal{F}_{\mathrm{e}} = \frac{1}{2}\,\rho\dot{\mathbf{u}}^2 + c_{ijkl}u_{ij}u_{kl}\,, \tag{3.7}$$

где $\hat{c}$ — тензор упругих постоянных, $\mathbf{u}$ — вектор смещений, ρ — плотность вещества. Компоненты тензоров $\hat{B}$ и $\hat{c}$ далее будут приводиться в обычном двухиндексном представлении.

3.1.2. Основное состояние. Рассмотрим случай, когда переориентация векторов $\mathbf{G}$ и $\mathbf{F}$ происходит в плоскости xz при $H = 0$. Равновесные значения параметров подсистем в фазах Γ_2, Γ_4, Γ_{24} найдем, минимизируя энергию (3.1) по $\mathbf{F}$, $\mathbf{G}$, $\mathbf{f}$, $\mathbf{c}$ и u_{ij} при условиях (3.5). Результаты выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}&F_y = f_y = G_y = c_z = c_x = u^0_{xy} = u^0_{yz} = 0\,, \\ &F_x = F_0G_z\,, \qquad F_z = -F_0G_x\,, \qquad f_z = \frac{a\mu_zF_z + B_xG_x}{\lambda'_3}\,, \\ &f_x = \frac{(a\mu_xF_x + B'_zG_z)\lambda'_5 + (a\mu_{yx}F_x + B''_zG_z)\lambda_7}{\lambda'_1\lambda'_5 - \lambda_7^2}\,, \\ &c_y = \frac{(a\mu_{xy}F_x + B''_zG_z)\lambda'_1 + (a\mu_xF_x + B'_zG_z)\lambda_7}{\lambda'_1\lambda'_5 - \lambda_7^2}\,, \\ &u^0_{\alpha\alpha} = \frac{\Delta_\alpha}{\Delta}\,, \qquad u^0_{xz} = -\frac{B_{55}G_xG_z}{2c_{55}}\,.\end{aligned} \tag{3.8}$$

Здесь

$$\begin{aligned}&F_0 \approx \frac{1}{A}\big[d + Na(\mu_xf_x + \mu_{yx}c_y)G_z - Na\mu_zf_zG_x\big]\,, \\ &\lambda'_i = -\lambda_i + \frac{T\,\mathrm{Artanh}\,\sigma}{\sigma}\,, \qquad \sigma = \sqrt{f_x^2 + f_z^2 + c_y^2}\,,\end{aligned} \tag{3.8а}$$

$$\begin{aligned}&\Delta = c_{11}C^2_{2233} + c_{12}C^2_{1323} + c_{13}C^2_{1232}\,, \\ &\Delta_\alpha = \frac{1}{2}\,E_\alpha C^2_{\beta\beta\gamma\gamma} + E_\beta C^2_{\alpha\gamma\beta\gamma} \qquad (\alpha\neq\beta\,,\ \beta\neq\gamma\,,\ \alpha\neq\gamma)\,, \\ &E_\alpha = -2B_{\mu\alpha}G_\mu^2\,, \qquad C^2_{\alpha\beta\gamma\delta} = c_{\alpha\beta}c_{\gamma\delta} - c_{\alpha\gamma}c_{\beta\delta} \\ &(\alpha, \beta, \gamma, \delta, \mu = 1, 2, 3)\,.\end{aligned} \tag{3.8б}$$

Соотношения (3.8) совместно с (3.8а) являются фактически уравнениями для определения σ, f_x, f_z и c_y. При $\sigma \ll 1$ эти уравнения переходят в тождества. Вектор антиферромагнетизма $\mathbf{G}$ d-подсистемы в коллинеарной фазе Γ_4

имеет компоненты $G_x = \pm 1$, $G_z = 0$, а в коллинеарной фазе Γ_2 — компоненты $G_x = 0$, $G_z = \pm 1$. Здесь и далее используется приближение $\mathbf{G}^2 = 1 - \mathbf{F}^2 \approx 1$. В угловой фазе Γ_{24} равновесное значение компонент вектора $\mathbf{G}$ определяется формулами

$$G_x^2 = 1 - G_z^2\,, \qquad G_z^2 = -\frac{K_{ac}}{K_2}\,, \tag{3.9}$$

где K_{ac}, K_2 — эффективные константы анизотропии. Они имеют вид

$$K_{ac} = K_{ac}^0 + K_{ac}^{\mathrm{de}} + K_{ac}^{\mathrm{df}}\,, \tag{3.10}$$

$$K_2 = K_{20} + K_{20}^{\mathrm{de}} + K_{20}^{\mathrm{df}}\,, \tag{3.11}$$

вклады от взаимодействия $K_{ac}^{\mathrm{de,\,df}}$ и $K_{20}^{\mathrm{de,\,df}}$ приведены в приложении (формулы (П.1)). Подчеркнем, что соотношения (3.9) также фактически являются уравнениями для определения G_x и G_z, так как величины λ_i', входящие в (3.10), зависят от G_x и G_z. При $\sigma \ll 1$ уравнения переходят в тождества.

Сформулируем условия устойчивости указанных фаз [7]. Рассмотрим случай, когда $K_2 > 0$. При $T > T_1$, когда $K_{ac} > 0$, устойчивой является фаза Γ_4. С понижением температуры при $T = T_1$ $(K_{ac}(T_1) = 0)$ константа K_{ac} меняет знак, и фаза Γ_4 теряет устойчивость. Происходит ОФП второго рода: система переходит в угловую фазу Γ_{24}, в которой ориентация вектора $\mathbf{G}$ определяется уравнением (3.9). Переориентация заканчивается вторым ОФП второго рода при $T = T_2$ $(K_{ac}(T_2) + K_2(T_2) = 0)$, когда система переходит в фазу Γ_2. В РЗОФ эрбия происходит также ОФП второго рода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ [14, 15, 61]. Этот переход имеет место при $T = T_3 = T_{\mathrm{N2}} = 4{,}11$ K, когда $K_{cb}(T_3) = 0$, где

$$K_{cb} = K_{ab}^0 + K_{20}'' - K_{ac}^0 - K_{20} + K_{cb}^{\mathrm{de}} + K_{cb}^{\mathrm{df}}\,. \tag{3.12}$$

Константы $K_{cb}^{\mathrm{de,\,df}}$ приведены в (П.1).

Отметим, что формулы (3.9)–(3.12) записаны в приближениях $K, B, d \ll A$, $a = 0$.

3.1.3. Уравнения движения. При описании динамических свойств f-подсистемы будем исходить из уравнений типа Ландау–Лифшица (их применимость для f-подсистемы обоснована в [37, 69]):

$$M_{\mathrm{B}}\,\frac{\dot{\mathbf{f}}}{g} = -\mathbf{f}\times\vec{\mathcal{F}}_f - \mathbf{c}\times\vec{\mathcal{F}}_c + M_{\mathrm{B}}\,\frac{\mathbf{R}_f}{g}\,,$$

$$M_{\mathrm{B}}\,\frac{\dot{\mathbf{c}}}{g} = -\mathbf{f}\times\vec{\mathcal{F}}_c - \mathbf{c}\times\vec{\mathcal{F}}_f + M_{\mathrm{B}}\,\frac{\mathbf{R}_c}{g}\,, \tag{3.13}$$

где $g = 2\mu_{\mathrm{B}}$, $M_{\mathrm{B}} = \mu_{\mathrm{B}} N$, $\vec{\mathcal{F}}_f = \partial\mathcal{F}/\partial\mathbf{f}$, $\mathbf{R}$ — релаксационные слагаемые [7]:

$$\mathbf{R}_f = \Lambda_{\mathrm{f}}\{\mathbf{f}\times\dot{\mathbf{f}} + \mathbf{c}\times\dot{\mathbf{c}}\}\,, \qquad \mathbf{R}_c = \Lambda_{\mathrm{f}}\{\mathbf{f}\times\dot{\mathbf{c}} + \mathbf{c}\times\dot{\mathbf{f}}\}\,, \tag{3.14}$$

Λ_{f} — постоянная диссипации в f-подсистеме. Отметим, что выбор релаксационного члена в виде (3.14) позволяет наложить на векторы **f** и **c** дополнительные условия

$$\mathbf{f}^2 + \mathbf{c}^2 = 1\,, \qquad \mathbf{f}\cdot\mathbf{c} = 0\,, \tag{3.15}$$

которые аналогичны условиям (3.5) для векторов **F** и **G**. Соотношения (3.5) и (3.15) автоматически исключают из рассмотрения продольные колебания d- и f-подсистем.

Динамика d-подсистемы описывается уравнениями (3.13)–(3.15), в которых необходимо заменить M_{B} на M_0, **f** на **F**, **c** на **G**, Λ_{f} на Λ_{d}, где Λ_{d} — параметр диссипации в d-подсистеме; кроме того, у слагаемых в правых частях уравнений (3.13) следует изменить знаки.

Динамические свойства упругой подсистемы будем исследовать стандартным образом с помощью уравнений движения для смещений

$$\rho\ddot{u}_i = \frac{\partial\sigma_{ik}}{\partial x_k}\,, \tag{3.16}$$

где $\sigma_{ik} = \partial\mathcal{F}/\partial u_{ik}$ — тензор упругих напряжений. Диссипацией в упругой подсистеме пренебрегаем из-за ее малости.

При возбуждении спиновых волн и упругих волн электромагнитными волнами к системе уравнений (3.13)–(3.16) необходимо добавить уравнения Максвелла

$$\operatorname{curl}\mathbf{E} = -\frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M})\,, \qquad \operatorname{curl}\mathbf{H} = \frac{1}{v}\,\varepsilon\,\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}\,,$$

$$\operatorname{div}(\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}) = 0\,, \qquad \operatorname{div}\mathbf{E} = 0\,. \tag{3.17}$$

Здесь **E**, **H** — напряженности соответственно электрического и магнитного полей, v — скорость света в вакууме, ε — диэлектрическая проницаемость РЗОФ (предполагается, что на рассматриваемых частотах тензор диэлектрической проницаемости имеет вид $\varepsilon_{ik} = \varepsilon\delta_{ik}$, а электропроводность отсутствует), **M** — полная намагниченность РЗОФ:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\mathrm{d}} + \mathbf{M}_{\mathrm{f}}\,, \qquad \mathbf{M}_{\mathrm{d}} = 2M_0\mathbf{F}\,,$$

$$\mathbf{M}_{\mathrm{f}} = N(\mu_x f_x + \mu_{yx}c_y,\ \mu_y f_y + \mu_{xy}c_x,\ \mu_z f_z)\,. \tag{3.18}$$

Приведенные уравнения полностью описывают связанные колебания редкоземельной, железной, упругой и дипольной подсистем РЗОФ.

3.1.4. Дисперсионные уравнения и спектры колебаний. Для получения дисперсионных уравнений связанных колебаний необходимо линеаризовать уравнения движения, приведенные в разделе 3.1.3, вблизи положения равновесия (3.8). Дисперсионные уравнения для гармонических волн, распространяющихся вдоль оси z, имеют вид, зависящий от рассматриваемой магнитной фазы.

1) Фаза Γ_4. Моды симметрии Γ_{23}:

$$(\omega^2 - \omega_{5k}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{2k}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{1\mathrm{f}}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}^2) - \\ - \tilde{\omega}_{\mathrm{E}}\omega_{\mathrm{me5}}\omega_{5k}^2(\omega^2 - \tilde{\omega}_{1\mathrm{f}}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}^2) - \\ - \omega^2\tilde{\omega}_{\mathrm{E}}\tilde{\omega}_{1\mathrm{df}}^3(\omega^2 - \omega_{5k}^2) + \tilde{\omega}_{\mathrm{E}}\tilde{\omega}_{2\mathrm{df}}\tilde{\omega}_{1\mathrm{f}}^2(\omega^2 - \omega_{5k}^2)\tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}^2 = 0\,. \tag{3.19}$$

Характерные частоты, входящие в это уравнение, приведены в приложении, см. формулы (П.2).

Здесь и далее будет использоваться приближение, в котором постоянная A превосходит все остальные постоянные в (3.1), т.е. частота ω_{E} намного превышает все остальные частоты, входящие в дисперсионные уравнения связанных колебаний. Ограничимся также случаем $a = 0$, поскольку слагаемые, содержащие a, входят в уравнения с малым множителем F_0.

Приведем решение дисперсионного уравнения (3.19) для квазиспиновых и квазиакустических ветвей колебаний в области малых волновых чисел k (длинноволновое приближение), $vk/\varepsilon, \omega_{5k} \ll \omega_{20,\,1\mathrm{f},\,2\mathrm{f}}$. Предположим для простоты, что $\tilde{\lambda}_7 = \tilde{\lambda}_8 = B_z' = 0$. В этом случае одна из редкоземельных мод ($\omega_{1\mathrm{f}}$) не взаимодействует с d- и упругой модами:

$$\omega_{\mathrm{I}}^2 = \begin{cases} \tilde{\omega}_{2k}^2 + \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}^2 \tilde{\zeta}_{\mathrm{df}} + \omega_{5k}^2 \tilde{\zeta}_{5k}\,, & \tilde{\omega}_{2k} > \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}\,, \\ \tilde{\omega}_{2k}^2 (1 - \tilde{\zeta}_{\mathrm{df}}) + \omega_{5k}^2 \tilde{\zeta}_{5k}\,, & \tilde{\omega}_{2k} < \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}\,, \end{cases}$$

$$\omega_{\mathrm{II}}^2 = \begin{cases} \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}^2 (1 - \tilde{\zeta}_{\mathrm{df}})\,, & \tilde{\omega}_{2k} > \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}\,, \\ \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}^2 + \tilde{\omega}_{2k}^2 \tilde{\zeta}_{\mathrm{df}}\,, & \tilde{\omega}_{2k} < \tilde{\omega}_{2\mathrm{f}}\,, \end{cases}$$

$$\omega_{\mathrm{III}}^2 = \frac{\omega_{5k}^2 (1 - \tilde{\zeta}_{\mathrm{df}} - \tilde{\zeta}_{5k})}{1 - \tilde{\zeta}_{\mathrm{df}}}\,, \tag{3.20}$$

где

$$\tilde{\zeta}_{\mathrm{df},\,5k} = \frac{\tilde{\omega}_{\mathrm{E}} \tilde{\omega}_{2\mathrm{df},\,\mathrm{me}5}}{\tilde{\omega}_{2k}^2}\,. \tag{3.21}$$

Отметим, что здесь и далее при записи частот квазиспиновых ветвей $\omega_{\mathrm{I,\,II}}$ сомножитель $r = (1 - v^2k^2/\varepsilon\omega^2)^{-1}$, входящий в формулы (П.2), следует полагать равным единице, а в выражениях для частоты квазиупругой ветви ω_{III} — равным нулю.

2) Фаза Γ_2. Моды симметрии Γ_{12} (а) и Γ_{34} (б):

$$\begin{aligned} &(\omega^2 - \omega_{4k,\,5k}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{1k,\,2k}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{1\mathrm{f},\,2\mathrm{f}}^2) - \\ &\quad - \tilde{\omega}_{\mathrm{E}} \omega_{\mathrm{me}4,\,\mathrm{me}5} \omega_{4k,\,5k}^2 (\omega^2 - \tilde{\omega}_{1\mathrm{f},\,2\mathrm{f}}^2) - \\ &\quad - \tilde{\omega}_{\mathrm{E}} \tilde{\omega}_{1\mathrm{df},\,2\mathrm{df}} \tilde{\omega}_{1\mathrm{f},\,2\mathrm{f}}^2 (\omega^2 - \omega_{4k,\,5k}^2) = 0\,. \end{aligned} \tag{3.22а,б}$$

Входящие в эти уравнения характерные частоты выражаются формулами (П.3).

Решение дисперсионных уравнений (3.22) для квазиспиновых и квазиакустических ветвей в длинноволновом приближении определяется формулами (3.20) и (3.21), в которых для уравнения (3.22а) индексы 2 и 5 следует заменить соответственно на 1 и 4.

3.2. Ортоферриты с некрамерсовскими редкоземельными ионами

3.2.1. Основное состояние. К РЗОФ с некрамерсовскими f-ионами относятся, например, указанные выше ортоферриты тулия и гольмия: $\mathrm{TmFeO_3}$ и $\mathrm{HoFeO_3}$.

Плотность свободной энергии РЗОФ с некрамерсовскими f-ионами определяется формулами (3.1)–(3.5). Плотность энергии d-подсистемы по-прежнему выражается формулой (3.2а), а для энергии взаимодействия f- и d-подсистем и энергии f-подсистемы в РЗОФ с некрамерсовскими f-ионами вместо (3.2б), (3.2в) следует использовать формулы [36]

$$\mathcal{F}_{\mathrm{df}} = -N\big[\mu_x (H_x + aF_x) f_\xi + BG_z f_\xi + \mu_y (H_y + aF_y) c_\xi\big]\,, \tag{3.23}$$

$$\mathcal{F}_{\mathrm{f}} = -N\left\{\frac{1}{2}\,\lambda_{\mathrm{f}} f_\xi^2 + \frac{1}{2}\,\lambda_c c_\xi^2 + \frac{1}{2}\,T\big[S(\sigma_1) + S(\sigma_2)\big] + \Delta_{\mathrm{CF}} f_\xi\right\}. \tag{3.24}$$

Здесь и далее ξ, η и ζ — оси локальной системы координат, связанной с подрешетками f-ионов, Δ_{CF} — расщепление квазидублета f-иона в кристаллическом поле.

Будем снова считать, что переориентация $\mathbf{G}$ и $\mathbf{F}$ происходит в плоскости xz и $H = 0$. Равновесные значения параметров всех подсистем в фазах $\Gamma_2, \Gamma_4, \Gamma_{24}$ имеют вид

$$\begin{aligned} &f_\eta = F_y = \mathbf{c} = u_{xy}^0 = u_{yz}^0 = 0\,, \\ &f_\xi = f_0 \sin\psi \equiv \frac{\Delta_{\mathrm{ex}}^0 G_z}{\tilde{T} - \lambda_{\mathrm{f}}'}\,, \qquad f_\zeta = f_0 \cos\psi\,, \\ &F_x = F_0 G_z\,, \qquad F_z = -F_0 G_x\,, \\ &u_{\alpha\alpha}^0 = \frac{\Delta_\alpha}{\Delta}\,, \qquad u_{xz}^0 = -\frac{B_{55} G_x G_z}{2c_{55}}\,, \end{aligned} \tag{3.25}$$

где

$$\begin{aligned} &F_0 = \frac{d + Na\mu_x f_\xi G_z}{A}\,, \qquad \tilde{T} = \frac{\Delta_{\mathrm{f}}}{f_0}\,, \qquad f_0 = \tanh\left(\frac{\Delta_{\mathrm{f}}}{T}\right), \\ &\sin\psi = \frac{\Delta_{\mathrm{ex}}}{\Delta_{\mathrm{f}}}\,, \qquad \cos\psi = \frac{\Delta_{\mathrm{CF}}}{\Delta_{\mathrm{f}}}\,, \qquad \Delta_{\mathrm{f}}^2 = \Delta_{\mathrm{CF}}^2 + \Delta_{\mathrm{ex}}^2\,, \\ &\Delta_{\mathrm{ex}} = \Delta_{\mathrm{ex}}^0 G_z + \lambda_{\mathrm{f}}' f_\xi\,, \qquad \Delta_{\mathrm{ex}}^0 = B + \frac{\mu_x a d}{A}\,, \\ &\lambda_{\mathrm{f}}' = \lambda_{\mathrm{f}} + \Delta\lambda_{\mathrm{f}} G_z^2\,, \qquad \Delta\lambda_{\mathrm{f}} = \frac{N(a\mu_x)^2}{A}\,. \end{aligned} \tag{3.26}$$

Остальные обозначения такие же, как в разделе 3.1.

В угловой фазе Γ_{24} равновесные компоненты вектора антиферромагнетизма $\mathbf{G}$ d-подсистемы по-прежнему выражаются формулами (3.9)–(3.11), в которых

$$K_{ac}^{\mathrm{df}} = -\frac{N\Delta_{\mathrm{ex}}^{02}}{\tilde{T} - \lambda_{\mathrm{f}}'}\,, \qquad K_{20}^{\mathrm{df}} = -\frac{N\Delta\lambda_{\mathrm{f}} \Delta_{\mathrm{ex}}^{02}}{(\tilde{T} - \lambda_{\mathrm{f}}')^2}\,. \tag{3.27}$$

Условия устойчивости фаз и условия для точек ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ остаются такими же, как и для РЗОФ с крамерсовскими f-ионами, а условия, при которых осуществляется еще один интересующий нас фазовый переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$, будут приведены ниже.

3.2.2. Дисперсионные уравнения и спектры колебаний. Для нахождения дисперсионных уравнений связанных колебаний f-, d-, упругой и электромагнитной подсистем в РЗОФ с некрамерсовскими f-ионами используем систему исходных уравнений движения (3.13)–(3.18). В последней формуле для вклада f-ионов в суммарную намагниченность РЗОФ следует пользоваться выражением

$$\mathbf{M}_{\mathrm{f}} = N(\mu_x f_\xi, \mu_y c_\xi, 0)\,. \tag{3.28}$$

После линеаризации системы уравнений (3.13)–(3.18) вблизи положения равновесия (3.25) в зависимости от рассматриваемой магнитной фазы дисперсионные уравнения для волн, распространяющихся вдоль оси z, примут следующий вид.

1) Фаза Γ_{24}:

$$\begin{aligned} &\big[(\omega^2 - \omega_{4k}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{2k}^2) - \tilde{\omega}_{\mathrm{E}} \omega_{\mathrm{me}4} \omega_{4k}^2 G_z^2\big]\Big\{(\omega^2 - \omega_{3k}^2) \times \\ &\times (\omega^2 - \omega_{5k}^2)\big[(\omega^2 - \tilde{\omega}_{1\mathrm{f}}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{1k}^2) - \tilde{\omega}_{\mathrm{E}} \tilde{\omega}_{\mathrm{f}} \omega_{\mathrm{ex}} \omega_{\mathrm{ex}}' G_x^2\big] - \\ &- \tilde{\omega}_{\mathrm{E}} \omega_{5k}^2 \omega_{\mathrm{me}5} (G_z^2 - G_x^2)^2 (\omega^2 - \omega_{3k}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{1\mathrm{f}}^2) - \\ &- \tilde{\omega}_{\mathrm{E}} \omega_{3k}^2 \omega_{\mathrm{me}3} G_x^2 G_z^2 (\omega^2 - \omega_{5k}^2)(\omega^2 - \tilde{\omega}_{1\mathrm{f}}^2)\Big\} = 0\,. \end{aligned} \tag{3.29}$$

Обозначения параметров, входящих в это уравнение, приведены в приложении, см. формулы (П.4).

Решение дисперсионного уравнения (3.29) в длинноволновом случае $vk/\varepsilon,\ \omega_{ik} \ll \omega_{1\mathrm{f},10,20}$ $(i = 3, 4, 5)$ имеет вид

$$\omega_{\mathrm{I}}^2 = \begin{cases} \tilde\omega_{1k}^2 + \tilde\omega_{1\mathrm{f}}^2 \tilde\zeta_{\mathrm{df}} + \omega_{5k}^2 \tilde\zeta_{5k} + \omega_{3k}^2 \tilde\zeta_{3k}\,, & \tilde\omega_{1k} > \tilde\omega_{1\mathrm{f}}\,, \\ \tilde\omega_{1k}^2 (1 - \tilde\zeta_{\mathrm{df}}) + \omega_{5k}^2 \tilde\zeta_{5k} + \omega_{3k}^2 \tilde\zeta_{3k}\,, & \tilde\omega_{1k} < \tilde\omega_{1\mathrm{f}}\,, \end{cases}$$

$$\omega_{\mathrm{II}}^2 = \begin{cases} \tilde\omega_{1\mathrm{f}}^2 (1 - \tilde\zeta_{\mathrm{df}})\,, & \tilde\omega_{1k} > \tilde\omega_{1\mathrm{f}}\,, \\ \tilde\omega_{1\mathrm{f}}^2 + \tilde\omega_{1k}^2 \tilde\zeta_{\mathrm{df}}\,, & \tilde\omega_{1k} < \tilde\omega_{1\mathrm{f}}\,, \end{cases}$$

$$\omega_{\mathrm{III}}^2 = \tilde\omega_{2k}^2 + \omega_{4k}^2 \tilde\zeta_{4k}\,, \qquad \omega_{\mathrm{IV}}^2 = \omega_{4k}^2 (1 - \tilde\zeta_{4k})\,,$$

$$\omega_{\mathrm{V,\,VI}}^2 = \frac{1}{2(1 - \tilde\zeta_{\mathrm{df}})} \Big\{ \omega_{3k}^2 (1 - \tilde\zeta_{3k} - \tilde\zeta_{\mathrm{df}}) + \\ + \omega_{5k}^2 (1 - \tilde\zeta_{5k} - \tilde\zeta_{\mathrm{df}}) \pm \Big[\big(\omega_{3k}^2 (1 - \tilde\zeta_{3k} - \tilde\zeta_{\mathrm{df}}) - \\ - \omega_{5k}^2 (1 - \tilde\zeta_{5k} - \tilde\zeta_{\mathrm{df}}) \big)^2 + 4\omega_{5k}^2 \omega_{3k}^2 \tilde\zeta_{3k} \tilde\zeta_{5k} \Big]^{1/2} \Big\}, \quad (3.30)$$

где

$$\tilde\zeta_{\mathrm{df}} = \frac{\tilde\omega_{\mathrm{E}} \tilde\omega_{1\mathrm{df}} G_x^2}{\tilde\omega_{1k}^2}\,, \qquad \tilde\zeta_{3k} = \frac{\tilde\omega_{\mathrm{E}} \omega_{\mathrm{me3}} G_z^2 G_x^2}{\tilde\omega_{1k}^2}\,,$$

$$\tilde\zeta_{4k} = \frac{\tilde\omega_{\mathrm{E}} \tilde\omega_{\mathrm{me4}} G_z^2}{\tilde\omega_{2k}^2}\,, \qquad \tilde\zeta_{5k} = \frac{\tilde\omega_{\mathrm{E}} \omega_{\mathrm{me5}} (G_z^2 - G_x^2)^2}{\tilde\omega_{1k}^2}\,. \qquad (3.31)$$

2) Фаза Γ_4:

Все результаты для фазы Γ_4 можно получить из формул (3.29)–(3.31), в которых нужно положить $G_x = 1$, $G_z = 0$, $\cos\psi = 1$.

3) Фаза Γ_2:

$$\Big\{ \big[(\omega^2 - \tilde\omega_{1k,\,2k}^2)(\omega^2 - \tilde\omega_{1\mathrm{f},\,2\mathrm{f}}^2) - \tilde\omega_{\mathrm{f}} \tilde\omega_{cb,\,ca} \omega_{ax,\,ay} \omega'_{ax,\,ay} \big] \times \\ \times (\omega^2 - \omega_{4k,\,5k}^2) - \omega_{4k,\,5k}^2 \omega_{\mathrm{me4,\,me5}} \big[\tilde\omega_{\mathrm{E}} (\omega^2 - \tilde\omega_{1\mathrm{f},\,2\mathrm{f}}^2) + \\ + \tilde\omega_{\mathrm{f}} \omega_{ax,\,ay} \omega'_{ax,\,ay} \big] \Big\} (\omega^2 - \omega_{3k}^2) = 0\,. \qquad (3.32)$$

Характерные частоты колебаний определяются формулами (П.5).

Отметим, что фаза Γ_2 устойчива при $K_{cb} > 0$ и $K_2 + K_{ac} < 0$. При температуре $T = T_3$ $(K_{cb}(T_3) = 0)$ происходит ОФП второго рода из этой фазы в угловую фазу Γ_{12}, а при температуре $T = T_2$ $(K_2(T_2) + K_{ac}(T_2) = 0)$ — в угловую фазу Γ_{24}.

Решение дисперсионного уравнения (3.32) в длинноволновом случае $\omega_{4k,\,5k} \ll \omega_{1\mathrm{f},\,2\mathrm{f},\,10,\,20}$ имеет вид

$$\omega_{\mathrm{I}}^2 = \begin{cases} \tilde\omega_{2k}^2 + \tilde\omega_{2\mathrm{df}}^2 + \omega_{5k}^2 \tilde\zeta_{5k}\,, & \tilde\omega_{2k} > \tilde\omega_{2\mathrm{f}}\,, \\ \tilde\omega_{2k}^2 - \dfrac{\tilde\omega_{2\mathrm{df}}^2 \tilde\omega_{2k}^2}{\tilde\omega_{2\mathrm{f}}^2} + \omega_{5k}^2 \tilde\zeta_{5k}\,, & \tilde\omega_{2k} < \tilde\omega_{2\mathrm{f}}\,, \end{cases}$$

$$\omega_{\mathrm{II}}^2 = \begin{cases} \tilde\omega_{2\mathrm{f}}^2 - \tilde\omega_{2\mathrm{df}}^2\,, & \tilde\omega_{2k} > \tilde\omega_{2\mathrm{f}}\,, \\ \tilde\omega_{2\mathrm{f}}^2 + \dfrac{\tilde\omega_{2\mathrm{df}}^2 \tilde\omega_{2k}^2}{\tilde\omega_{2\mathrm{f}}^2}\,, & \tilde\omega_{2k} < \tilde\omega_{2\mathrm{f}}\,, \end{cases}$$

$$\omega_{\mathrm{III}}^2 = \omega_{5k}^2 (1 - \tilde\zeta_{5k})\,, \qquad (3.33)$$

где

$$\tilde\omega_{2\mathrm{df}}^2 = \frac{\omega_{ay} \omega'_{ay} \tilde\omega_{\mathrm{f}}}{\tilde\omega_{\mathrm{E}}}\,, \qquad \tilde\zeta_{5k} = \frac{\tilde\omega_{\mathrm{E}} \omega_{\mathrm{me5}}}{\tilde\omega_{2k}^2}\,. \qquad (3.34)$$

Остальные три частоты $(\omega_{\mathrm{IV}} - \omega_{\mathrm{VI}})$ выражаются формулами (3.33), в которых нужно сделать замены индексов I – III → IV – VI, 2,5 → 1,4 и $y \to x$.

4. Обсуждение результатов

Итак, предлагаемый подход к описанию динамики ортоферритов заключается в теоретически доступном совместном решении линеаризованных уравнений Ландау – Лифшица, Максвелла и упругости. В каждой из фаз (Γ_2, Γ_4, Γ_{24}, Γ_{12} и пр.) может быть получено решение дисперсионного уравнения для реально существующих в магнетике мод и таким образом описано экспериментально наблюдаемое разнообразие поведения как мягких магнонных, так и акустических мод. Приняв такую точку зрения, мы должны констатировать, что принципиально вопрос ясен, а все разнообразие проявления ОФП в различных ортоферритах определяется, во-первых, своеобразием поведения частот колебаний квазиантиферромагнитной, редкоземельной и упругой подсистем, параметрами магнитоупругих и f – d-взаимодействий, параметрами затухания d- и f-подсистем, поведением констант анизотропии и пр. и, во-вторых, всякого рода несовершенством реального эксперимента: неоднородностью (структурной, температурной, магнитной) используемых монокристаллов, ненулевыми реально используемыми звуковыми частотами, недостаточной чувствительностью или разрешающей способностью (по частоте, полю, температуре) аппаратуры и пр. К сожалению, как первый, так и в значительной мере второй разряд параметров не являются достаточно известными исследователям, что реально оставляет значительную неопределенность в интерпретации экспериментальных данных.

Исходя из такой концепции, проанализируем результаты описанных в разделе 2 экспериментов.

4.1. Связанные колебания в редкоземельных ортоферритах с крамерсовскими редкоземельными ионами в области фазовых переходов

4.1.1. Переход $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ в $ErFeO_3$ и $YbFeO_3$. Из (3.19) следует, что в фазе Γ_4 взаимодействуют между собой поперечная упругая, d- (квазиферромагнитная) и две f-ветви. Выражение для частоты ω_{III} (3.20), соответствующей поперечной упругой ветви колебаний (с поляризацией вдоль оси x), вблизи перехода может быть представлено как

$$\omega_{\mathrm{III}} = \frac{1}{2} \Bigg\{ \omega_{\mathrm{t}k}^2 - \frac{\omega_{ac}^2 (1 - \zeta_{\mathrm{df}})^2}{\Lambda^2} + \Bigg[\bigg(\omega_{\mathrm{t}k}^2 + \frac{\omega_{ac}^2 (1 - \zeta_{\mathrm{df}})^2}{\Lambda^2} \bigg)^2 - \\ - \frac{4\omega_{\mathrm{t}k}^2 \omega_{ac}^2 \zeta_{\mathrm{de}} (1 - \zeta_{\mathrm{df}})}{\Lambda^2} \Bigg]^{1/2} \Bigg\}^{1/2}, \qquad (4.1)$$

где

$$\Lambda = \Lambda_{\mathrm{d}} + \frac{\Lambda_{\mathrm{f}} \omega_{2\mathrm{df}}}{\omega_{5\mathrm{f}}}\,, \qquad \omega_{5\mathrm{f}} = \frac{qN(\lambda'_5 + 4\pi N \mu_5^2)}{M_{\mathrm{B}}}\,,$$

$$\zeta_{\mathrm{de}} = \frac{\omega_{\mathrm{me5}}}{\omega_{ac}}\,, \qquad \zeta_{\mathrm{df}} = \frac{\omega_{2\mathrm{df}}}{\omega_{ac}}\,.$$

Это выражение значительно упрощается в случае большого и малого затухания Λ в d- и f-подсистемах:

$$\omega_{\rm III} = \\ = \omega_{{\rm t}k} \begin{cases} \sqrt{1 - \dfrac{\omega_{ac}^2 \zeta_{\rm de}(1-\zeta_{\rm df})}{\Lambda^2 \omega_{{\rm t}k}^2}}\,, & \omega_{{\rm t}k}\Lambda \gg \omega_{ac}(1-\zeta_{\rm df}), \\ \sqrt{\dfrac{1-\zeta_{\rm df}-\zeta_{\rm de}}{1-\zeta_{\rm df}} - \dfrac{\omega_{{\rm t}k}^2 \zeta_{\rm de}^2 \Lambda^2}{\omega_{ac}^2 (1-\zeta_{\rm df})^4}}\,, & \omega_{{\rm t}k}\Lambda \ll \omega_{ac}(1-\zeta_{\rm df}). \end{cases} \tag{4.1a}$$

Скорость рассматриваемой моды $\tilde{s}_5 = \omega_{\rm III}/k$ в самой точке перехода $K_{ac} = 0$ имеет вид

$$\tilde{s}_5 = s_5 \begin{cases} \sqrt{1 - \dfrac{\omega_{\rm me5}(Dk^2 + \omega_{\rm me5})}{\Lambda^2 \omega_{{\rm t}k}^2}}\,, & \omega_{{\rm t}k}\Lambda \gg \omega_{\rm me5}\,, \\ \sqrt{\dfrac{Dk^2}{Dk^2 + \omega_{\rm me5}} - \dfrac{\omega_{{\rm t}k}^2 \omega_{\rm me5}^2 \Lambda^2}{(Dk^2 + \omega_{\rm me5})^4}}\,, & \omega_{{\rm t}k}\Lambda \ll \omega_{\rm me5}\,, \end{cases} \tag{4.2}$$

где $D = g\alpha/M_0$. Коэффициент затухания $\gamma = {\rm Im}\, k(\omega)$ [7] квазиупругой моды $\omega_{\rm III}$ вблизи перехода выражается формулой

$$\gamma_{\rm III} = \frac{\omega_{\rm me5}\omega^2\Lambda^2}{s_5} \times \\ \times \left[(\omega_{ac} - \omega_{\rm 2df} - \omega_{\rm me5})(\omega_{ac} - \omega_{\rm 2df}) + \omega^2\Lambda^2\right]^{-3/2} \times \\ \times \left[(\omega_{ac} - \omega_{\rm 2df})^2 + \omega^2\Lambda^2\right]^{-1/2}. \tag{4.3}$$

Из (4.1)–(4.3) следует, что в рассматриваемом приближении ($\hat{B}^{(1)} = \hat{B}^{(2)} = 0$) влияние f-подсистемы на поведение квазиупругих волн вблизи точки ОФП определяется только членами, отвечающими затуханию в f-подсистеме. Поскольку f-подсистема при $T \gtrsim T_1$ находится в парамагнитном состоянии, затухание в ней велико (ширина линии зависит от температуры и при высоких температурах составляет величину порядка самой частоты [37, 69]), и влияние большого затухания в f-подсистеме на поведение квазиупругой ветви колебаний вблизи и в точке ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ может быть существенным.

Остальные ветви являются активационными. Приведем здесь величину активации и ширину линий этих ветвей в линейном приближении по параметрам затухания $\Lambda_{\rm d}$ и $\Lambda_{\rm f}$ ($\Lambda_{\rm f} \gg \Lambda_{\rm d}$). В случае $\omega_{20} > \omega_{\rm 2f}$ активация и ширина линии квазижелезной ветви $\omega_{\rm I}$ в точке ОФП определяются взаимодействиями внутри d-подсистемы, МУ-взаимодействием (МУ-щель), взаимодействием d- и f-подсистем и дипольным взаимодействием:

$$\omega_{\rm I}^2(0) = \omega_{\rm E}(\omega_{\rm me5} + \omega_{\rm 2df} + \omega_{\rm dip})\,, \\ \Delta\omega_{\rm I} = \Lambda_{\rm d}\,\omega_{\rm E} + \frac{\Lambda_{\rm f} f_z^2 \omega_{\rm 2df}\,\omega_{\rm 5f}}{\omega_{\rm me5} + \omega_{\rm 2df} + \omega_{\rm dip}}\,. \tag{4.4}$$

В случае $\omega_{20} < \omega_{\rm 2f}$ активация этой ветви определяется взаимодействиями внутри d-подсистемы, МУ- и дипольным взаимодействиями, а ширина линии — еще и d–f-взаимодействием:

$$\omega_{\rm I}^2(0) = \omega_{\rm E}(\omega_{\rm me5} + \omega_{\rm dip})\,, \\ \Delta\omega_{\rm I} = \Lambda_{\rm d}(\omega_{\rm E} + \omega_{\rm me5} + \omega_{\rm dip}) + \frac{\Lambda_{\rm f}\,\omega_{\rm E}\omega_{\rm 2df}}{\omega_{\rm 5f}}\,. \tag{4.5}$$

Активация и ширина линии квазиредкоземельной моды $\omega_{\rm II}$ в точке ОФП в первом случае определяется МУ- и дипольным взаимодействиями, а также взаимодействиями внутри f-подсистемы и между d- и f-подсистемами:

$$\omega_{\rm II}^2(0) = \frac{\omega_{\rm 2f}^2}{\omega_{20}^2}\,\omega_{\rm E}(\omega_{\rm me5} + \omega_{\rm dip})\,, \\ \Delta\omega_{\rm II} = \Lambda_{\rm f} f_z^2 \left(\omega_{\rm 4f} + \omega_{\rm 5f} - \frac{\omega_{\rm 5f}\,\omega_{\rm 2df}}{\omega_{\rm me5} + \omega_{\rm 2df} + \omega_{\rm dip}}\right), \tag{4.6}$$

а во втором случае — взаимодействиями внутри f-подсистемы, связью d- и f-подсистем и дипольным взаимодействием (слагаемые $\sim 4\pi N \mu_i^2$, входящие в коэффициенты $\tilde{\lambda}_i$ (П.2)):

$$\omega_{\rm II}^2(0) = \omega_{\rm 2f}^2 + \omega_{\rm E}\omega_{\rm 2df}\,, \\ \Delta\omega_{\rm II} = \Lambda_{\rm f}\left[f_z^2(\omega_{\rm 4f} + \omega_{\rm 5f}) - \frac{\omega_{\rm E}\omega_{\rm 2df}}{\omega_{\rm 5f}}\right], \tag{4.7}$$

где $\omega_{\rm 4f} = gN\lambda_4/M_{\rm B}$. Схематический спектр связанных колебаний при данном ОФП приведен на рис. 16.

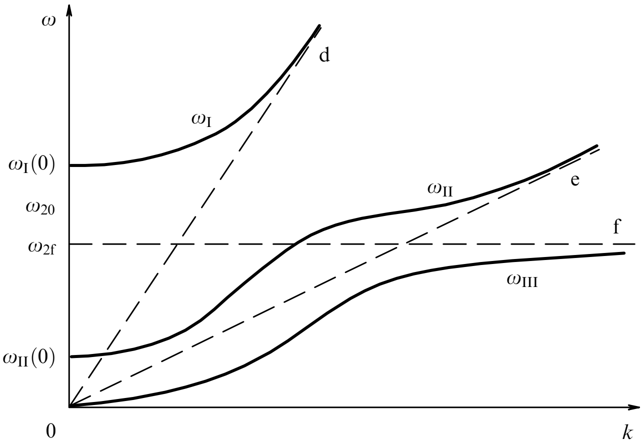

Рис. 16. Схематический вид спектра связанных МУ-колебаний в точке ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ (в отсутствие затухания) в случае $\omega_{20} > \omega_{\rm 2f}$. Штриховыми линиями показаны невзаимодействующие ветви колебаний d-, f- и упругой подсистем. Для случая $\omega_{20} < \omega_{\rm 2f}$ на рисунке следует сделать замену $\omega_{\rm I} \rightleftarrows \omega_{\rm II}$ и поместить ω_{20} на оси ординат опять между $\omega_{\rm 2f}$ и $\omega_{\rm I}$.

Перейдем теперь к численным оценкам. Используем для значений постоянных задачи данные работ [12, 19–22, 30, 36, 52, 71]. В РЗОФ эрбия полагаем

$$M_0 \approx 830\ \text{Э}, \quad \rho \approx 8\ \text{г см}^{-3}, \quad A \approx 8{,}8 \times 10^9\ \text{эрг см}^{-3}, \\ B_x \approx 0{,}6\ \text{K}\,, \quad B_y = 1{,}3\ \text{K}\,, \quad B_z'' = 2{,}4\ \text{K}\,, \\ |\lambda_i| \approx 3\ \text{K}\,, \quad c_{55} \approx 8{,}9 \times 10^{11}\ \text{эрг см}^{-3}\,, \\ c_{44} \approx 1{,}2 \times 10^{12}\ \text{эрг см}^{-3}\,, \quad d \approx 8{,}8 \times 10^7\ \text{эрг см}^{-3}\,, \\ B_{55} \approx 2 \times 10^6\ \text{эрг см}^{-3}\,. \tag{4.8}$$

В РЗОФ иттербия значения постоянных примем следующие:

$$M_0 \approx 807\ \text{Э}, \quad \rho \approx 8\ \text{г см}^{-3}, \quad A \approx 1{,}15 \times 10^{10}\ \text{эрг см}^{-3},$$
$$B_x \approx 3{,}35\ \text{K}, \quad B_z'' = 5{,}2\ \text{K}, \quad |\lambda_i| \approx 3\ \text{K},$$
$$c_{55} \approx 8{,}7 \times 10^{11}\ \text{эрг см}^{-3}, \quad c_{44} \approx 1{,}1 \times 10^{12}\ \text{эрг см}^{-3}. \tag{4.9}$$

Отметим, что МУ-постоянная B_{55} в РЗОФ эрбия была определена в [20] из сравнения теоретического и экспериментального поведения скорости поперечного звука s_5 вблизи ОФП $\Gamma_4-\Gamma_{24}$ и $\Gamma_2-\Gamma_{24}$. Однако теоретические формулы [20], описывающие поведение скорости звуковых волн в области ОФП, нельзя считать полностью отражающими экспериментальные результаты, так как в них, в частности, не учитывались спонтанные и динамические деформации [7]. Особенно это относится к самим точкам ОФП. Поэтому определим более точное значение этой постоянной исходя из позднее полученных теоретических (см. (4.1)–(4.3)) [26] и экспериментальных (см. рис. 1 и 5) [19, 30] результатов. Расчет по экспериментальным данным для изменения скорости звука $\Delta s/s$ [19] по формулам (3.20) или (4.1а) при $\Lambda = 0$ и $K_{ac} = (6T-600) \times 10^3$ эрг см$^{-3}$, и $K_{ac} + K_2 = (6T-540) \times 10^3$ эрг см$^{-3}$ [20, 30] приводит к следующему значению для B_{55} в РЗОФ эрбия: $B_{55} \approx 6{,}5 \times 10^6$ эрг см$^{-3}$. Аналогично по экспериментальным данным для $\Delta s/s$ [12] можно определить МУ-постоянную B_{55} в РЗОФ иттербия. Используя экспериментальные [30] и теоретические (3.10), (3.11) результаты, из которых следует, что

$$K_{ac} = \left[4{,}13 - 7{,}2 \tanh\left(\frac{5{,}2}{T}\right)\right] \times 10^6\ \text{эрг см}^{-3},$$
$$K_{ac} + K_2 = \left[4{,}66 - 7{,}2 \tanh\left(\frac{5{,}2}{T}\right)\right] \times 10^6\ \text{эрг см}^{-3},$$

получаем из (3.20) или (4.1а) при $\Lambda = 0$ для $YbFeO_3$ значение $B_{55} \approx 2 \times 10^7$ эрг см$^{-3}$.

Для сравнения экспериментальных и теоретических результатов по поведению связанных колебаний вблизи ОФП необходимо знать точные значения параметров затухания в d- и f-подсистемах (Λ_{d} и Λ_{f}) для каждого РЗОФ. Не имея точных значений этих параметров, для проведения количественных оценок поступим следующим образом. Параметр затухания в d-подсистеме Λ_{d} примем равным по порядку величины 10^{-4} [30, 69] (данную оценку можно получить из экспериментально установленного факта, что отношение ширин линий мод d-подсистемы к самим частотам составляет $\sim 10^{-2}$ [69]). Величину параметра затухания в f-подсистеме можно оценить также из экспериментально установленного факта, что ширина линии моды f-подсистемы в том случае, когда она находится в парамагнитном состоянии, зависит от температуры и порядка самой частоты [30, 69]. Таким образом, окончательно заключаем, что в $ErFeO_3$ $\Lambda_{\text{f}} \sim 50-100$, а в $YbFeO_3$ $\Lambda_{\text{f}} \sim 1-5$.

Используя значения постоянных задачи (4.8), (4.9), оценим величину частот, входящих в (4.1)–(4.7), в точке ОФП $\Gamma_4-\Gamma_{24}$ ($T = T_1$, $K_{ac}(T_1) = 0$).

В РЗОФ $ErFeO_3$

$$\omega_{\text{E}} \approx 2{,}25 \times 10^{14}\ \text{c}^{-1}, \quad \omega_{2\text{f}} \approx 1{,}5 \times 10^{11}\ \text{c}^{-1},$$
$$\omega_{20} \approx 8{,}6 \times 10^{11}\ \text{c}^{-1}, \quad \omega_{2\text{df}} \approx 3 \times 10^{9}\ \text{c}^{-1},$$
$$\omega_{\text{dip}} \approx 7{,}3 \times 10^{7}\ \text{c}^{-1}, \quad \omega_{5\text{f}} \approx 2{,}5 \times 10^{13}\ \text{c}^{-1},$$
$$\omega_{\text{me5}} \approx 10^{6}\ \text{c}^{-1}. \tag{4.10}$$

В РЗОФ $YbFeO_3$

$$\omega_{\text{E}} \approx 2{,}5 \times 10^{14}\ \text{c}^{-1}, \quad \omega_{2\text{f}} \approx 8{,}8 \times 10^{11}\ \text{c}^{-1},$$
$$\omega_{20} \approx 5{,}5 \times 10^{12}\ \text{c}^{-1}, \quad \omega_{2\text{df}} \approx 1{,}2 \times 10^{11}\ \text{c}^{-1},$$
$$\omega_{\text{dip}} \approx 7{,}3 \times 10^{7}\ \text{c}^{-1}, \quad \omega_{5\text{f}} \approx 2{,}6 \times 10^{12}\ \text{c}^{-1},$$
$$\omega_{\text{me5}} \approx 10^{7}\ \text{c}^{-1}. \tag{4.11}$$

Здесь предполагалось, что в РЗОФ иттербия постоянная d по величине такая же, как и в РЗОФ эрбия.

Имея оценки частот (4.10) и (4.11), а также параметров затухания Λ_{d} и Λ_{f}, можно сравнить приведенные в разделах 1 и 2 экспериментальные и теоретические результаты по поведению связанных колебаний в точке ОФП $\Gamma_4-\Gamma_{24}$.

Обратимся сначала к поведению скорости звука $\tilde{s}_5$ (4.2) в точке перехода. Из (4.10) и (4.11) следует, что даже на частоте $\nu = 25$ МГц (наименьшей из используемых в эксперименте) главным слагаемым в подкоренном выражении в (4.2) является член, обусловленный затуханием: $\omega^2 \Lambda^2$. Используя указанные выше значения постоянных, получаем, что на данной частоте относительное изменение скорости $\Delta s_5/s_5 = (s_5 - \tilde{s}_5)/s_5$ для РЗОФ эрбия составляет около 10 %, а для РЗОФ иттербия на частоте $\nu = 54$ ГГц — приблизительно 1 %. Эти значения несколько выше, чем экспериментальные (см. рис. 1 и 5), что говорит о том, что принятые оценки постоянных λ_i, Λ_{d}, Λ_{f} являются достаточно грубыми.

Отметим, что увеличение $\Delta s_5/s_5$ при $T = T_1$ в $YbFeO_3$ в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$ (см. рис. 6) может быть объяснено уменьшением коэффициента затухания Λ_{f} при упорядочении f-подсистемы в магнитном поле при достаточно низкой температуре $T_1 \approx 8$ K. В $ErFeO_3$ $T_1 \sim 100$ K, и влияние магнитного поля на степень упорядоченности f-подсистемы невелико. По-видимому, этим обусловлено подавление значительного изменения $\Delta s_5/s_5$ магнитным полем (см. рис. 2).

Из (4.10), (4.11) следует, что в обоих рассматриваемых РЗОФ в области ОФП $\Gamma_4-\Gamma_{24}$ выполняется условие $\omega_{20} > \omega_{2\text{f}}$ и мягкой модой в обоих РЗОФ является f-мода ω_{II}. Величина активации этой моды в точке ОФП определяется формулой (4.6). С учетом определенных выше МУ-констант в РЗОФ эрбия $\nu_{\text{II}}(0) \approx 4$ ГГц, а в РЗОФ иттербия $\nu_{\text{II}}(0) \approx 5$ ГГц. Последнее значение по порядку величины согласуется с экспериментальным $\nu_{\text{II}}(0) \approx 20$ ГГц (см. рис. 3, 4) (различие может быть обусловлено отсутствием точной оценки постоянной d в РЗОФ иттербия). Значение же щели мягкой моды в РЗОФ эрбия в эксперименте [14, 15, 61] не было определено, так как в точке ОФП наблюдался один сигнал поглощения (см. рис. 1). Этот факт может быть объяснен, как уже говорилось выше, большим затуханием в f-подсистеме при высоких температурах (в РЗОФ эрбия $T_1 \approx 100$ К). В РЗОФ иттербия $T_1 \approx 10$ K, поэтому затухание в f-подсистеме значительно меньше и наблюдаются две линии поглощения, что и позволяет определить величину щели мягкой моды.

4.1.2. Переход $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ в $ErFeO_3$ и $YbFeO_3$. Согласно (3.22б), вблизи этого ОФП взаимодействуют между собой квазиферромагнитная ветвь d-подсистемы, одна из ветвей f-подсистемы и поперечный звук с поляризацией вдоль оси x. В точке ОФП $T = T_2$ $(K_{ac} + K_2 = 0)$ поведение квазиупругой ветви ω_{III} (3.20) отличается от поведения данной ветви в точке перехода $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ из-за влияния дипольного взаимодействия [7]. Так, скорость этой ветви колебаний в самой точке рассматриваемого перехода ($T = T_2$) определяется формулой

$$\tilde{s}_5 = \\ = s_5 \begin{cases} \sqrt{1 - \dfrac{\omega_{\mathrm{me5}}(Dk^2+\omega_{\mathrm{me5}}+\omega_{\mathrm{dip}})}{\Lambda^2\omega_{\mathrm{tk}}^2}}\,, & \omega_{\mathrm{tk}}\Lambda \gg \omega_{\mathrm{me5}}+\omega_{\mathrm{dip}}\,, \\ \sqrt{\dfrac{Dk^2+\omega_{\mathrm{dip}}}{Dk^2+\omega_{\mathrm{me5}}+\omega_{\mathrm{dip}}} - \dfrac{\omega_{\mathrm{tk}}^2\omega_{\mathrm{me5}}^2\Lambda^2}{(Dk^2+\omega_{\mathrm{me5}}+\omega_{\mathrm{dip}})^4}}\,, & \omega_{\mathrm{tk}}\Lambda \ll \omega_{\mathrm{me5}}+\omega_{\mathrm{dip}}\,. \end{cases} \tag{4.12}$$

Активации остальных двух ветвей связанных колебаний в точке ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ определяются первыми формулами в (4.4)–(4.7).

Перейдем вновь к сравнению экспериментальных и теоретических данных. Снова, пользуясь значениями постоянных для РЗОФ эрбия и иттербия (4.7) и (4.8), получим для частот, входящих в формулы (4.4)–(4.7) и (4.12), следующие оценки. В РЗОФ эрбия

$$\omega_{2\mathrm{f}} \approx 6\times10^{11}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \qquad \omega_{20} \approx 3{,}4\times10^{11}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \\ \omega_{2\mathrm{df}} \approx 2{,}2\times10^{8}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \qquad \omega_{5\mathrm{f}} \approx 2{,}3\times10^{13}\ \mathrm{c}^{-1}\,. \tag{4.13}$$

В РЗОФ иттербия

$$\omega_{2\mathrm{f}} \approx 1{,}4\times10^{12}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \qquad \omega_{20} \approx 3{,}9\times10^{12}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \\ \omega_{2\mathrm{df}} \approx 6\times10^{10}\ \mathrm{c}^{-1}\,. \tag{4.14}$$

Остальные частоты определяются по формулам (4.10) и (4.11) соответственно. Параметры затухания в d- и f-подсистемах вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ можно принять такими же, как и вблизи перехода $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ [69]. В этом случае наибольшим слагаемым в (4.12) как для РЗОФ эрбия, так и для РЗОФ иттербия на частоте $\nu \lesssim 50$ МГц является ω_{dip}. Используя (4.13) и (4.14), получаем, что на указанных выше частотах относительное изменение скорости звука в обоих РЗОФ составляет величину порядка 1–5 %. Для РЗОФ эрбия это значение хорошо согласуется с экспериментом (см. рис. 1), однако для РЗОФ иттербия имеется расхождение с экспериментом (см. рис. 5). Данное расхождение, по-видимому, опять же объясняется грубыми оценками постоянных λ_i, Λ_{f}.

Из (4.13) и (4.14) следует, что в $\mathrm{ErFeO_3}$ $\omega_{2\mathrm{f}} > \omega_{20}$ и мягкой модой вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ является квазиферромагнитная мода d-подсистемы ω_{I}. В $\mathrm{YbFeO_3}$ $\omega_{20} > \omega_{2\mathrm{f}}$, и мягкой модой является по-прежнему мода f-подсистемы ω_{II}. Величина активаций этих мод в точке ОФП $T = T_2$ определяется в $\mathrm{ErFeO_3}$ первой формулой (4.5), и $\nu_{\mathrm{I}}(0) \approx 21$ ГГц, а в $\mathrm{YbFeO_3}$ — первой формулой (4.6), и $\nu_{\mathrm{II}}(0) \approx 8$ ГГц. Оба эти значения по порядку величины согласуются (особенно в РЗОФ эрбия) с экспериментальными (см. рис. 1, 4). Подтверждением того, что в $\mathrm{ErFeO_3}$ при $T = T_2$ именно мода d-подсистемы является мягкой, а не мода f-подсистемы, как при $T = T_1$, служит ее хорошее разрешение в эксперименте. Для f-моды при $T = T_2 \approx 90$ K затухание по-прежнему велико, и она не должна была бы разрешаться (как и при $T = T_1$).

4.1.3. Переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в $\mathrm{ErFeO_3}$. Из уравнения (3.22а) следует, что вблизи данного перехода взаимодействуют квазиантиферромагнитная ветвь d-подсистемы, одна из f-мод и поперечная упругая ветвь с поляризацией вдоль оси y. Квазиупругая ветвь ω_{III} (3.20) и коэффициент затухания этой моды вблизи точки ОФП $K_{cb}(T_{\mathrm{N2}}) = 0$ выражаются формулами (4.1) и (4.3), в которых следует сделать замены индексов $2 \to 1$, $5 \to 4$, $ac \to cb$. Скорость для этой ветви $\tilde{s}_4 = \omega_{\mathrm{III}}/k$ в самой точке перехода определяется формулой (4.2) с такой же заменой индексов. Отметим, что в отличие от перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ при $T = T_{\mathrm{N2}}$ дипольное взаимодействие не влияет на поведение квазиупругой ветви ω_{III} (см. (3.20), (П.3)). Поскольку переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ наблюдается при низких температурах, затухание в f-подсистеме должно быть меньше, чем в области переходов $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ (согласно [69], как минимум на порядок, т.е. $\Lambda_{\mathrm{f}} \lesssim 1$ при $T \sim T_{\mathrm{N2}}$). Эти два фактора (отсутствие влияния дипольного взаимодействия при $T = T_{\mathrm{N2}}$ и уменьшение затухания в f-подсистеме при низких температурах) должны привести к тому, что изменение скорости поперечного звука $\tilde{s}_4$ вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ будет больше, чем при переходах $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$. В эксперименте [14–19, 61] наблюдалось изменение скорости звука при $T = T_{\mathrm{N2}}$ более 20 % (см. рис. 9). Такое большое изменение скорости звука в РЗОФ обнаружено впервые.

В области перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ получаем из (4.8) следующие оценки частот в (3.22а) для РЗОФ эрбия (предполагая, что при низких температурах МУ-постоянная B_{44} возрастает как минимум на порядок (и это будет показано ниже) по сравнению с ее значением при высоких температурах):

$$\omega_{1\mathrm{f}} \approx 6{,}3\times10^{11}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \qquad \omega_{10} \approx 1{,}8\times10^{12}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \\ \omega_{1\mathrm{df}} \approx 1{,}5\times10^{10}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \qquad \omega_{4\mathrm{f}} \approx 1{,}6\times10^{12}\ \mathrm{c}^{-1}\,, \\ \omega_{\mathrm{me4}} \approx 10^{9}\ \mathrm{c}^{-1}\,. \tag{4.15}$$

Используя эти оценки, из формулы (4.2) получаем, что в точке ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в РЗОФ эрбия относительное изменение скорости поперечного звука $\tilde{s}_4$ должно составлять более 90 %. В эксперименте (см. рис. 9) наблюдаемое изменение составляло более 20 %, вплоть до исчезновения эхо-сигналов. Отсутствие эхо-сигналов при подходе к точке ОФП объясняется тем, что коэффициент затухания звука, согласно формуле (4.3), вблизи ОФП сильно возрастает из-за наличия резонансного множителя в первых квадратных скобках.

Из (4.15) видно, что при $T = T_{\mathrm{N2}}$ $\omega_{10} > \omega_{1\mathrm{f}}$ и мягкой модой вблизи данного перехода является квазиредкоземельная мода, величина активации которой определяется формулой, аналогичной первой формуле (4.6) при $\omega_{\mathrm{dip}} = 0$:

$$\omega_{\mathrm{II}}^2(0) = \left(\frac{\omega_{1\mathrm{f}}}{\omega_{10}}\right)^2 \omega_{\mathrm{E}}\omega_{\mathrm{me4}}\,. \tag{4.16}$$

Отсюда имеем оценку величины щели мягкой моды при $T = T_{\mathrm{N2}}$: $\nu_{\mathrm{II}}(0) \sim 25$ ГГц. Это значение хорошо согласуется с экспериментом [8, 15] (см. рис. 9).

В эксперименте в области перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ наблюдалась еще одна особенность — резкая асимметрия в поведении как мягкой моды, так и акустических параметров слева и справа от точки перехода (см. рис. 9). Эта асимметрия обусловлена разными температурными зависимостями эффективных констант f–f-взаимодействия и анизотропии справа и слева от T_{N2}. Покажем, что зависимости указанных постоянных от температуры действительно различны в различных температурных интервалах. В области высокотемпературных переходов, когда f-подсистема находится в парамагнитном состоянии (это означает, что $f, c, \sigma \ll 1$), $\operatorname{Artanh}\sigma \approx \sigma$ и, значит, согласно (3.8а), $\lambda_i' \approx T - \lambda_i \approx T$ (так как при высоких температурах $T \gg \lambda_i$) [37, 69]. Из (3.10), (3.12) следует, что

$$K_{ac} = \tilde{K}_{ac}(T) - \frac{N(B_z'^2 + B_z''^2 - B_x^2)}{T},$$
$$K_{cb} = \tilde{K}_{cb}(T) + \frac{N(B_z'^2 + B_z''^2 - B_y^2)}{T}, \qquad (4.17)$$

где зависимость от температуры констант анизотропии $K_{ac,cb}$ определяется температурной зависимостью ванфлековского [30, 37, 69] и МУ-вкладов в эти постоянные.

В результате с учетом экспериментальных данных [20, 30] для РЗОФ эрбия в области температур, где происходит спиновая переориентация $\Gamma_4 - \Gamma_{24} - \Gamma_2$, получаем, что константа анизотропии K_{ac} линейно зависит от T:

$$K_{ac} = |0{,}238 - 2{,}44 \times 10^{-3} T| \ \mathrm{K}. \qquad (4.18)$$

Вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ (при $T \gtrsim T_{\mathrm{N2}}$) f-подсистема близка к упорядоченному состоянию. В этом случае $f, c, \sigma \sim 1$. Для выяснения температурной зависимости констант λ_i' и K_{cb} при $T \gtrsim T_{\mathrm{N2}}$ предположим для простоты, что $a = B_z'' = \lambda_{7,8} = 0$ и $B_z' \gg \lambda_i \sigma$. Тогда из (3.8) следует, что в фазе Γ_2

$$f_z = c_y = 0, \quad f_x = \sigma = \frac{B_z'}{\lambda_1'},$$

а из (3.8а), — что

$$\operatorname{Artanh}\sigma \approx \frac{B_z'}{T}, \quad \text{т.е.} \quad f_x = \tanh\left(\frac{B_z'}{T}\right).$$

Подставляя эти результаты в формулы для λ_i' (3.8а) и $K_{ac,cb}$ (3.10), (3.12), получаем, что при $T \gtrsim T_{\mathrm{N2}}$

$$\lambda_i' \approx B_z' \tanh^{-1}\left(\frac{B_z'}{T}\right),$$
$$K_{ac,cb} \approx \tilde{K}_{ac,cb}(T) \mp \frac{N(B_z'^2 - B_{x,y}^2)}{B_z'} \tanh\left(\frac{B_z'}{T}\right). \qquad (4.19)$$

Здесь постоянные $\tilde{K}_{ac,cb}$ могут зависеть от температуры только через МУ-вклад, так как ванфлековский вклад при низких температурах практически постоянен [30]. Используя экспериментальные данные [14–19, 30, 36], окончательно из (4.19) получаем для константы K_{cb} в РЗОФ эрбия при $T \gtrsim T_{\mathrm{N2}}$ следующее выражение:

$$K_{cb} = \left[3{,}37 - 6{,}42 \tanh\left(\frac{2{,}4}{T}\right)\right] \mathrm{K}. \qquad (4.20)$$

При $T \lesssim T_{\mathrm{N2}}$ f-подсистема упорядочена. В этом случае температурная зависимость параметров взаимодействий f–f и f–d должна вновь измениться, что также приведет к иной температурной зависимости констант анизотропии в области температур $T \lesssim T_{\mathrm{N2}}$.

Таким образом, асимметрия в поведении мягкой моды в области ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ действительно может быть объяснена различием температурных зависимостей эффективных констант f–f-, f–d-взаимодействий и анизотропии справа и слева от T_{N2}.

Знание конкретной зависимости констант анизотропии от температуры позволяет определить величину МУ-постоянных B_{55} и B_{44} при различных температурах из экспериментальной зависимости скоростей квазизвуковых волн (3.20) $\tilde{s}(T) = \omega_{\mathrm{III}}(T)/k$ [14–20, 61]. В РЗОФ эрбия в области высокотемпературных переходов для B_{55} и B_{44} в [20] были получены следующие значения: $B_{55} \approx 2{,}2 \times 10^6$ эрг см$^{-3}$, $B_{44} \approx 4 \times 10^6$ эрг см$^{-3}$. Используя экспериментальную зависимость скорости поперечного звука с поляризацией вдоль оси y [14–19, 61] и приведенную выше зависимость от T константы анизотропии K_{cb} вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ при $T \gtrsim T_{\mathrm{N2}}$, получаем из (3.20) или (4.1а) при $\Lambda = 0$, что МУ-константа B_{44} в области низких температур возрастает почти на два порядка: $B_{44} \approx 2{,}5 \times 10^8$ эрг см$^{-3}$. Такое значительное возрастание МУ-постоянной B_{44} в области ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ может быть, по-видимому, объяснено увеличением вклада в МУ-энергию от f-подсистемы при низких температурах из-за близости f-подсистемы к упорядоченному состоянию. Так, при учете энергии магнитострикции f–d-взаимодействия (3.6б) вместо МУ-постоянной B_{44} во всех формулах следует использовать постоянную $\tilde{B}_{44}$, определяемую как

$$\tilde{B}_{44} = B_{44} + B_{1223}^{(1)} f_x + B_{2233}^{(2)} c_y + \frac{B_{3323}^{(2)} B_y}{\lambda_6'}. \qquad (4.21)$$

Таким образом, если при высоких температурах значение $\tilde{B}_{44}$ обусловлено в основном первым слагаемым в (4.21), то при низких температурах, по-видимому, — последними тремя слагаемыми.

Отметим, что различной величиной МУ-постоянных B_{55} и B_{44} и разной зависимостью констант анизотропии от T вблизи переходов $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$, $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ может быть объяснена и разная степень изменения скорости звука при данных переходах при малом затухании в f-подсистеме. Действительно, предполагая в области переходов $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ справедливой зависимость (4.18), можно показать, что уменьшение скорости звука в два раза должно наблюдаться при приближении к ОФП на

$$\Delta T \approx \frac{M_0 \omega_{\mathrm{me5}}}{g\, \partial K_{ac}/\partial T} \sim 10^{-4} - 10^{-3}\ \mathrm{K}.$$

Таким образом, для наблюдения больших изменений скорости звука вблизи высокотемпературных переходов необходимо чрезвычайно близко подойти к точке ОФП. В области же перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ такое же уменьшение скорости звука будет наблюдаться при приближении к точке ОФП на

$$\Delta T \approx \frac{M_0 \omega_{\mathrm{me4}}}{g\, \partial K_{cb}/\partial T} \sim 10^{-2} - 10^{-1}\ \mathrm{K}.$$

В эксперименте приблизиться к точке ОФП на такой интервал вполне возможно.

Рассмотренный ОФП ($\Gamma_2 - \Gamma_{12}$) в РЗОФ эрбия является единственным (а следовательно, уникальным) переходом по температуре, при котором достигнуто столь значительное изменение скорости звука.

Итак, проведенное в данном разделе теоретическое исследование связанных колебаний редкоземельной, железной, упругой и дипольной подсистем в РЗОФ с крамерсовскими ионами и сравнение полученных результатов с экспериментом позволяет сделать следующие выводы.

В зависимости от соотношения между частотой колебаний f-подсистемы и частотой колебаний d-подсистемы, перенормированной взаимодействием с f-подсистемой, упругой и дипольной подсистемами, мягкой модой в области ориентационных фазовых переходов может быть либо одна из квазижелезных мод, либо одна из квазиредкоземельных мод. Так, например, в РЗОФ эрбия вблизи переходов $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ мягкой является квазиредкоземельная мода, а в области перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ — квазиферромагнитная мода. В РЗОФ иттербия в области обоих переходов ($\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$) мягкой является мода f-подсистемы.

В области ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ малое изменение скорости поперечного звука, поляризованного вдоль оси x, может быть обусловлено большим коэффициентом затухания в парамагнитной f-подсистеме (ширина линии зависит от температуры и при высоких температурах составляет величину порядка самой частоты [37, 69]), через который выражается коэффициент затухания звука (4.3). Величина коэффициента затухания может быть настолько большой, что вблизи точки перехода будет отсутствовать эхо-сигнал [24]. Незначительное изменение скорости звука объясняется также тем, что температурный интервал вблизи T_1, в котором происходит существенное (в два и более раз) уменьшение скорости, чрезвычайно узок ($10^{-4} - 10^{-3}$ K) и в эксперименте не разрешается.

Вблизи фазового перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ небольшое изменение скорости звука объясняется в основном влиянием дипольного взаимодействия, обусловленного неколлинеарностью волнового вектора и вектора ферромагнетизма (4.12).

В области низкотемпературного фазового перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в РЗОФ эрбия экспериментально наблюдаемое уменьшение скорости звука, поляризованного вдоль оси y, более чем на 25 % может быть объяснено тем, что, во-первых, при низких температурах затухание в f-подсистеме существенно уменьшается, во-вторых, вблизи данного перехода отсутствует ограничение изменения скорости звука дипольным взаимодействием. Наблюдаемая также слабая температурная зависимость частоты мягкой моды вблизи перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ объясняется тем, что при низких температурах может существенно измениться температурная зависимость констант анизотропии (4.17), (4.19). Это в свою очередь приводит к увеличению температурного интервала "близости" к точке ОФП до десятых долей градуса, что делает рассматриваемый переход уникальным, так как такой большой интервал близости к ОФП по температуре до сих пор не обнаружен ни в одном из магнетиков.

Полученные оценки щелей мягких мод в области ОФП по порядку величин согласуются с экспериментальными значениями. Для подтверждения сделанных здесь выводов и более точного сравнения теории и эксперимента необходимы новые эксперименты по определению температурного хода констант анизотропии, а также констант МУ-, f – f- и d – f-взаимодействий.

4.2. Связанные колебания в редкоземельных ортоферритах с некрамерсовскими редкоземельными ионами в области фазовых переходов

Некрамерсовские ионы Tm^{3+} и Ho^{3+} стоят рядом по числу 4f-электронов (соответственно, 12 и 10). Однако их динамические свойства резко различаются. Это видно, в частности, из сопоставления зависимостей, приведенных на рис. 12 – 15. Рассмотрим полученные в эксперименте результаты с точки зрения динамического взаимодействия магнитной и упругой подсистем.

Наиболее простая и в качественном отношении предсказуемая ситуация реализуется в $TmFeO_3$. Здесь на обеих границах переориентации обнаружено высокочастотное поглощение, которое можно однозначно связать с размягчающейся магниторезонансной модой, имеющей в точках T_1, T_2 энергетические щели. В этих же точках уменьшается скорость активной звуковой волны, хотя величина эффекта незначительна. Таким образом, поведение мягких магнитных и акустических мод качественно согласуется с представлениями о магнитоупругом взаимодействии. Более сложная картина наблюдается в $HoFeO_3$, где и структура ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_4$ непростая. Здесь не удается измерить энергетические щели на границах переориентации и остается лишь оценить их величину путем расчета. Звуковые же эксперименты дают и количественные результаты, хотя величина соответствующих эффектов в точке перехода $\Gamma_{24} - \Gamma_4$ в $HoFeO_3$ еще меньше, чем в $TmFeO_3$. Так, изменения скорости активного звука при T_1 очень малы: порядка 10^{-4} для моды с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{c}$ и 7×10^{-4} для волны с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$. В то же время резонансное изменение скорости на нижней по температуре границе переориентации (в точке $T = T_3$) для моды с $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{u} \parallel \mathbf{b}$ сравнительно велико ($\sim 3 \times 10^{-2}$). Таким образом, из эксперимента следует, что величины магнитоупругой связи при T_1 и T_3 различаются на два порядка.

Проанализируем полученные опытные данные на основе развитой теории. Предварительно отметим, что изложенная в разделе 3.2 теория справедлива только для случая РЗОФ с некрамерсовскими f-ионами, спектр которых имеет квазидублетную структуру. К таким ионам относятся, например, ионы тербия и гольмия. Структура спектра иона тулия более сложна [30, 36]. В последнем случае для анализа спектра колебаний будут использоваться те же теоретические результаты, однако в них влияние f-подсистемы следует учитывать лишь в виде перенормировки параметров d-подсистемы (без конкретизации влияния на них f-ионов). Такой подход оправдан, так как в РЗОФ тулия реализуется случай, когда частоты f-мод превышают частоты d-мод: $\omega_{1f,\,2f} > \omega_{10,\,20}$ [30].

4.2.1. Переход $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ в $TmFeO_3$ и $HoFeO_3$. Из (3.30) следует, что в области данного ОФП ветви ω_{III}, ω_{IV}, ω_{V} практически не отличаются от невзаимодействующих ветвей ω_{1k}, ω_{4k}, ω_{3k}, так как $G_z \approx 0$. Ветвь ω_{VI}, соответствующая поперечной квазиупругой ветви колебаний (с поляризацией вдоль оси x), отличается от невзаимодействующей ветви ω_{5k}. Вблизи точки перехода ($T = T_1$, $G_z = 0$, $K_{ac} = 0$) в длинноволновом приближении мода ω_{VI} и ее коэффициент затухания γ_{VI} выражаются формулами (4.1) и (4.3) при замене индексов III на VI и 5f на f′. Скорость этой моды $\tilde{s}_5 = \omega_{\mathrm{VI}}/k$ в самой точке ОФП определяется формулой (4.2). Остальные две ветви являются активационными. Их активации в случаях $\omega_{20} > \omega_{2f}$ и $\omega_{20} < \omega_{2f}$ описываются формулами (4.4)–(4.7). Из этих формул следует, что в точке ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ при $\omega_{20} > \omega_{2f}$ мягкой модой является f-мода, а при $\omega_{20} < \omega_{2f}$ — d-мода. Величина активации мягкой моды в первом случае может быть как больше, так и меньше величины МУ-щели $\sqrt{\omega_{\rm E}\omega_{\rm me5}}$ (см. (4.6)), а во втором случае — всегда больше нее (см. (4.5)). Величина же активации квазижелезной ветви в обоих случаях больше величины МУ-щели. Поэтому наблюдаемую в спектре f- или d-моды щель нельзя отождествлять с МУ-щелью.

Приведем количественные результаты. Для этого воспользуемся значениями постоянных, входящих в формулы (4.1)–(4.7), из работ [24, 30, 37, 69]. В РЗОФ гольмия

$$\begin{gathered} M_0 \approx 830 \text{ Э}, \quad \rho \approx 8 \text{ г см}^{-3}, \quad A = 1{,}3\times10^{10} \text{ эрг см}^{-3}, \\ \Delta^0_{\rm ex} = 4{,}7 \text{ K}, \quad \Delta_{\rm CF} = 2{,}4 \text{ K}, \quad \lambda_{\rm f} = -3{,}5 \text{ K}, \\ \lambda_c = -2{,}5 \text{ K}, \quad \mu_x = 3{,}25\mu_{\rm B}, \quad \mu_y = 7{,}2\mu_{\rm B}, \\ d = 10^8 \text{ эрг см}^{-3}. \end{gathered} \tag{4.22}$$

В РЗОФ тулия

$$\begin{gathered} M_0 \approx 816 \text{ Э}, \quad \rho = 8{,}16 \text{ г см}^{-3}, \quad A = 1\times10^{10} \text{ эрг см}^{-3}, \\ d \approx 1{,}5\times10^8 \text{ эрг см}^{-3}, \quad c_{55} \approx 9{,}2\times10^{11} \text{ эрг см}^{-3}, \\ c_{44} \approx 1{,}1\times10^{12} \text{ эрг см}^{-3}. \end{gathered} \tag{4.23}$$

Из МУ-постоянных известна только величина B_{55} в РЗОФ тулия [24]: $B_{55} = 4{,}4\times10^7$ эрг см$^{-3}$. Как уже отмечалось выше, в ранних работах (в том числе и в [24]) использовались не совсем точные теоретические формулы при оценке МУ-постоянных из поведения скорости звука в области ОФП. Используя полученные позднее формулы (4.1), (4.5) и экспериментальные результаты [24] (см. рис. 13), получаем для постоянной B_{55} в РЗОФ тулия при $K_{ac} + K_2 = (218{,}4 - 2{,}6T)\times10^5$ эрг см$^{-3}$ уточненное значение: $B_{55} \approx 8\times10^7$ эрг см$^{-3}$. Не имея экспериментальной зависимости скорости звука $\tilde{s}_5$ в $HoFeO_3$ в области ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$, полагаем в нем $B_{55} \approx 10^7$ эрг см$^{-3}$. В соответствии с [69] примем следующие параметры затухания: $\Lambda_{\rm d} \sim 10^{-4}$, $\Lambda_{\rm f} \sim 1-10$.

Оценка величины частот в (4.1)–(4.7) для $HoFeO_3$ дает

$$\begin{gathered} \omega_{\rm E} \approx 2{,}8\times10^{14} \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{\rm 2f} \approx \omega_{\rm f} \approx \omega_{\rm f'} \approx 6{,}5\times10^{11} \text{ с}^{-1}, \\ \omega_{20} \approx 2{,}3\times10^{12} \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{\rm 2df} \approx 2\times10^{10} \text{ с}^{-1}, \\ \omega_{\rm dip} \approx 4\times10^7 \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{\rm me5} \approx 4{,}6\times10^7 \text{ с}^{-1}, \end{gathered} \tag{4.24}$$

а для $TmFeO_3$ (магнитные постоянные в этом РЗОФ неизвестны, поэтому частоты $\omega_{\rm 2f}$, ω_{20} и $\omega_{\rm 2df}$ здесь не оцениваются)

$$\begin{gathered} \omega_{\rm E} \approx 2{,}25\times10^{14} \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{\rm dip} \approx 1{,}51\times10^8 \text{ с}^{-1}, \\ \omega_{\rm me5} \approx 1{,}5\times10^8 \text{ с}^{-1}. \end{gathered} \tag{4.25}$$

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов по поведению связанных колебаний в области перехода $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ приводит к следующим результатам.

Оценки показывают, что в формуле (4.2) слагаемые $\omega_{\rm me5}$ и $\omega\Lambda$ на частотах около 50 МГц — величины одного порядка. Поэтому в точке ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ должно наблюдаться относительное изменение скорости $\Delta s_5/s_5 \approx 10\,\%$. Экспериментально (см. рис. 13) в РЗОФ тулия наблюдалось уменьшение скорости на $\approx 3\,\%$ [24]. Однако точное значение этого уменьшения не было определено из-за большого затухания (вблизи и выше точки ОФП отсутствовали эхо-сигналы). В РЗОФ гольмия экспериментальное относительное изменение скорости звука составляет $\sim 0{,}1\,\%$ [13]. По-видимому, это обусловлено малостью МУ-постоянной B_{55} (частоты $\omega_{\rm me5}$) в данном РЗОФ по сравнению с аналогичными постоянными в РЗОФ тулия (выше было принято, что они одного порядка).

Из (4.24) следует, что в РЗОФ гольмия в области перехода $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ выполняется условие $\omega_{20} > \omega_{\rm 2f}$ и мягкой модой является квазиредкоземельная мода. Величина активации этой моды, согласно (4.6), в точке ОФП есть $\nu_{\rm II}(0) \approx 5$ ГГц. Отметим, что точное значение величины активации мягкой моды в $HoFeO_3$ в области ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ экспериментально не было определено. Так, в работах [37, 69] использовались частоты $\omega/2\pi > 70$ ГГц. Поэтому определение величины активации (которая, в принципе, может быть меньше этого значения) было ограничено возможностями эксперимента. В работе же [13] величина активации мягкой моды не могла быть измерена из-за наличия всего лишь одного сигнала поглощения, что, по-видимому, обусловлено слиянием двух сигналов поглощения в один за счет большого затухания (порядка самой частоты) [69] в парамагнитной f-подсистеме (см. рис. 14). Большое затухание в f-подсистеме может быть причиной еще одного эффекта — уже в упругой подсистеме. Анализ формулы (4.3) показывает, что коэффициент затухания наиболее сильно взаимодействующего с d-подсистемой поперечного звука (с поляризацией вдоль оси x) $\gamma_{\rm VI}$ определяется как коэффициентом затухания спиновых волн в d-подсистеме $\Lambda_{\rm d}$, так и коэффициентом затухания спиновых колебаний в f-подсистеме $\Lambda_{\rm f}$. Так как f-подсистема вблизи данного ОФП обычно находится в парамагнитном состоянии, то коэффициент затухания $\Lambda_{\rm f}$ значительно превышает коэффициент затухания $\Lambda_{\rm d}$ (по данным [69] $\Lambda_{\rm d} \sim 10^{-4}$, $\Lambda_{\rm f} \sim 1-10$ и $\Lambda_{\rm d}/\Lambda_{\rm f} \sim 10^{-4}-10^{-5}$). Таким образом, в области ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ затухание поперечного звука определяется коэффициентом затухания в f-подсистеме. Поскольку величина последнего коэффициента велика, велико будет и затухание поперечного звука. Кроме того, затухание поперечного звука вблизи рассматриваемого ОФП возрастает также из-за наличия в (4.3) резонансного члена $\omega_{ac} - \omega_{\rm 2df} - \omega_{\rm me5}$.

В $TmFeO_3$ не все постоянные в (3.1) и (4.4)–(4.7) известны. Однако экспериментально установлено, что в этом РЗОФ в области ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ выполняется условие $\omega_{20} < \omega_{\rm 2f}$ [11, 64] и, следовательно, при $T = T_1$ мягкой модой является квазижелезная ветвь $\omega_{\rm I}$ (это следует также из того, что при $T \approx 100$ K линия разрешается). Ее активация в точке ОФП определяется формулой (4.5). Используя численные значения частот из (4.25), получаем, что в РЗОФ тулия активация мягкой моды в точке ОФП есть $\nu_{\rm I}(0) \approx 41$ ГГц. Это значение совпадает с экспериментальным значением $\nu_{\rm I}(0) = 42$ ГГц (см. рис. 12).

4.2.2. Переход $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ в $TmFeO_3$. В области этого перехода ветви $\omega_{\rm IV} - \omega_{\rm VI}$ (3.33) практически совпадают с невзаимодействующими ветвями $\omega_{\rm 1f}$, ω_{1k}, ω_{4k}. Наиболее сильно с магнитными подсистемами взаимодействует поперечный звук с поляризацией вдоль оси x. В точке ОФП $T = T_2$ уменьшение скорости этого звука (ветвь $\omega_{\rm III}$) ограничено из-за наличия дипольного взаимодействия. Из расчета следует, что в этом случае для $\tilde{s}_5$ справедлива формула (4.12) при $\Lambda = \Lambda_{\rm d}$. Коэффициент затухания поперечного звука $\gamma_{\rm III}$ определяется формулой (4.3), в которой следует заменить ω_{ac} (П.4) на ω_{ca} (П.3) и положить $\Lambda = \Lambda_{\rm d}$. Поэтому $\gamma_{\rm III}$ полностью определяется затуханием в d-подсистеме. Таким образом, редкоземельная подсистема в области рассматриваемого ОФП практически не влияет на скорость и затухание звука. Отсюда следует, что коэффициент затухания $\gamma_{\rm III}$ в окрестности ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ должен быть значительно меньше коэффициента затухания этого же звука в области ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$, так как в последнем случае затухание звука определяется большим затуханием в f-подсистеме. Кроме того, разница в величине коэффициента затухания поперечного звука с поляризацией вдоль оси x может быть обусловлена ограничением резонансного члена в знаменателе выражения (4.3) для $\gamma_{\rm III}$ вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ из-за дипольного взаимодействия. Отметим, что такое различие в затухании звука в области переходов $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ может привести к тому, что в эксперименте при ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ изменение скорости звука будет больше, чем при ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$, несмотря на ограничение этого изменения в первом случае дипольным взаимодействием. Это действительно наблюдается в эксперименте [24] (см. рис. 13).

Итак, при проведении численных оценок на частоте $\lesssim 50$ МГц в (4.12) вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ можно пренебречь слагаемым, связанным с затуханием $(\omega\Lambda)$. Используя данные (4.25), получаем, что при $T = T_2$ относительное изменение скорости $\Delta s_5/s_5$ должно составлять более 10 %. Это значение по порядку величины согласуется с экспериментом (см. рис. 13).

Ветви $\omega_{\rm I}$ и $\omega_{\rm II}$ соответствуют квазижелезной и квазиредкоземельной модам колебаний. Обе являются активационными при $k = 0$. Величина их активаций в случае $\omega_{20} > \omega_{2\rm f}$ в точке ОФП выражается как

$$\omega_{\rm I}^2(0) = \omega_{\rm E}(\omega_{\rm me5} + \omega_{\rm dip}) + \omega_{2\rm df}^2\,, \tag{4.26}$$

$$\omega_{\rm II}^2(0) = \omega_{2\rm f}^2 - \omega_{2\rm df}^2\,, \tag{4.27}$$

а в случае $\omega_{20} < \omega_{2\rm f}$

$$\omega_{\rm I}^2(0) = \omega_{\rm E}(\omega_{\rm me5} + \omega_{\rm dip})\left(1 - \frac{\omega_{2\rm df}^2}{\omega_{2\rm f}^2}\right), \tag{4.28}$$

$$\omega_{\rm II}^2(0) = \omega_{2\rm f}^2 + \omega_{\rm E}\omega_{\rm me5}\,\frac{\omega_{2\rm df}^2}{\omega_{2\rm f}^2}\,. \tag{4.29}$$

Экспериментально установлено, что мягкой модой в $\rm TmFeO_3$ вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ так же, как и в окрестности $T = T_1$, является квазижелезная мода $\omega_{\rm I}$ [11, 64]. Следовательно, в этом ортоферрите при $T = T_2$ выполняется условие $\omega_{20} < \omega_{2\rm f}$, и величина активации мягкой моды определяется формулой (4.28). Из сравнения (4.28) и (4.5) видно, что величина активации мягкой моды вблизи ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ несколько меньше, чем при ОФП $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ (из-за сомножителя $(1 - \omega_{2\rm df}^2/\omega_{2\rm f}^2)$ в (4.28)). Это подтверждается в эксперименте [11], где при $T = T_2$ измеренное значение активации было $\nu_2(0) = 40$ ГГц (см. рис. 12).

Различие активаций мягкой моды при $T = T_1$ и $T = T_2$ может быть обусловлено также разными значениями величины F_0 (3.26) в фазах Γ_2 и Γ_4, что, в свою очередь, может вызываться различием вкладов от изотропного d–f-обменного взаимодействия в ферромагнитный момент. Экспериментально установлено [22, 30], что в РЗОФ тулия значения F_0 в фазах Γ_2 и Γ_4 различаются почти в два раза.

4.2.3. Переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ в $\rm HoFeO_3$. Все теоретические результаты, которые были приведены выше для ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$, остаются справедливыми и для данного перехода, если в них (т.е. в формулах (4.12), (4.26)–(4.29)) провести замены $\rm I - III \to IV - VI$, $2,5 \to 1,4$ и $y \to x$, а также положить везде $\omega_{\rm dip} = 0$. Отсюда следует, что при $T = T_3$ уменьшение скорости поперечного звука $\omega_{\rm VI}/k$ с поляризацией вдоль оси y будет значительно больше, чем при $T = T_1$ или $T = T_2$ (в идеальном случае в отсутствие затухания $\omega_{\rm VI}/k \to 0$ при $k \to 0$), так как здесь, во-первых, нет ограничения этого уменьшения дипольным взаимодействием (как при $T = T_2$), и, во-вторых, затухание звука определяется затуханием только в d-подсистеме (при $T = T_1$ затухание звука определяется большим затуханием в f-подсистеме). Это различие действительно наблюдается в эксперименте [13] (см. рис. 15).

Снова, используя экспериментальные и теоретические данные [13, 27–29, 69] для $\rm HoFeO_3$ по поведению зависимости от температуры в окрестности ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ константы анизотропии $K_{cb} = (117{,}5 - 3T) \times 10^4$ эрг см$^{-3}$ и скорости звука $\tilde{s}_4$, получаем оценку МУ-постоянной B_{44} в РЗОФ гольмия: $B_{44} \approx 4 \times 10^7$ эрг см$^{-3}$.

При $T = T_3$ из (4.22) и (П.5) имеем оценки частот, входящих в (3.33):

$$\omega_{1\rm f} \approx 1{,}4 \times 10^{12}\ \text{с}^{-1}\,, \qquad \omega_{10} \approx 1{,}2 \times 10^{11}\ \text{с}^{-1}\,,$$
$$\omega_{\rm me4} \approx 3{,}5 \times 10^{7}\ \text{с}^{-1}\,. \tag{4.30}$$

Отсюда получаем, что в точке ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ слагаемые $\omega_{\rm me4}$ и $\omega\Lambda$ в (4.2) на частоте $\nu = 50$ МГц — величины одного порядка. Поэтому относительное изменение скорости звука $\Delta s_4/s_4$ должно составлять более 10 %. Малость же наблюдаемого уменьшения скорости звука ($\lesssim 3$ %), по нашему мнению, можно объяснить, во-первых, узостью ОФП: для того чтобы добиться 50 %-ного уменьшения скорости, необходимо "подойти" чрезвычайно близко к точке ОФП (на $\Delta T \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ K), во-вторых, конечностью k (слагаемое Dk^2 в (4.12) на частоте $\nu = 50$ МГц равно 4×10^4 с$^{-1}$) и коэффициента затухания $\Lambda_{\rm d}$ (слагаемое $\omega\Lambda$ на той же частоте составляет $\approx 1{,}5 \times 10^4$ с$^{-1}$).

Из (4.30) следует, что мягкой модой является квазижелезная мода $\omega_{\rm IV}$, величина активации которой определяется формулой (4.28), если в ней положить $\omega_{\rm dip} = 0$. Таким образом, величина активации мягкой моды при $T = T_3$ определяется в основном МУ-взаимодействием и равна $\nu_{\rm IV}(0) \approx 16$ ГГц. Экспериментально активация $\nu_{\rm IV}(0)$ не была измерена из-за отсутствия двух сигналов поглощения [13] (см. рис. 14) вследствие большого затухания рассматриваемой мягкой моды [69].

Исследование МУ-колебаний в РЗОФ с некрамерсовскими редкоземельными ионами приводит к следующим основным результатам.

Как и в РЗОФ с крамерсовскими f-ионами, мягкой модой вблизи ОФП может быть как мода d-подсистемы, так и мода f-подсистемы. Какая из мод является мягкой, зависит от соотношения частот этих двух мод. Так, в $\rm HoFeO_3$ в области перехода $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ мягкой является f-мода, а в области перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ — мода d-подсистемы. Частоты колебаний d-подсистемы перенормируются взаимодействием с f-подсистемой и упругой подсистемой. Величина активации мягких мод в точке

ОФП, как правило, превышает величину МУ-щели в спектре колебаний d-подсистемы. Эта активация может определяться кроме магнитоупругого еще и дипольным взаимодействием, а также взаимодействием внутри f-подсистемы и между d- и f-подсистемами.

Наблюдаемое в эксперименте малое изменение скорости поперечного звука в РЗОФ с некрамерсовскими f-ионами в области ОФП может быть объяснено следующими причинами. В области перехода $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ уменьшение скорости звука невелико из-за большого коэффициента затухания в парамагнитной f-подсистеме (ширина линии поглощения порядка самой частоты [69]), через который выражаются скорость и коэффициент затухания звука. Затухание может быть настолько большим, что в области перехода будет отсутствовать эхо-сигнал [24]. Вблизи ОФП $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ и $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ f-подсистема не дает вклада в затухание звука, поэтому изменение скорости звука в области указанных ОФП существенно больше, чем в области перехода $\Gamma_4-\Gamma_{24}$. Однако вблизи ОФП $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ уменьшение скорости звука ограничено дипольным взаимодействием. Следует отметить также, что малое изменение скорости звука в окрестности ОФП может быть обусловлено также узостью самой области ОФП и конечностью k. Этими причинами может быть объяснено и небольшое изменение скорости звука вблизи ОФП $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ в РЗОФ гольмия, хотя здесь дипольное взаимодействие и не влияет на поведение квазиупругих ветвей колебаний.

Для подтверждения сделанных здесь выводов и более подробного сравнения теории и эксперимента требуются также новые эксперименты по исследованию МУ-волн и в РЗОФ с некрамерсовскими ионами.

4.3. О механизмах формирования энергетических щелей

Завершая обсуждение результатов, сопоставим предлагаемые нами механизмы формирования энергетических щелей на границах спонтанной переориентации с механизмами, представленными в работах [31–34]. Являются ли они альтернативными? Модель, развитая в [31–34], базируется на учете диссипации и продольных колебаний намагниченности. В этом случае, по утверждению авторов [31–34], мягкой становится новая, чисто релаксационная мода, а регистрируемые в эксперименте мягкие моды на самом деле таковыми не являются. Соответствующие им частотные щели $\nu \sim (\chi_{\parallel}/\chi_{\perp})^{1/2} H_{\mathrm{t}}$ ($\chi_{\parallel}$, $\chi_{\perp}$ — соответственно продольная и поперечная восприимчивости d-подрешетки, H_{t} — поле фазового перехода) есть результат взаимодействия наблюдаемых мод с релаксационными.

Подчеркнем, что модели, развитые в [7, 25–29] и в [31, 33], проверялись и получили удовлетворительное подтверждение в несопоставимых условиях — на разных ортоферритах и при различных способах реализации переходов: первая — в экспериментах на ортоферритах иттербия, эрбия, гольмия, тулия — при спонтанных переходах; вторая — на ортоферритах иттрия и диспрозия — в условиях индуцирования перехода магнитным полем.

Для выяснения вопроса необходимо было провести эксперимент в условиях, удовлетворяющих обеим моделям на одном из РЗОФ. Наиболее подходящим для этого является $TmFeO_3$. В нем размягчающаяся квазиферромагнитная резонансная ветвь наиболее близка к таковой в $YFeO_3$, являющемся модельным для теории [31]. В специально выполненном эксперименте [72] так же, как и в [31, 32], измерялась частотная щель на границе ОФП второго рода между симметричной фазой Γ_2 и угловой фазой Γ_{24} в поле **H**, направленном по оси **a**. Благодаря более высокому качеству образца здесь щель ν_2 имеет меньшую величину по сравнению с измеренной в [11]. Результаты эксперимента представлены на рис. 17. Получены они на сферическом образце (диаметром около 0,9 мм) следующим образом. Сначала достигалась и фиксировалась максимально точная ориентация поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ в плоскости переориентации **ac** ($\sim 0{,}5'$) по пробным записям способом, описанным в [31]. Затем восстанавливались температурные зависимости частот мягкой моды и определялись соответствующие им энергетические щели при различных значениях H. Они указаны на рис. 17 под соответствующими им температурными точками (здесь же показаны структура перехода и геометрия опыта, которая в точности совпадала с использованной в [31, 33]). Основной результат заключается в том, что в пределах достигнутой точности энергетические щели ν_2 не зависят от поля. В соответствии же с выводами [31] приращение щели, которое следует ожидать при $H = 10$ кЭ по сравнению с ее значением в точке спонтанного перехода ($H = 0$), должно составить ≈ 8 ГГц, что значительно превышает погрешность в определении щелей (± 2 ГГц). Таким образом, полученный в [72] результат, на первый

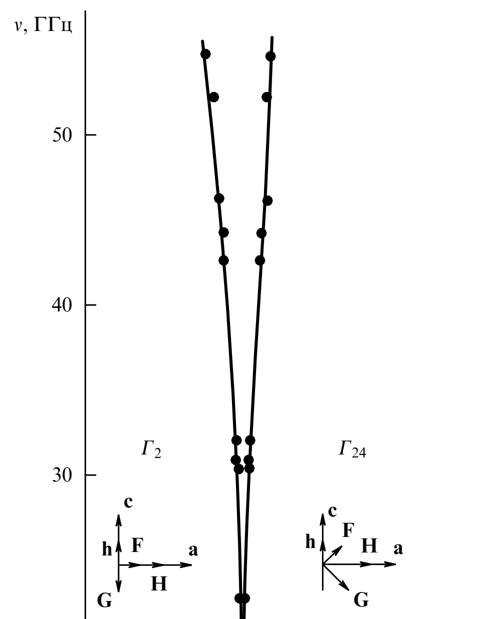

Рис. 17. Температурная зависимость частоты мягкой моды магнитного резонанса при $H = 0$ (●) и энергетических щелей в полях $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, равных 2, 4, 6, 8, 10 кЭ (∇), в точках перехода $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ для $TmFeO_3$; ν_2 — энергетическая щель в точке перехода T_2; **h** — магнитная составляющая ВЧ-поля.

взгляд, противоречит предложенному в [31, 33] механизму формирования энергетических щелей. Однако из сопоставительного анализа всей совокупности экспериментальных данных на разных РЗОФ можно сделать и иной вывод. Обратим внимание на то, что теория [31, 33] апробировалась в экспериментах с $YFeO_3$ и $DyFeO_3$, где исследуемый переход реализовался при сравнительно высоких температурах и в сильном магнитном поле. Снижение "жесткости" подрешетки железа при $T \to T_{N1}$ приводит к тому, что на верхней границе температурного диапазона этих опытов (≈ 400 K) отношение $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ достигает приблизительно 0,5, т.е. половины предельного значения

$$\left.\frac{\chi_{\parallel}}{\chi_{\perp}}\right|_{T=T_{N1}} = 1\,.$$

Этот факт, а также высокие значения поля перехода, делают эффекты проявления обменной релаксационной моды, связанной с продольными колебаниями намагниченности, ярко выраженными. Но уже при $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} \lesssim 0{,}1$, чему соответствуют температуры $T < 100$ K, вклад продольных колебаний в величины наблюдаемых щелей может быть неощутимо мал по сравнению с вкладом от рассмотренных в данном обзоре механизмов. Это как раз и имеет место в эксперименте [72] и в совпадающих с ним по технологии измерениях на $YbFeO_3$ [12] ($T_2 \approx 7$ K) и $ErFeO_3$ [73] ($T_2 \approx 90$ K), где также не обнаружена зависимость величины щелей от поля. Утверждение сводится к следующему. Наблюдаемая в [12, 72, 73] независимость щелей от поля не противоречит результатам [31, 33], где возрастание v_2 в поле является основным свойством. Скорее всего, механизмы [31, 33], с одной стороны, и рассмотренные в обзоре, с другой, являются доминирующими в разных областях T и H, а в некотором переходном интервале температур (полей) — конкурирующими, но их вклады в величины щелей аддитивны. Вывод о непротиворечивости обсуждаемых моделей следует и из анализа динамических свойств $ErFeO_3$ вблизи метамагнитного перехода в РЗ-подсистеме [74]. В этом случае наблюдалась выраженная корреляция величины энергетической щели на линии фазового перехода второго рода с ростом продольной восприимчивости и поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Вне условий метамагнитного перехода ($H = 0$) щель в точке перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ ($T = T_{N2} \approx 4$ K), как было показано выше, превосходно объясняется рассмотренной моделью для спонтанных переходов.

Общий вывод, который следует сделать из этого сопоставительного анализа, заключается в том, что каждому конкретному РЗОФ соответствует некоторая переходная область полей и температур, где ни один из обсуждаемых механизмов формирования энергетических щелей в отдельности не может претендовать на адекватное описание эксперимента. В конечном счете, должен появиться некоторый общий подход, описывающий с единых позиций динамику ортоферритов как при спонтанных, так и при индуцированных полем переходах, в том числе и природу энергетических щелей.

Первый шаг в этом направлении сделан в работах [75, 76], где рассчитан спектр связанных магнитоакустических волн в магнетиках с учетом продольной восприимчивости и релаксации намагниченности. При этом релаксационная магнитная мода, которая в отсутствие МУ-связи в данном случае была бы мягкой [31], приобретает активацию, определяемую МУ-взаимодействием. Мягкой вблизи ОФП становится теперь релаксационная квазиупругая мода. Отметим также, что в экспериментах [77] обнаружена ярко выраженная корреляция высокочастотных и акустических характеристик метамагнитного перехода в $ErFeO_3$, обусловленных продольными колебаниями намагниченности.

5. Заключение

В результате модификации существующей ранее теории удалось на качественном (а во многих случаях и на количественном) уровне добиться хорошего согласия теории и эксперимента. К сожалению, современное состояние эксперимента и технологии выращивания монокристаллов, из которых получены образцы, не может претендовать на бóльшую, чем полученная здесь, адекватность опытных и расчетных данных.

Проведенные исследования показали, что на поведение скорости звука в области ОФП (на величину изменения скорости и ее зависимость от частоты) в РЗОФ влияют следующие факторы:

1) конечное (отличное от нуля) значение волновых чисел k, используемых в эксперименте;

2) большая величина параметра затухания в f-подсистеме;

3) узость интервала близости к ОФП;

4) тот факт, что параметры, используемые для сравнения теории и эксперимента, брались из разных работ и были экспериментально определены на образцах из разного сырья, что не могло не отразиться на конечных результатах этого сравнения.

Учет первых трех факторов становится особенно существенным, когда МУ-постоянные B, а следовательно, и частоты ω_{me} малы. Это как раз имеет место в РЗОФ вблизи большинства рассмотренных выше ОФП. Действительно, как это следует из (4.1), для достижения большого изменения скорости звука необходимо, чтобы в эксперименте были выполнены следующие условия: $\omega_{\mathrm{me}} \gg gK/M_0$, Dk^2, $\omega\Lambda$, а также $Dk^2\omega_{\mathrm{me}} \gg \omega^2\Lambda^2$. Первое условие, например, в РЗОФ эрбия вблизи $T = T_1, T_2$ выполняется лишь в том случае, когда "степень близости" к ОФП определяется как $\Delta T = T - T_{1,2} < 2 \times 10^{-3}$ K. Второе условие в РЗОФ эрбия выполняется для частот $\nu < 60$ МГц, третье (при $\Lambda \approx 6 \times 10^{-3}$) — для $\nu < 3$ МГц и четвертое — при $\Lambda < 3 \times 10^{-4}$. Из этих четырех условий в эксперименте реально можно выполнить только второе, в какой-то мере — третье. Первое и четвертое условия выполнить очень сложно. Благоприятны в этом отношении ортоферриты эрбия при низких температурах вблизи $T = T_3$ (переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$) и тулия, в которых велики частоты ω_{me}: $\omega_{\mathrm{me4}} \approx 10^9$ с$^{-1}$ в РЗОФ эрбия и $\omega_{\mathrm{me5}} \approx \approx 8 \times 10^7$ с$^{-1}$ в РЗОФ тулия. К ним, вероятно, можно отнести и РЗОФ гольмия при $T = T_3$ (переход $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$). Особенно выделяется среди указанных РЗОФ ортоферрит эрбия при $T = T_3$. Для него ограничения выглядят таким образом: $\Delta T < 10^{-1}$ K, $\nu < 6$ ГГц, а выполнение условий для Λ облегчается тем, что при низких температурах затухание в f-подсистеме значительно уменьшается. Поэтому, вероятно, в эксперименте в данном РЗОФ и наблюдается аномально большое изменение скорости звука — более 25 %.

Дисперсия скорости звука вблизи любого ОФП будет иметь место только в том случае, когда выполняется условие $gK/M_0 \ll Dk^2$. В РЗОФ эрбия, например, вблизи T_1 и T_3 это условие удовлетворяется на частоте $\nu = 25$ МГц при $\Delta T < 10^{-6}-10^{-4}$ K. Последнее условие еще более критично, чем упоминавшееся выше. И более того, в таком узком интервале ΔT затухание звука становится настолько большим (из-за резонансного члена в выражении для коэффициента затухания (4.3)), что эхо-сигналы вообще будут отсутствовать. В эксперименте эхо-сигналы исчезали даже в более широком интервале вблизи ОФП. По-видимому, именно по этой причине в ортоферритах до сих пор не наблюдалась дисперсия скорости звука.

К перечисленным выше четырем факторам, влияющим на поведение скорости распространения упругих волн в области ОФП, следует добавить еще один, который обусловлен экспериментальной разориентацией волнового вектора относительно кристаллографических осей. Формулы (4.2) и (4.12) получены при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c}$. Небольшие же отклонения вектора $\mathbf{k}$ от оси $\mathbf{c}$ могут привести к резкому ослаблению эффекта уменьшения скорости звука вблизи ОФП [78].

Хорошо совпадают теоретически рассчитанные и экспериментально измеренные значения величин щелей мягких мод квазиспиновых волн в том случае, когда ими являются моды d-подсистемы (ОФП $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ в $ErFeO_3$ и $\Gamma_4-\Gamma_{24}$, $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ в $TmFeO_3$). Это обусловлено тем, что параметры d-подсистемы хорошо известны и достаточно точно измерены. К сожалению, для случая щелей мягких мод f-подсистемы такого хорошего совпадения не наблюдается. Здесь экспериментальные и теоретические результаты могут расходиться в несколько раз: например, для РЗОФ иттербия — в 4–5 раз. Это может быть объяснено тем, что параметры f-подсистемы и d–f-взаимодействия до сих пор точно не определены. При теоретических оценках использовались их приближенные значения.

Авторы благодарны М.И. Каганову за полезные обсуждения и замечания.

Настоящая работа частично поддержана Международным научным фондом и Правительством России (грант № JG 9100), Международным научным фондом и Правительством Украины (грант № K6 E100), а также Фондом фундаментальных исследований Украины.

Приложение

Вклады в константы анизотропии (3.10)–(3.12) от МУ- и d–f-взаимодействий определяются следующими соотношениями:

$$K_{ac}^{\mathrm{de}} = -\frac{8}{\varDelta}\big[B_{11}(B_{11}-B_{31})C_{2233}^2 + B_{12}(B_{12}-B_{32})C_{1133}^2 + B_{13}(B_{13}-B_{33})C_{1122}^2 + (2B_{11}B_{12} - B_{11}B_{32} - B_{12}B_{31})C_{1323}^2 + (2B_{11}B_{13} - B_{11}B_{33} - B_{13}B_{31})C_{1232}^2 + (2B_{12}B_{13} - B_{12}B_{33} - B_{13}B_{32})C_{1213}^2\big] - \frac{B_{55}^2}{c_{55}}\,, \quad (\text{П.1а})$$

$$K_{ac}^{\mathrm{df}} = N\left(\frac{B_x^2}{\lambda_3'} - \frac{\lambda_5' B_z'^2 + 2\lambda_7 B_z' B_z'' + \lambda_1' B_z''^2}{\lambda_1'\lambda_5' - \lambda_7^2}\right), \quad (\text{П.1б})$$

$$K_{20}^{\mathrm{de}} = -\frac{8}{\varDelta}\big[(B_{11}-B_{31})^2 C_{2233}^2 + (B_{12}-B_{32})^2 C_{1133}^2 + (B_{13}-B_{33})^2 C_{1122}^2 + 2(B_{11}-B_{31})(B_{12}-B_{32})C_{1323}^2 + 2(B_{11}-B_{31})(B_{13}-B_{33})C_{1232}^2 + 2(B_{12}-B_{32})(B_{13}-B_{33})C_{1213}^2\big] + 2\,\frac{B_{55}^2}{c_{55}}\,, \quad (\text{П.1в})$$

$$K_{20}^{\mathrm{df}} = 0\,, \quad (\text{П.1г})$$

$$K_{cb}^{\mathrm{de}} = 4\big[(B_{21}-B_{31})u_{xx}^0 + (B_{22}-B_{32})u_{yy}^0 + (B_{23}-B_{33})u_{zz}^0\big] - \frac{B_{44}^2}{c_{44}}\,, \quad (\text{П.1д})$$

$$K_{cb}^{\mathrm{df}} = N\left(-\frac{B_y^2}{\lambda_6'} + \frac{\lambda_5' B_z'^2 + 2\lambda_7 B_z' B_z'' + \lambda_1' B_z''^2}{\lambda_1'\lambda_5' - \lambda_7^2}\right). \quad (\text{П.1е})$$

Характерные частоты колебаний d-, f- и упругой подсистем, а также взаимодействия между ними выглядят следующим образом.

1) РЗОФ с крамерсовскими f-ионами.

а) Фаза Γ_4 (к уравнению (3.19)):

$$\omega_{\alpha k} = s_\alpha k\,, \qquad s_\alpha = \sqrt{\frac{c_{\alpha\alpha}}{\rho}}\,,$$

$$\omega_{\mathrm{me}\alpha} = \frac{g(B_{\alpha\alpha} - B_{\alpha 1}\delta_{\alpha 3})^2}{M_0 c_{\alpha\alpha}} \qquad (\alpha = 3, 4, 5)\,,$$

$$\tilde\omega_{2k}^2 = \tilde\omega_{\mathrm{E}}\tilde\omega_{ac}\,, \qquad \tilde\omega_n = \omega_n - \mathrm{i}\omega\varLambda_{\mathrm{d}} \qquad (n = \mathrm{E}\,,\ ac,\ cb,\ ca)\,,$$

$$\omega_{\mathrm{E}} = \frac{gA}{M_0}\,, \qquad \omega_{ac} = \frac{gK_{ac}}{M_0} + \omega_{\mathrm{me}5} + \omega_{2\mathrm{df}} + r\omega_{\mathrm{dip}} + \frac{g\alpha k^2}{M_0}\,,$$

$$r = \left(1 - \frac{v^2 k^2}{\varepsilon\omega^2}\right)^{-1}, \qquad \omega_{\mathrm{dip}} = 16\pi g M_0 F_0^2\,,$$

$$\tilde\omega_{1\mathrm{f},2\mathrm{f}}^2 = \frac{g^2N^2}{2M_{\mathrm{B}}^2} f_z^2\Big\{\tilde\lambda_1\tilde\lambda_2 + \tilde\lambda_4\tilde\lambda_5 - 2\tilde\lambda_7\tilde\lambda_8 \pm \pm\big[(\tilde\lambda_1\tilde\lambda_2 + \tilde\lambda_4\tilde\lambda_5 - 2\tilde\lambda_7\tilde\lambda_8)^2 - 4(\tilde\lambda_1\tilde\lambda_5 - \tilde\lambda_7^2)(\tilde\lambda_2\tilde\lambda_4 - \tilde\lambda_8^2)\big]^{1/2}\Big\}\,,$$

$$\tilde\omega_{1\mathrm{df}}^3 = \frac{g^3N^3}{M_0 M_{\mathrm{B}}^2} f_z^2(\tilde\lambda_2 B_z'^2 + 2\tilde\lambda_8 B_z' B_z'' + \tilde\lambda_4 B_z''^2)\,,$$

$$\tilde\omega_{2\mathrm{df}} = \frac{gN}{M_0}\,\frac{\tilde\lambda_5 B_z'^2 + 2\tilde\lambda_7 B_z' B_z'' + \tilde\lambda_1 B_z''^2}{\tilde\lambda_1\tilde\lambda_5 - \tilde\lambda_7^2}\,,$$

$$\tilde\lambda_i = \lambda_i' - \frac{\mathrm{i}\omega M_{\mathrm{B}}\varLambda_{\mathrm{f}}}{gN} + 4\pi\mu_i^2 Nr \qquad (i = 1, 2, 4, 5)\,,$$

$$\tilde\lambda_{7,8} = \lambda_{7,8} - 4\pi\mu_{1,2}\mu_{5,4}Nr\,,$$

$$\mu_{1,2,3} = \mu_{x,y,z}\,, \qquad \mu_{4,5} = \mu_{xy,yx}\,. \quad (\text{П.2})$$

б) Фаза Γ_2 (к уравнениям (3.22)):

$$\tilde\omega_{1k,2k}^2 = \tilde\omega_{\mathrm{E}}\tilde\omega_{cb,ca}\,, \qquad \omega_{cb} = \frac{gK_{cb}}{M_0} + \omega_{\mathrm{me}4} + \omega_{1\mathrm{df}} + \frac{g\alpha k^2}{M_0}\,,$$

$$\omega_{ca} = -\frac{g(K_{ac} + K_2)}{M_0} + \omega_{\mathrm{me}5} + \omega_{2\mathrm{df}} + \omega_{\mathrm{dip}} + \frac{g\alpha k^2}{M_0}\,,$$

$$\tilde\omega_{1\mathrm{df},2\mathrm{df}} = \frac{gNB_{y,x}^2}{M_0\tilde\lambda_{6,3}}\,,$$

$$\tilde{\omega}^2_{1\mathrm{f},2\mathrm{f}} = \left(\frac{gN}{M_\mathrm{B}}\right)^2 \tilde{\lambda}_{6,3}\big[\lambda'_{1,4}c_y^2 + \tilde{\lambda}_{5,2}f_x^2 + 2\lambda_{7,8}c_y f_x +$$
$$+ 4\pi N(\mu_{1,4}c_y - \mu_{5,2}f_x)^2 r\big]\,,$$
$$\tilde{\lambda}_i = \lambda'_i - \frac{\mathrm{i}\omega M_\mathrm{B}\Lambda_\mathrm{f}}{gN} + 4\pi N\mu_3^2\delta_{i3} \qquad (i = 2,3,5,6)\,. \qquad (\text{П}.3)$$

Остальные обозначения введены в (П.2).

2) РЗОФ с некрамерсовскими f-ионами.

а) Фаза Γ_{24} (к уравнению (3.29)):

$$\tilde{\omega}^2_{1k,2k} = \tilde{\omega}_\mathrm{E}\tilde{\omega}_{ac,ab}\,,$$
$$\omega_{ac} = \frac{2gK_{20}G_x^2G_z^2}{M_0} + \omega_{\mathrm{me}5}(G_x^4 + G_z^4) + \omega_{1\mathrm{df}}G_x^2 +$$
$$+ \omega_\mathrm{dip}(G_z^2 + rG_x^2) + \frac{g\alpha k^2}{M_0}\,,$$
$$\omega_{ab} = \frac{g(K_{ab} + K''_{20}G_z^2)}{M_0} + \omega_{\mathrm{me}5}G_z^2 + \frac{g\alpha k^2}{M_0}\,,$$
$$K_{ab} = K^0_{ab} + \frac{d^2}{A} + 4\big[(B_{21} - B_{11})u^0_{xx} + (B_{22} - B_{12})u^0_{yy} +$$
$$+ (B_{23} - B_{13})u^0_{zz}\big]\,,$$
$$\tilde{\omega}^2_{1\mathrm{f}} = \tilde{\omega}_\mathrm{f}\tilde{\omega}'_\mathrm{f}\,, \qquad \tilde{\omega}_\mathrm{f} = \omega_\mathrm{f} - \mathrm{i}\omega\Lambda_\mathrm{f}\,, \qquad \tilde{\omega}'_\mathrm{f} = \omega'_\mathrm{f} - \mathrm{i}\omega\Lambda_\mathrm{f}\,,$$
$$\omega_\mathrm{f} = 2\Delta_\mathrm{f}\,, \quad \omega'_\mathrm{f} = \omega_\mathrm{f} - 2\tilde{\lambda}_\mathrm{f}f_0\cos^2\psi\,, \quad \tilde{\lambda}_\mathrm{f} = \lambda_\mathrm{f} - 4\pi N\mu_1^2 r\,,$$
$$\omega_\mathrm{ex} = \frac{g\Delta^0_\mathrm{ex}\cos\psi}{5\mu_\mathrm{B}}\,, \qquad \omega'_\mathrm{ex} = \frac{g\Delta^0_\mathrm{ex}f_\zeta}{\mu_\mathrm{B}}\,, \qquad \omega_{1\mathrm{df}} = \frac{\omega_\mathrm{ex}\omega'_\mathrm{ex}}{\omega'_\mathrm{f}}\,. \qquad (\text{П}.4)$$

Остальные обозначения совпадают с введенными ранее.

б) Фаза Γ_2 (к уравнению (3.32)): частоты ω_{cb} и ω_{ca} определяются формулами (П.3), в которых

$$\omega_{1\mathrm{df},2\mathrm{df}} = 0\,, \qquad \tilde{\omega}^2_{2\mathrm{f}} = \tilde{\omega}_\mathrm{f}\tilde{\omega}''_\mathrm{f}\,, \qquad \omega''_\mathrm{f} = \omega_\mathrm{f} - 2\tilde{\lambda}_c f_0\cos^2\psi\,,$$
$$\tilde{\lambda}_c = \lambda_c - 4\pi N\mu_2^2 r\,, \qquad \omega_{ax,ay} = \frac{g\tilde{a}\mu_{1,2}\cos\psi}{5\mu_\mathrm{B}}\,,$$
$$\omega'_{ax,ay} = \frac{g\tilde{a}\mu_{1,2}f_\zeta}{\mu_\mathrm{B}}\,, \qquad \tilde{a} = a - 8\pi M_0 r\,. \qquad (\text{П}.5)$$

Остальные обозначения введены выше.

Список литературы

1. Rudashevsky E G, Shalnikova T A, in *Physics and techniques of low temperatures* (Proc. of 3rd Reg. Conf.) (Prague, 1963) p. 84
2. Tasaki A, Iida S *J. Phys. Soc. Jap.* **18** 1148 (1963)
3. Боровик-Романов А С, Рудашевский Е Г *ЖЭТФ* **47** 2095 (1964)
4. Туров Е А, Шавров В Г *ФТТ* **7** 217 (1965)
5. Cooper B R *Phys. Rev.* **169** 281 (1968)
6. Туров Е А, Шавров В Г *УФН* **140** 429 (1983)
7. Дикштейн И Е, Тарасенко В В, Шавров В Г *ФТТ* **19** 1107 (1977)
8. Витебский И М и др. *ЖЭТФ* **90** 1118 (1986)
9. Даньшин Н К, Ковтун Н М, Сдвижков М А *ФТТ* **28** 1200 (1986)
10. Даньшин Н К *ФТТ* **30** 1818 (1988)
11. Даньшин Н К, Крамарчук Г Г, Сдвижков М А, в сб. *Тез. докл. 18-й Всесоюз. конф.* "*Физика магнитных явлений*" (Калинин, 1988) с. 710
12. Даньшин Н К и др. *ЖЭТФ* **93** 2151 (1987)
13. Даньшин Н К и др. *ФТТ* **31** 198 (1989)
14. Балбашов А М и др. *ФТТ* **31** 279 (1989)
15. Витебский И М и др. *ЖЭТФ* **98** 2098 (1990)
16. Изотов А И, Цымбал Л Т, в сб. *Труды 15-й Всесоюз. конф.* "*Акустоэлектроника и физическая акустика твердого тела*" (Ленинград, 1991) ч. 1, с. 73
17. Изотов А И, Цымбал Л Т, в сб. *Труды 19-й Всесоюз. конф.* "*Физика магнитных явлений*" (Ташкент, 1991) ч. 3, с. 47
18. Даньшин Н К, Изотов А И, Цымбал Л Т, в сб. *Труды 19-й Всесоюз. конф.* "*Физика магнитных явлений*" (Ташкент, 1991) ч. 3, с. 46
19. Цымбал Л Т, Изотов А И *ЖЭТФ* **102** 963 (1992)
20. Gorodetsky G, Luthi B *Phys. Rev. B* **2** 3688 (1970)
21. Gorodetsky G, Luthi B, Moran T J *Int. J. Magnetism* **1** 295 (1971)
22. Гришмановский А Н и др. *ФТТ* **16** 1426 (1974)
23. Gorodetsky G, Shtrikman S *J. Appl. Phys.* **51** 1127 (1980)
24. Gorodetsky G, Shaft S, Wanklyn B M *Phys. Rev. B* **14** 2051 (1976)
25. Бучельников В Д, Бычков И В, Шавров В Г *Письма в ЖЭТФ* **54** 467 (1991)
26. Бучельников В Д, Бычков И В, Шавров В Г *ЖЭТФ* **101** 1869 (1992)
27. Бучельников В Д, Бычков И В, Шавров В Г *ФТТ* **33** 3439 (1991)
28. Бучельников В Д, Бычков И В, Шавров В Г *ФНТ* **18** 1342 (1992)
29. Buchelnikov V D, Bychkov I V, Shavrov V G *Bull. RAS, Phys. Supplement, Phys. Vibrations* **57** 15 (1993)
30. Мухин А А, Прохоров А С *Труды ИОФ АН СССР* **25** 162 (1990)
31. Балбашов А М и др. *ЖЭТФ* **93** 302 (1987)
32. Балбашов А М и др. *ФТТ* **30** 675 (1988)
33. Балбашов А М и др. *ЖЭТФ* **94** (4) 305 (1988)
34. Арутюнян В Э и др. *ЖЭТФ* **98** 712 (1990)
35. Волков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **39** 140 (1984)
36. Звездин А К и др. *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах* (М.: Наука, 1985)
37. Балбашов А М и др. Препринт ИОФ АН СССР № 97 (Москва, 1988)
38. Белов К П и др. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (М.: Наука, 1979)
39. Hagedorn F B et al. *Phys. Rev. Lett.* **21** 364 (1968)
40. Ожогин В И и др. *ЖЭТФ* **62** 2221 (1972)
41. Koshizuka N, Hayashi K *JMMM* **31 – 34** 569 (1983)
42. Балбашов А М и др., в сб. *Тез. докл. 18-й Всесоюз. конф.* "*Физика магнитных явлений*" (Калинин, 1988) с. 720
43. Черненков Ю П, Плахтий В П, Ковалев А В, Препринт ЛИЯФ АН СССР (Ленинград, 1983)
44. Aring K B, Sievers A J *J. Appl. Phys.* **41** 1197 (1970)
45. Даньшин Н К, Крамарчук Г Г, Сдвижков М А *Письма в ЖЭТФ* **44** 85 (1986)
46. Барьяхтар В Г, Витебский И М, Яблонский Д А *ЖЭТФ* **76** 1381 (1979)
47. Даньшин Н К, Ковтун Н М, Сдвижков М А *ФТТ* **26** 3635 (1984)
48. White R M, Nemanich R J, Herring C *Phys. Rev. B* **25** 1822 (1982)
49. Барило С Н и др. *ФТТ* **33** 621 (1991)
50. Loewenhaupt M, Sosnowska I, Frick B *J. de Phys.* **49** (C-8), Pt. 2 921 (1988)
51. Барило С Н и др. *ЖЭТФ* **97** 1921 (1990)
52. Кадомцева А М, Крынецкий И В, Матвеев В М *ЖЭТФ* **79** 1451 (1980)
53. Клочан В А, Ковтун Н М, Хмара В М *ЖЭТФ* **68** 721 (1975)
54. Клочан В А и др. *ЖЭТФ* **81** 627 (1981)
55. Витебский И М и др. *ФТТ* **29** 2738 (1987)
56. Даньшин Н К и др. *ФТТ* **28** 2609 (1986)
57. Даньшин Н К, Ковтун Н М, Сдвижков М А *ЖЭТФ* **89** 203 (1985)
58. Даньшин Н К, Ковтун Н М, Сдвижков М А *ФТТ* **27** 3635 (1985)
59. Даньшин Н К, Ковтун Н М, Сдвижков М А *ФНТ* **12** 428 (1986)
60. Даньшин Н К, Ковтун Н М, Полуяненко А П *ЖЭТФ* **77** 1058 (1979)
61. Балбашов А М и др., в сб. *Труды 14-й Всесоюз. конф.* "*Акустоэлектроника и физическая акустика твердого тела*" (Кишинев, 1989) ч. 1, с. 150
62. Витебский И М и др., в сб. *Тез. докл. 26-го Всесоюз. совещ.* "*Физика низких температур*" (Донецк, 1990) с. 139
63. Балбашов А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **42** 456 (1985)
64. Kozlov G V et al. *Acta Phys. Pol. A* **76** 83 (1989)
65. Shane J R *Phys. Rev. Lett.* **20** 728 (1968)

66. LeCraw R C et al. *J. Appl. Phys.* **39** 1019 (1968)
67. Shapiro S M, Axe J D, Remeika J P *Phys. Rev. B* **10** 2014 (1974)
68. Балбашов А М и др., в сб. *Тез. докл. 18-й Всесоюз. конф.* "*Физика магнитных явлений*" (Калинин, 1988) с. 704
69. Балбашов А М и др. *ЖЭТФ* **95** 1092 (1989)
70. Балбашов А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **43** 33 (1986)
71. Витебский И М, Яблонский Д А *ФТТ* **79** 2300 (1978)
72. Даньшин Н К, Крамарчук Г Г *ФТТ* **35** 2586 (1993)
73. Даньшин Н К, Крамарчук Г Г, Непочатых Ю И *ЖЭТФ* **105** 660 (1994)
74. Даньшин Н К *ФНТ* **20** 353 (1994)
75. Бучельников В Д, Шавров В Г *Письма в ЖЭТФ* **60** 534 (1994)
76. Бучельников В Д, Шавров В Г *ЖЭТФ* **106** 1756 (1994)
77. Даньшин Н К, Цымбал Л Т *ЖЭТФ* **106** 1765 (1994)
78. Бучельников В Д, Шавров В Г *ФММ* **55** 892 (1983)

Magnetoacoustics of rare-earth orthoferrites

V.D. Buchel'nikov
Chelyabinsk State University, 454136 Chelyabinsk, Russia
Tel. (7-351) 242-03 47
N.K. Dan'shin, L.T. Tsymbal
Donetsk Physical-technical Institute, Ukrainian Academy of Sciences, 340114 Donetsk, Ukraine
Tel. (7-062) 255-72 26
V.G. Shavrov
Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 103907 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 203-24 26

Experimental and theoretical work on the magnetoacoustics of rare-earth orthoferrites near orientational phase transitions (OPT) is reviewed. The temperature and field dependences of magnetoresonant soft-mode frequencies and the sound velocity and attenuation near various OPTs, as obtained by RF and ultrasonic spectroscopy, are given. A spin-wave approximation theoretical analysis of orthoferrite magnetoacoustics is presented, accounting as fully as possible for interactions between all the subsystems involved, including the ordered ferrous, elastic, paramagnetic rare-earth, and dipole (electromagnetic) subsystems. The origin of energy gaps in the spin-wave spectrum is discussed in detail, as are the ultrasound dispersion, propagation velocity, and attenuation changes at OPT points. The energy gaps measured and the sound velocity behaviour observed are shown to result from the interaction of the orthoferrite subsystems. In most cases experimental data agree well with theoretical predictions.

PACS numbers: 43.35.Rw, 75.30.Ds, 75.50.Gg

Bibliography — 78 references

Received 24 July 1995, revised 9 January 1996