ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 2, № 4 (1998) с. 545–554

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 2, No. 4 (1998) p. 545–554

МАГНЕТОАКУСТИКА ОРІЄНТАЦІЙНИХ ФАЗОВИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ В АНТИФЕРОМАГНЕТИКАХ

Л. Цимбал, М. Даньшин
Донецький фізико–технічний інститут ім. О. О. Галкіна НАН України
вул. Р. Люксембур , 72, Донецьк, UA–340114, Україна
(Отримано 26 червня 1997)

На основі комплексних експериментальних досліджень складних багатопідґраткових антиферомагнетиків методами ультразвукової та надвисокочастотної спектроскопії доведено, що динаміка магнетних фазових перетворень формується за рахунок взаємодії різноманітних коливальних підсистем магнетика: упорядкованої спінової, парамагнетної, дипольної, пружної тощо, за участю як прецесії, так і подовжніх коливань намагнечености.

Ключові слова: динаміка, енерґетична щілина, зв'язані коливання, м'яка мода, магнетодіелектрик, спектр, намагнеченість, орієнтаційний перехід, резонанс, спінова підсистема, акустика.

PACS number(s): 75.30.Kz, 75.30.Ds, 75.40.Gb

I. ВСТУП

Дослідження взаємодії електромагнетних та механічних (акустичних) полів з упорядкованими магнетодіелектриками є одним з найактуальніших, наукомістких та важливих для практики напрямків фізики магнетних явищ.

Наша робота узагальнює результати комплексних експериментальних досліджень динаміки магнетних фазових перетворень у багатопідґраткових антиферомагнетиках (слабких феромагнетиках). Типовими представниками таких сполук є рідкісноземельні ортоферити. Привабливою рисою цих магнетиків є велике розмаїття орієнтаційних переходів, які можливо реалізувати температурою (T) або магнетним полем ($\mathbf{H}$).

Окреслимо конкретніше межі досліджуваної проблеми в цих експериментах та її місце серед загалу робіт, присвячених вивченню динаміки впорядкованих магнетиків.

До останнього часу вважалося, що динаміка багатопідґраткових антиферомагнетиків формується, в основному, коливаннями впорядкованої спінової підсистеми, причому тільки за рахунок прецесійного руху намагнечености підґраток. Це припущення [1] (спін–хвильове наближення) досить добре відповідає тим динамічним властивостям сполук, що спостерігаються в магнеторезонансних та акустичних дослідах при відносно низьких температурах та далеко від будь–яких фазових переходів. При цьому небезпідставно вважають, що вимірювані в дослідах резонансні частоти є власними частотами відповідних коливальних підсистем. Наприклад, вважають, що вимірювані частоти антиферомагнетного резонансу (АФМР) відповідають власним частотам упорядкованої спінової підсистеми.

Однак такий підхід виявляється зовсім не придатним для адекватного опису високочастотних та акустичних властивостей у безпосередньому околі або в точках фазових переходів. Ідея авторів полягає в тому, що в цій області спостережувана в дослідах динаміка магнетика формується під впливом принаймні трьох співіснуючих та взаємодіючих гілок коливань: пружної, спінової та електромагнетної (дипольної). Причому з боку спінової підсистеми відчутний внесок у динаміку може давати не тільки прецесія, а й подовжні коливання намагнечености. Зауважимо, що в звичайних умовах частоти активації (тобто частоти АФМР при H, $k = 0$; $\mathbf{k}$ — спін–хвильовий вектор) суттєво перевищують при ($k \to 0$) власні частоти пружних та електромагнетних хвиль. Тому останні не дають відчутного внеску в спостережувані магнеторезонансні ефекти в традиційних дослідах з АФМР. З другого боку, швидкості акустичних, спінових та електромагнетних хвиль суттєво відрізняються, і вони майже не взаємодіють. Саме за таких умов виконують практично всі традиційні резонансні експерименти.

Відмінність наведених тут досліджень від інших полягає в тому, що вони навмисно виконані в умовах, де, як з'ясувалось, указане вище припущення спростовується. Ці умови полягають у тому, що магнетоакустичні властивості вивчають при таких зовнішніх параметрах (T, $\mathbf{H}$), які відповідають реалізації в конкретному магнетику орієнтаційного переходу в спіновій підсистемі. Оскільки частоти АФМР акустичних гілок, у тому числі й частоти активації, задаються енерґією анізотропії, то зменшення останньої при підході до точок переходу має відповідні наслідки для спектрів АФМР. Згідно з ортодоксальною теорією, частота м'якої (найнижчої за частотою) гілки АФМР повинна обертатися на нуль у точці орієнтаційного фазового переходу другого роду (ФП–2). Однак насправді це ніколи не спостерігається. Навпаки, у цих точках є великі енерґетичні щілини ν_0 (у рідкісноземельних ортоферитах — декілька десятків ГГц). Цей факт неможливо було пояснити на кількісному рівні спрощеною теорією магнетопружної щілини [2], що існувала на час, коли були започатковані описані тут експерименти.

В остаточному підсумку з'ясувалось, що в точках ФП–2 з'являється можливість спостерігати тонкі ефекти динамічної взаємодії різних коливальних підсистем, що є недосяжним поза межами цієї області. Такі умови виникають, по–перше, завдяки тому, що в точках переорієнтації зникає маскувальний фон від енергії магнетної анізотропії, а, по–друге, тому що швидкості пружних, спінових та електромагнетних хвиль у загальному випадку по–різному залежать від T і $\mathbf{H}$. То ж при наявності їх зниження в точках переорієнтації спектри відповідних коливань можуть перетинатися. Це і створює можливість їх взаємодії.

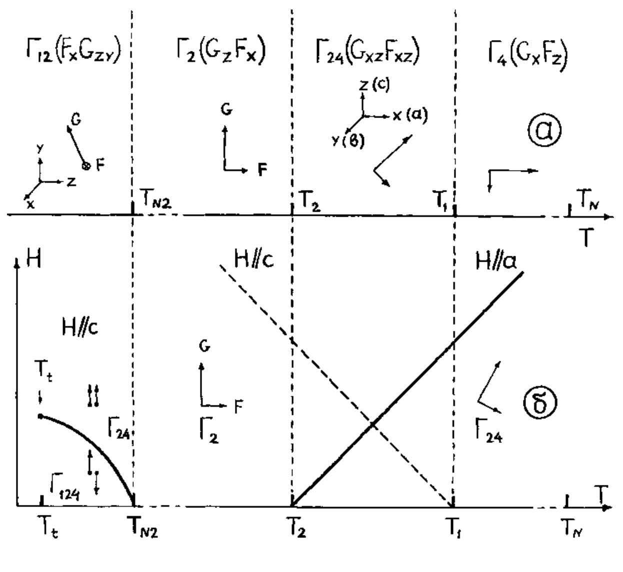

Рис. 1. 1а) Основні стани при спонтанних переходах в упорядкованій підсистемі заліза в рідкоземельних ортоферитах (Γ_4, Γ_{24}, Γ_2, Γ_{12}). T_N, T_1, T_2, T_{N2} — точки спонтанних переходів другого роду відповідно з парамагнетної фази заліза в упорядковану Γ_4, спінової переорієнтації Γ_4–Γ_{24}, Γ_{24}–Γ_2, Γ_2–Γ_{12} (остання відбувається тільки в $ErFeO_3$). Позначення (x, y, z) компонентів векторів $\mathbf{G}$, $\mathbf{F}$ відповідає осям кристала (a, b, c). 1б) Низькопольовий фраґмент H–T–фазової діяграми рідкісноземельних ортоферитів в околі орієнтаційних переходів Γ_{24}–Γ_2 (в полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$) та Γ_{24}–Γ_4 (в полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) в підсистемі заліза, а також метамагнетного переходу Γ_{124}–Γ_{24} (в полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) у підсистемі ербію $ErFeO_3$. Температура трикритичної точки $T_t \approx 2.7$ К. Позначення фаз та структура переходу в інтервалі $T_{N2} \div T_N$ показані для випадку $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$.

У роботі методами надвисокочастотної та ультразвукової спектроскопії в умовах зміни зовнішніх параметрів (T, $\mathbf{H}$) вимірювали спектри антиферомагнетного резонансу (АФМР) м'яких резонансних мод, швидкість та загасання звуку в околиці відповідних орієнтаційних ФП–2. Тільки такі комплексні експерименти дозволяють встановити парціяльні внески в динаміку спінової переорієнтації з боку кожної коливальної підсистеми антиферомагнетика.

II. ФОРМУЛЮВАННЯ ЗАДАЧІ ТА ПОПЕРЕДНІ ВІДОМОСТІ

Предметом наведених тут досліджень є високочастотні та акустичні властивості антиферомагнетиків у безпосередньому околі різноманітних орієнтаційних переходів з метою встановлення механізмів формування динаміки переорієнтації через визначення в кожному конкретному випадку відповідних внесків до неї з боку різних коливальних підсистем, а також шляхів модифікації існуючої теорії.

Про які, власне, переходи йдеться? У більшості випадків вивчали динаміку найпоширенішої в рідкісноземельних сполуках переорієнтації, яка полягає в плавному повороті векторів антиферомагнетизму та слабкого феромагнетного моменту на 90^o в ac–площині кристала. До останнього часу теоретичне обґрунтування динаміки вказаної переорієнтації базувалось, в основному, на широко відомому спін–хвильовому наближенні [1], яке враховує тільки прецесію намагнечености та іґнорує її подовжні коливання. У двопідґратковій моделі антиферомагнетика ця умова має вигляд: $\mathbf{M}_1^2 = \mathbf{M}_2^2 = \mathrm{const}$, де $\mathbf{M}_1^2$, $\mathbf{M}_2^2$ — намагнечености підґраток. Ця теорія добре пояснює магнеторезонансні експерименти при температурах, достатньо низьких у порівнянні з температурами впорядкування T_N. Однак у загальному випадку слід зважати на термодинамічну модель [3], яка враховує і подовжні коливання та релаксацію намагнечености, неминучі при $T > 0$ (тобто в умовах реального експерименту). Ці коливання стимулюються зростанням подовжньої сприйнятливости при підвищенні температури та відповідно ролі парапроцесів. Головний висновок цієї теорії полягає в тому, що енерґетична щілина в точці завершення спінової переорієнтації $\nu_0 \sim (\chi_\parallel/\chi_\perp)^{1/2} \cdot H_{tr}$ ($\chi_\parallel$, $\chi_\perp$ — подовжня та поперечна сприйнятливості, H_{tr} — поле переходу при відповідній температурі), тобто формується під впливом двох зовнішніх параметрів — температури та магнетного поля. Як видно з наведеного виразу для щілини, термодинамічна модель дає наочний тест, завдяки якому парціяльний внесок подовжніх коливань намагнечености у величину енерґетичної щілини може бути виявлений експериментально. У той же час вона є певним відходом від дуже суттєвого постулату спін–хвильової моделі. Цей постулат полягає в тому, що підґратки вважаються намагнеченими до насичення ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, де M_0 — намагнеченість насичення) і відповідно у динаміку дає внесок тільки прецесійний рух намагнечености. Таким чином, в останні роки склались дві, на перший погляд, альтернативні теоретичні моделі, що описують динаміку магнетних переходів. Одна з них базується на згадуваному спін–хвильовому наближенні. У ній м'якою є одна із звичайних резонансних гілок. Енерґетична щілина в спектрі останньої формується вказаною вище взаємодією різних коливальних підсистем. Друга модель базується на врахуванні подовжніх коливань намагнечености та дисипації. З погляду останньої теорії м'якими є зовсім інші — чисто релаксаційні моди, а ті, що спостерігаємо в дослідах, є не такими. Отже, вказані моделі дають зовсім різне тлумачення одного й того ж явища, яке спостерігаємо в резонансних експериментах. Ця, на перший погляд, суперечність спростована в останні роки низкою цілеспрямованих експериментів, результати яких подано далі.

На рис. 1а показана структура найпоширенішої в рідкісноземельних ортоферитах (РЗОФ) спонтанної переорієнтації між симетричними фазами Γ_2 та Γ_4 через кутову фазову Γ_{24}. Значення температур T_1, T_2 відповідають точкам завершення (початку) переорієнтації шляхом фазового переходу другого роду (ФП–2). Інтервал $\Delta T = T_1 - T_2$ може в різних РЗОФ складати від декількох градусів Кельвіна до десятків і є індивідуальною характеристикою конкретної сполуки, як і усереднена температура переорієнтації $T_{\text{SR}} = (T_1 + T_2)/2$, якою ми будемо користуватись надалі. Три основні стани — Γ_2, Γ_{24}, Γ_4, показані на рис. 1а, належать до двопідґраткової слабкоферомагнетної підсистеми впорядкованих спінів заліза. Тут $\mathbf{G} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$, $\mathbf{F} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ — відповідно вектори антиферо– та феромагнетизму. При змінюванні температури послідовно відбувається ряд спонтанних ФП–2. Наприклад, в $\mathrm{ErFeO_3}$ при зниженні температури почергово реєструється цілий каскад спонтанних переходів: Γ_4–Γ_{24}, Γ_{24}–Γ_2, Γ_2–Γ_{12}. В інших досліджених РЗОФ відбуваються тільки два перші перетворення. Перехід Γ_2–Γ_{12} в $\mathrm{ErFeO_3}$ пов'язаний з антиферомагнетним упорядкуванням ербію при температурі $T \equiv T_{N2} \approx 4$ К і є комбінованим: "лад–лад" у підсистемі заліза (вектор $\mathbf{G}$ повертається від осі c до b на кут $< \pi/2$) та "безлад–лад" у підсистемі ербію. Якщо спонтанні переходи відсутні, то при $T < T_N$ завжди встановлюється фаза Γ_4 (наприклад, в $\mathrm{YFeO_3}$). Включення якого завгодно малого магнетного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ при $T < T_2$ або $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ при $T > T_1$ зразу переводить колінеарні фази Γ_2 та Γ_4 в кутову Γ_{24}. Далі, при підвищенні поля, переорієнтація завжди відбувається в напрямку від кутової фази до тієї чи іншої колінеарної — залежно від орієнтації $\mathbf{H}$. Сруктура індукованих полем переходів показана на рис. 1б. З нього видно, що при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ відбувається тільки перехід Γ_{24}–Γ_2. При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ у всіх досліджених тут ортоферитах відбувається тільки переорієнтація Γ_{24}–Γ_4, а в $\mathrm{ErFeO_3}$, крім того, ще й метамагнетний перехід Γ_{124}–Γ_{24} в підсистемі ербію. Останній, як і спонтанна переорієнтація Γ_2–Γ_{12}, відбувається на фоні звичайної переорієнтації заліза.

III. РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАНЬ ТА ОБГОВОРЕННЯ

В описаних тут експериментах було досліджено динаміку всіх орієнтаційних переходів здебільшого рідкісноземельних ортоферитів $R\mathrm{FeO_3}$ (R — Er, Tm, Ho, Yb, Sm, Nd), а також в ізоморфній сполуці $\mathrm{Fe_3BO_6}$. Усі експерименти умовно можна розділити на дві частини.

До першої належать ті, результати яких можна було інтерпретувати на основі спін–хвильової моделі. Як відомо, вона вимагає такого наступного обмеження на робочу температуру: $T \ll T_N$. У цьому випадку намагнеченості підґраток можна вважати насиченими, і тоді в динаміку дає внесок тільки їхній прецесійний рух. Ця частина експериментів стосується, в основному, спонтанних переходів. У більшості досліджених ортоферитів спонтанна переорієнтація відбувається при температурах $T < 100$ К, тоді як середня температура впорядкування спінової підсистеми заліза $T_N \approx 700$ К (упорядкування рідкоземельної підсистеми можливе тільки при $T < 10$ К). Таким чином, відповідність реальних температур переорієнтації спінів заліза в цих сполуках вимогам спін–хвильової теорії можна вважати задовільною.

Серед указаних сполук найбагатіший спектр різноманітних магнетних перетворень має $\mathrm{ErFeO_3}$ ($T_1 = 100$ К; $T_2 = 90$ К). Продемонструємо на прикладі цього РЗОФ результати експериментального дослідження спектрів м'яких мод АФМР, швидкости та загасання звуку в околі спонтанних переходів, структура яких показана на рис. 1а. Ці результати наведені на рис. 2 та 3.

На рис. 2 показано повний спектр м'яких мод АФМР в околі всіх орієнтаційних переходів, що відбуваються в $\mathrm{ErFeO_3}$. Підкреслимо, що структура спонтанної переорієнтації Γ_4–Γ_{24}–Γ_2 у всіх наведених вище сполуках абсолютно ідентична і відповідає показаній на рис. 1а. Крім того, збігаються за структурою і фазові переходи Γ_2–Γ_{24} та Γ_{24}–Γ_2. Виходячи з останнього, надалі акцентуємо увагу тільки на одному з них, а саме на ФП–2 Γ_{24}–Γ_2. Як видно з рис. 2а, у звичайному вигляді температурну залежність частот м'якої моди АФМР реєструємо тільки в околі T_2, тобто саме в районі переходу Γ_{24}–Γ_2. У той же час у точці T_1 спостерігаємо широку поодиноку лінію у всьому робочому діяпазоні частот. Такий, з класичного погляду, незвичайний вигляд спектра пояснюється модифікованою теорією [4]. Остання базується на спін–хвильовому наближенні, але враховує динамічну взаємодію різних коливальних підсистем магнетика. Згідно з цією теорією спостережуваний спектр є результатом сильної взаємодії підсистем заліза та ербію. Завдяки цьому в точці T_2 м'яка мода формується, в основному, коливаннями спінів заліза, тоді як при T_1 вона є рідкісноземельною. Через сильне загасання в рідкісноземельній підсистемі лінії поглинання від фаз Γ_{24} та Γ_4 не розділяються. Це робить неможливим вимірювання енергетичної щілини в точці T_1. Водночас виміряна величина щілини $\nu_{02} = (26 \pm 2)$ ГГц у точці T_2 близька до розрахованого значення $\nu_{02} = 21$ ГГц, одержаного на основі вказаної теорії.

У цілому можна констатувати, що наведений на рис. 2а спектр як у якісному, так і в кількісному планах добре пояснюється моделлю [4], яка базується на спін–хвильовому наближенні, але не враховує поздовжні коливання намагнечености. Згідно з цією теорією в околі ФП–2 Γ_{24}–Γ_2 взаємодіють між собою квазіферомагнетна гілка спектра заліза, одна з гілок ербію та поперечний звук з поляризацією вздовж оси a, що й зумовлює в результаті наявність енерґетичної щілини. А взагалі, кожній конкретній сполуці та конкретному переходові теорія [4] ставить у відповідність певну індивідуальну сукупність адитивних внесків у динаміку переорієнтації, яка враховує взаємодію відповідних коливальних підсистем, притаманних тій чи іншій сполуці. У межах цієї теорії виміряні в дослідах з $YbFeO_3$ та $TmFeO_3$ величини ν_{02} (відповідно 37.5 та 20 ГГц) також мають добре пояснення на кількісному та якісному рівнях. Порівняння з розрахунками експериментальних результатів, що стосуються ортоферитів з йонами Nd^{3+}, Ho^{3+} та Sm^{3+}, поки що можливе лише на якісному рівні, але й ці результати задовільно узгоджуються з модифікованою спін–хвильовою моделлю [4]. Слід зазначити, що ця теорія була ініційована та розвинута на базі описаних тут експериментів.

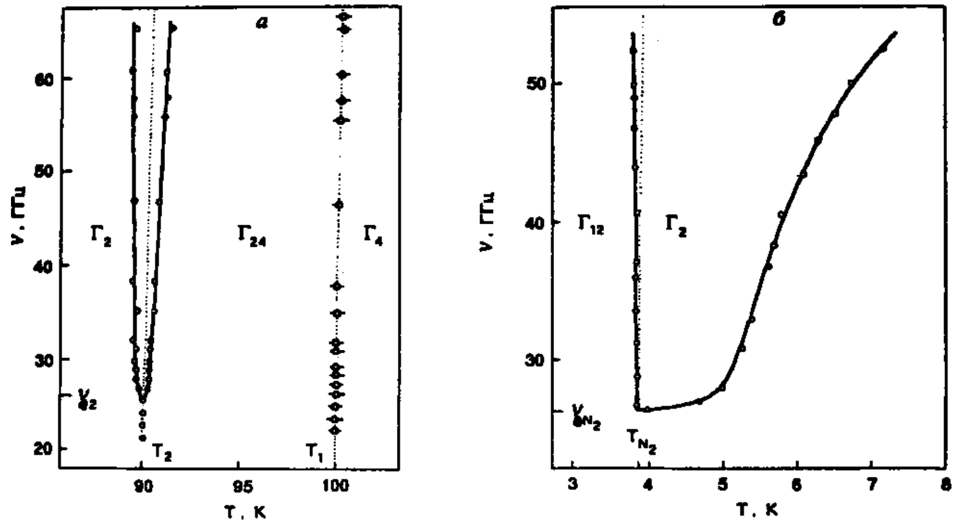

Рис. 2. Температурні залежності магнеторезонансних частот м'якої моди при спонтанних переходах в $ErFeO_3$ (точковою лінією показані межі фаз): а) Γ_2–Γ_{24}–Γ_4 ($T_1 = 100$ K, $T_2 = 90$ K — температури переходів Γ_4–Γ_{24} та Γ_{24}–Γ_2 відповідно; $\nu_{02} \approx 26$ ГГц у точці T_2); б) Γ_2–Γ_{12} у точці $T = T_{2N} = 3.9$ K, $\nu_{0N2} \approx 26.1$ ГГц.

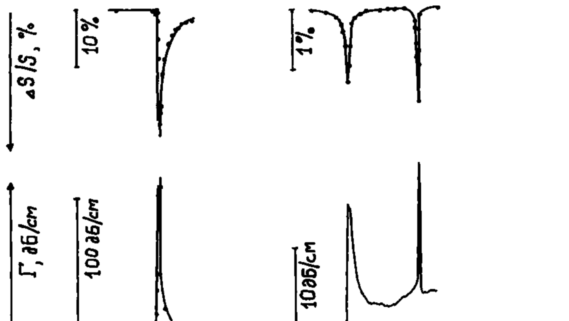

Рис. 3. Температурні залежності відносної зміни швидкости активного звуку ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$; $\varepsilon \parallel \mathbf{b}$) $\Delta S/S$ та загасання цього ж звуку Γ в околі спонтанних переходів Γ_{12}–Γ_2 (при $T = T_{N2} \approx 4.1$ K), Γ_2–Γ_{24} (при $T = T_2 = 90$ K) та Γ_{24}–Γ_4 (при $T = T_1 = 90$ K).

На рис. 2а наведено спектр м'якої магнеторезонансної моди в околі спонтанної переорієнтації Γ_2–Γ_{12}. На цей час з'ясовані якісні та кількісні характеристики цього спектра, виявлена його природа. Твердо встановлено [4], що ця м'яка мода зумовлена коливаннями спінів ербію. Зіставлення результатів статичних та динамічних вимірювань указує на те, що температурі початку спонтанної переорієнтації T_{N2} відповідає злам на частотно–температурній залежності. Виміряні за його положенням значення відповідних величин такі: $T_{N2} = (3.9 \pm 0.1)$ K; $\nu_{0N2} = (26.1 \pm 0.2)$ ГГц. Збіг виміряних величин ν_{02} та ν_{0N2} слід уважати випадковим, хоча їх формування відбувається під впливом однакових коливальних підсистем. Згідно з [4], тут, як і в попередньому випадку, взаємодіють квазіферомагнетна гілка заліза, одна з гілок ербію та поперечна пружна гілка, але в цьому разі остання поляризована вздовж оси b. Розрахована на основі цієї теорії величина активації $\nu_{0N2} \approx 25$ ГГц, тобто практично збігається з виміряною.

На рис. 3 наведені результати ультразвукових досліджень в околі вказаних вище спонтанних переходів в $ErFeO_3$. Передусім звернемось до акустичних ефектів в околі "високотемпературної" переорієнтації Γ_2–Γ_4. Аномалії відносної зміни швидкости $\Delta S/S$ та зміни загасання звуку Γ тут не перевищують відповідно 2 % та 15 дБ/см. Щодо отриманої тут величини $\Delta S/S$, то вона дуже далека від стовідсоткового зменшення, яке витікає з класичної теорії магнетопружної взаємодії [2]. Така невідповідність дослідних результатів розрахункам пояснюється модифікованою теорією [4], згідно з якою в точці переходу Γ_{24}–Γ_2 в $ErFeO_3$ слід чекати $\Delta S/S$ $\approx$1–5 %. Таке обмеження на величину аномалії швидкости звуку в порівнянні з класичними уявленнями пов'язується з відносно великими параметрами його загасання в рідкісноземельній підсистемі при підвищенні температури (в цьому випадку до 90–100 К).

На відміну від переходу Γ_{24}–Γ_2 в точці $T = T_{N2}$ дипольна взаємодія не впливає на поведінку активного звуку [4]. Крім того, оскільки перехід Γ_2–Γ_{12} відбувається при значно меншій температурі, загасання в рідкісноземельній підсистемі також має зменшитись (за оцінкою, майже на порядок). Два вказані факти повинні сприяти тому, що аномалія швидкости звуку в околі переходу Γ_2–Γ_{12} більша, ніж в точці $T = T_2$. Дійсно, як видно з рис. 3, вона тут досягає майже 25 %. Але навіть таке велике зменшення швидкости звуку в дійсності, мабуть, не є максимальним. У всякому разі вимірюванню подальшого падіння швидкости заважає стрімкий ріст загасання звуку, яке в точці $T = T_{N2}$ досягає 100 дБ/см. При такому великому загасанні виміряти повну зміну швидкости неможливо з причини зникнення сигналів поглинання. З другого боку, навіть виміряна тут величина $\Delta S/S$ є рекордною — нічого подібного не спостерігаємо в жодному РЗОФ.

Яким чином поводять себе енерґетичні щілини ν_{02} та ν_{0N2} в магнетному полі? Відповідь на це запитання фактично вказує на те, який з механізмів ([3] чи [4]) є вирішальним у формуванні щілини. Головний висновок, який випливає з термодинамічної моделі [3], полягає в тому, що вимірювана на досліді енерґетична щілина в точці ФП–2 практично повністю визначається добутком $(\chi_\parallel/\chi_\perp)^{1/2} \cdot H_{tr}$. Але, як уже підкреслювалось, термодинамічна модель [3] не враховує динамічної взаємодії різних коливальних підсистем магнетика, і тому з неї випливає помилковий висновок, що при $H_{tr} \to 0$ щілина ν_0 також має бути відсутньою. Зважаючи на цей нефізичний доробок, ефекти, пов'язані з подовжніми коливаннями намагнечености, слід шукати в прирості "стартових" щілин ν_{02} та ν_{0N2} після включення магнетного поля. Саме таким чином ми діяли при проведенні відповідних дослідів та при аналізі експериментальних результатів.

Розглянемо спочатку результати вимірювань, що стосуються переорієнтації Γ_{24}–Γ_2. Насамперед підкреслимо, що у відповідних дослідах виняткове значення має точна орієнтація магнетного поля по осі, тобто **H** $\parallel$ **a**. Невиконання цієї вимоги може призвести до помилкових висновків, оскільки при недостатньо точній орієнтації **H** щілина росте з підвищенням поля без будь-якого зв'язку з подовжніми коливаннями. У нашому випадку точність орієнтації досягала $\pm 5'$.

Результати вимірювань показані на рис. 4. Вони дозволяють зробити висновок, що на лінії індукованого полем **H** $\parallel$ **a** переходу Γ_{24}–Γ_2 (див. рис. 1б) в діапазоні H=0–10 кЕ щілина ν_{02} в $ErFeO_3$ не залежить від поля (температури). Такі ж результати отримані і при вимірюванні польової залежности щілини в околі цього ж переходу в $YbFeO_3$ (T_1 = 7.98 К; T_2 = 6.85 К; ν_{02} = 37.5 ГГц) та в TmFeO (T_1 = 93 К; T_2 = 84 К; ν_{02} = 20 ГГц). З другого боку, якби основний внесок у величину щілини був пов'язаний з подовжніми коливаннями намагнечености, то її приріст у полі H = 10 кЕ, згідно з [3], мав би складати $\Delta\nu_{02} \geq 8$ ГГц. Це значно перевищує похибку наших вимірювань. Спостережувана поведінка щілини, на перший погляд, суперечить термодинамічній теорії [3]. Однак можна дійти й іншого висновку. Звернемо увагу на те, що наведені вище експерименти виконані в області температур $T < 100$ К. Подовжня сприйнятливість підґраток заліза при таких температурах дуже мала. Згідно з [3] при $T \leq 90$ К співмножник у формулі для щілини $(\chi_\parallel/\chi_\perp)^{1/2} < 0.1$. Завдяки цьому внесок подовжніх коливань намагнечености у величину щілини може бути невідчутним у порівнянні з тим, що дають механізми [4]. У цьому випадку енерґетична щілина майже цілком формується спін–хвильовими механізмами [4], тобто за рахунок взаємодії різних коливальних підсистем та внеску тільки з боку прецесійного руху намагнечености.

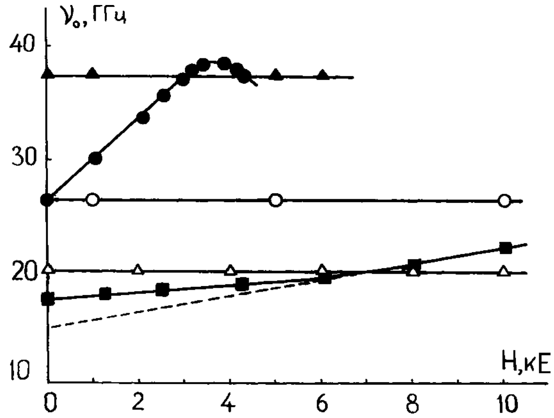

Рис. 4. Польові залежності енерґетичних щілин у різних ортоферитах: на лінії індукованого полем **H** $\parallel$ **a** переходу Γ_{24}–Γ_2 в $TmFeO_3$ (△), $ErFeO_3$ (○), $YbFeO_3$ (▲) та Fe_3BO_6 (■); на лінії індукованого полем **H** $\parallel$ **c** метамагнетного переходу Γ_{124}–Γ_{24} в підсистемі ербію (●). Штрихова лінія — лінійна екстраполяція польової залежности щілини в Fe_3BO_6 з области поля $H > 8$ кЕ.

Звернемося далі до резонансних властивостей метамагнетного переходу Γ_{24}–Γ_{124} в підсистемі ербію. Згідно з [5] на лінії метамагнетного ФП–2 (див. рис. 1б) м'якою є релаксаційна мода. Це означає, що якісні висновки розвинутої в останній час теорії [3] для індукованої переорієнтації Γ_{24}–Γ_2 можуть бути поширені і на метамагнетний перехід. Як видно з рис. 4, після ввімкнення поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ щілина ν_{0N2} починає стрімко збільшуватися при підвищенні поля. На лінії ФП–2 вона зростає від "стартового" значення $\nu_{0N2} = 26.1$ ГГц до $\nu_{N2} \approx 38$ ГГц в полі, близькому до 4 кЕ, проходячи при цьому через незначний максимум. Для пояснення такого збільшення щілини звернемо увагу на те, що умови реалізації цього переходу з погляду співвідношення температур переорієнтації та впорядкування відповідної спінової підсистеми суттєво відрізняються від таких же для розглянутого вище ФП–2 Γ_{24}–Γ_2. Тут навіть найнижча робоча температура $T = T_t$ не відповідає вимогам спін–хвильової моделі — $T/T_{N2} \ll 1$. Якщо для підсистеми заліза $T_2/T_N \ll 1$, то в підсистемі ербію це співвідношення змінюється від $T_t/T_N \approx 0.7$ у трикритичній точці $T = T_t$ до 1 при $T = T_{N2}$. У підсистемі заліза це відповідало б зміні $\chi_\parallel/\chi_\perp$ від 0,7 до 1; що, своєю чергою, привело б до значного збільшення щілини. Виявлене тут суттєве збільшення щілини у відносно малому полі наштовхувало на думку, що це пов'язано з подовжньою сприйнятливістю. Як відомо, характерною властивістю метамагнетиків є надзвичайно висока подовжня сприйнятливість при такій же малій поперечній. Тому навіть чисто формальне звернення до теорії [3] дозволяло сподіватись на відповідне збільшення щілини на лінії цього переходу.

Проведене вимірювання високочастотної подовжньої $\chi_\parallel^\sim$ та поперечної $\chi_\perp^\sim$ сприйнятливостей показало, що відношення $(\chi_\parallel^\sim/\chi_\perp^\sim)^{1/2}$ дійсно корелює зі щілиною (див. рис. 5). Якісно це відповідає термодинамічній моделі [3]. Звернемо увагу на те, що тут відношення подовжньої сприйнятливости до поперечної досягає ~ 7, тоді як при звичайній переорієнтації підґраток заліза Γ_{24}–Γ_2 гранична величина цього відношення не може перевищувати одиниці. Останнє випливає з теорії молекулярного поля. Порівняння динаміки обговорюваних тут переходів показує, що при однакових значеннях магнетного поля щілина не залежить від поля (температури) у випадку переорієнтації Γ_{24}–Γ_2, але різко зростає на лінії метамагнетного переходу Γ_{124}–Γ_{24} — майже в 1.5 рази при підвищенні поля всього до 4 кЕ. Це своєю чергою означає, що спостережуване збільшення щілини в порівняно слабкому полі слід пов'язати з подовжньою сприйнятливістю. Таким чином, на одній і тій же сполуці спостерігаються дві різні поведінки щілини в полі, одна з яких відповідає спін–хвильовій моделі [4], а друга — термодинамічній [3]. У той же час у нульовому полі (тобто при спонтанних переходах) як ν_{02}, так і ν_{0N2} добре пояснюються спін–хвильовою теорією [4]. Звідсіля випливає висновок, що спостережувана на лінії ФП–2 Γ_{124}–Γ_{24} польова залежність щілини в порівняно слабкому полі зумовлена, в основному, величиною подовжньої сприйнятливости, яка своєю чергою цілком залежить від температури переорієнтації.

Якщо внески у величину щілини від подовжньої сприйнятливости та магнетного поля є адитивними, то вони можуть бути експериментально розділені. Це можна реалізувати двома шляхами. Перший — виключити з механізму формування щілини температуру. Для цього треба було б провести досліди при максимально низьких температурах (тобто при $\chi_\parallel \to 0$) без обмежень на величину магнетного поля. У цьому випадку внесок подовжніх коливань намагнечености у величину щілини був би майже цілком зумовлений зовнішнім полем. Для таких вимірювань на РЗОФ потрібні поля до 60–100 кЕ.

Другий шлях — виключити з чинників формування щілини магнетне поле і мати справу тільки з температурою. Така можливість реалізується в околі спонтанних переходів, де переорієнтація може бути індукована яким завгодно малим полем.

Як показали наші досліди на багатьох РЗОФ, величина абсолютної температури переорієнтації не зумовлює відповідного внеску подовжніх коливань намагнечености у величину щілини. Це наочно демонструють наведені вище результати дослідів на $\mathrm{ErFeO_3}$. Далі це буде показано і на прикладі інших сполук. Для характеристики перерозподілу спін-хвильового та термодинамічного внесків у величину щілини слід користуватись параметром $\tau_{\mathrm{SR}} = T_{\mathrm{SR}}/T_N$, який ми назвали відносною температурою спонтанної переорієнтації. Він є індивідуальним для кожного конкретного РЗОФ, а його зростання, як показали наші досліди, веде до перерозподілу внесків у динаміку від спін–хвильового до термодинамічного.

Роль лише подовжньої сприйнятливости у формуванні енерґетичних щілин (тобто при $H \to 0$) може бути встановлена в серії експериментів, що охоплюють широкий діяпазон параметра τ_{SR}. Наші досліди на вказаному вище переліку сполук дозволили простежити еволюцію цієї ролі в інтервалі $\tau_{\mathrm{SR}} = 0.01 \div 1$. Хоча термодинамічна модель [3] розвинена для переходів, індукованих полем, із загальних міркувань можна дійти висновку, що внесок подовжніх коливань намагнечености в динаміку переорієнтації слід чекати і при спонтанних переходах, якщо останні реалізуються при достатньо високих температурах. В умовах $H \to 0$ фактично фіксуємо саме цей внесок.

Оскільки термодинамічна модель [3] іґнорує спін–хвильові механізми формування щілини [4], то з неї випливає, як уже зазначалось, нефізичний наслідок: при $H_{tr} \to 0$ щілина в спектрі також зникає. З другого боку, навіть модифікована спін–хвильова модель [4] іґнорує подовжні коливання намагнечености і не передбачає пов'язане з ними збільшення щілини в полі. Оскільки більшість експериментів проведено в області, у якій строго не задовольняються ні умови спін–хвильової моделі ($T \to 0$), ні термодинамічної ($T \to T_N$), то в загальному випадку в дослідах слід чекати суперпозиції внесків від обох механізмів формування щілини.

З урахуванням цього загальний методичний прийом полягав у тому, що спочатку вимірювали щілину в спектрі при спонтанному переході, а потім включали магнетне поле відповідної орієнтації і знімали польову залежність щілини з метою пошуку її збільшення, пов'язаного з подовжніми коливаннями намагнечености. Позитивні наслідки такого пошуку найліпше можна спостерігати на прикладі метамагнетного переходу в $ErFeO_3$ (див. рис. 4). Тут "стартова" щілина $\nu_{0N2} \approx 26$ ГГц при $H = 0$ формується спін–хвильовими механізмами, тоді як її приріст у полі до ~ 38 ГГц зумовлений високою подовжньою сприйнятливістю при метамагнетному переході, тобто термодинамічним механізмом.

У менш виразному вигляді таке співіснування конкуруючих механізмів формування щілини спостерігаємо і в дослідах з Fe_3BO_6, де "стартова" щілина в точці спонтанного переходу $\nu_{02} \approx 15$ ГГц. У полі вона збільшується і досягає при $H = 10$ кЕ майже 22 ГГц. Тут треба зробити зауваження про те, що в Fe_3BO_6 спонтанна переорієнтація Γ_2–Γ_4 відбувається шляхом фазового переходу першого роду, тоді як уся теорія динамічних властивостей переорієнтаційних переходів чинна тільки у випадку ФП–2. А останній, тобто перехід Γ_{24}–Γ_2, у цій сполуці може реалізуватись лише в полі. Тому ν_{02} в цьому випадку виміряна не безпосередньо за польовою залежністю щілини (див. рис. 4), а шляхом екстраполяції цієї залежности з области максимального поля, де ФП–2 найстійкіший.

Кількісною характеристикою внеску подовжніх коливань намагнечености в динаміку переорієнтації може бути величина похідної $\partial\nu_n/\partial H$ (у випадку $ErFeO_3$ індекс n — 02 або $0N2$). Якщо польова залежність щілини (наприклад, ν_{02}) така, що $\partial\nu_{02}/\partial H \neq 0$ при $H \to 0$, то можна стверджувати, що подовжні коливання намагнечености дають внесок не тільки в індуковану, але й в спонтанну переорієнтацію. Дійсно, оскільки поле переходу при цьому може бути достатньо малим, то при деякій його величині домінуючий внесок у щілину буде зумовлений тільки подовжньою сприйнятливістю. Звичайно таку "безпольову" ситуацію не передбачає термодинамічна теорія, а результати апробації цієї моделі на $YFeO_3$ та $DyFeO_3$ при $H = 70$–100 кЕ [3] виглядають швидше як ефект сильного поля. Тому детальне зіставлення спостережуваної тут динаміки спонтанних переходів із цією теорією навряд чи є коректним. Але ми скористаємося її головним висновком (і тестом у дослідах) — свідченням внеску подовжніх коливань намагнечености в динаміку переорієнтації будемо вважати збільшення щілини при підвищенні магнетного зовнішнього поля.

Аналіз експериментальних результатів у послідовності, що відповідає зростанню параметра $\tau_{\rm SR}$, показує, що в РЗОФ з відносно низькими температурами переорієнтації ($\tau_{\rm SR} \leq 0.15$) ґрадієнт $\partial\nu_{02}/\partial T = 0$. Це стосується $YbFeO_3$, $TmFeO_3$ та $ErFeO_3$, у яких $\tau_{\rm SR}$ дорівнює відповідно 0.01; 0.14; 0.15. Більш того, у цих сполуках указаний ґрадієнт дорівнює нулеві не тільки при $H = 0$, але й у полі до 6–10 кЕ. Це видно з польових залежностей щілин, наведених на рис. 4. Загальний результат вимірювань на цих ортоферитах полягає в наступному: щілина ν_{02}, притаманна спонтанному переходу Γ_{24}–Γ_2, не міняється при включенні порівняно малого поля і відповідному підвищенні температури переорієнтації (згідно з H–T-фазовою діяграмою на рис. 1б). Це означає, що тут енерґетичні щілини формуються прецесійними механізмами і їх пояснення може не виходити за межі спін–хвильової моделі. При $\tau_{\rm SR} < 0.15$ внесок подовжніх коливань намагнечености у величину щілини на цьому фоні невідчутно малий і в межах досягнутої точности не виявляється в дослідах. Але й для $NdFeO_3$ ($\tau_{\rm SR} = 0.17$), який не вимірювався у польових експериментах, мабуть, можна передбачити той же висновок, а тим більш — для $DyFeO_3$ ($\tau_{\rm SR} = 0.06$).

Серед РЗОФ рекордне за величиною значення $\tau_{\rm SR}$ має $SmFeO_3$ (≈ 0.7). Однак безпосереднє вимірювання польової залежности щілини в цій сполуці наштовхнулося на дуже сильне поглинання з боку рідкісноземельної підсистеми. Це в остаточному підсумку унеможливило проведення дослідів, спрямованих на пошук ефектів прояву подовжніх коливань намагнечености. Саме з цих причин ми звернулись до ізоморфної ортоферитам сполуки Fe_3BO_6, у якій теж відбувається як спонтанний, так і індукований ФП–2 Γ_{24}–Γ_2, а параметр $\tau_{\rm SR} = 0.8$, тобто ще більший, ніж у $SmFeO_3$. Останнє подавало надію на виявлення в цій сполуці очікуваного ефекту. Як уже відзначалось, у Fe_3BO_6 дійсно енерґетична щілина зростає при підвищенні поля (див. рис. 4).

Таким чином, тільки у Fe_3BO_6 та $ErFeO_3$ (2) при $H \to 0$ спотерігаємо ненульові ґрадієнти щілини по полю — відповідно 0.7 та 4 ГГц/кЕ. Це означає, що навіть "стартова" щілина, притаманна спонтанному переходу, формується не тільки за рахунок прецесійних механізмів [4], але й подовжніми коливаннями намагнечености [3]. Щоправда, у випадку з $ErFeO_3$ (2) такий великий ґрадієнт щілини на лінії метамагнетного переходу може бути зумовлений не тільки подовжніми коливаннями, але й зміною структури суміжних фаз після включення поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ трансформує спонтанний орієнтаційний перехід у підсистемі заліза Γ_2–Γ_{12} у комбінований — Γ_{24}–Γ_{124}, домінуючою складовою якого є метамагнетний перехід у підсистемі рідкісної землі. Тому останній реалізується тільки в полі. Найімовірніше, саме з цією трансформацією пов'язані максимальні ґрадієнти за температурою всіх виміряних тут величин біля $T = T_{N2}$, $H = 0$, що видно з рис. 5. До речі, як видно з того ж малюнка, у полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ щілина ν_{0N2} не тільки не збільшується в полі, а навіть має тенденцію до зменшення. Це не дивно, бо при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ індукований орієнтаційний перехід Γ_2–Γ_{12} має однакову структуру зі спонтанним. Це означає, що енерґетична щілина в полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ також (як і без поля) формується поперечними коливаннями в підсистемі ербію та нечутлива до його подовжніх коливань.

На рис. 6 подана підсумкова двовимірна діяграма, яка характеризує еволюцію $\partial\nu_n/\partial H$ в нульовому полі при зростанні параметра $\tau_{\rm SR}$. Плавна лінія, що поєднує "експериментальні" точки, може дати уявлення про величини $\partial\nu_n/\partial H$ при $H = 0$, які слід чекати в деяких інших сполуках, виходячи з відомих величин $\tau_{\rm SR}$. Ми вже висловлювали думку про те, що в слабкому полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ похідні $\partial\nu_{02}/\partial H$ в ортоферитах диспрозію та ніодиму не залежать від поля і в цьому плані не відрізняються від виміряних нами польових залежностей щілин в ортоферитах ітербію, тулію та ербію. Дійсно, як видно з наведеної діяграми, в усіх перерахованих РЗОФ вказана похідна дорівнює нулеві не тільки в полі, але й при $H = 0$. У той же час у $SmFeO_3$ внесок подовжніх коливань у динаміку спонтанної переорієнтації має бути достатньо відчутним — з $\partial\nu_{02}/\partial H \approx 0.3$ ГГц/кЕ. Це природньо, бо в $SmFeO_3$ перехід Γ_{24}–Γ_2 відбувається при порівняно великій подовжній сприйнятливості. З температурної залежности $\chi_\parallel/\chi_\perp$, одержаної в [3], та величини τ_{SR} у $SmFeO_3$ випливає, що в ньому спонтанний перехід відбувається при відношенні сприйнятливостей ≈ 0.7. Тому цей ортоферит займає належне місце на поданій діяграмі. Вона дозволяє стверджувати, що на сучасному рівні точности вимірювань та якости відповідних монокристалів внесок подовжніх коливань намагнечености в динаміку спонтанної переорієнтації є сенс шукати при $\tau_{\mathrm{SR}} > 0.5$. З іншого боку, ефекти, пов'язані з подовжніми коливаннями, слід чекати у всіх перерахованих тут "низькотемпературних" ортоферитах, коли вказана переорієнтація буде ініціюватись достатньо сильним магнетним полем (це вже реалізовано в $DyFeO_3$ [3]). Для $ErFeO_3$ (1) воно повинно досягати 60–70 кЕ. Тільки в такому полі відносна температура індукованого переходу Γ_{24}–Γ_2 досягне величини $\tau_{\mathrm{IR}} = T_{IR}/T_N = 0.5$ (T_{IR} — температура переходу в полі).

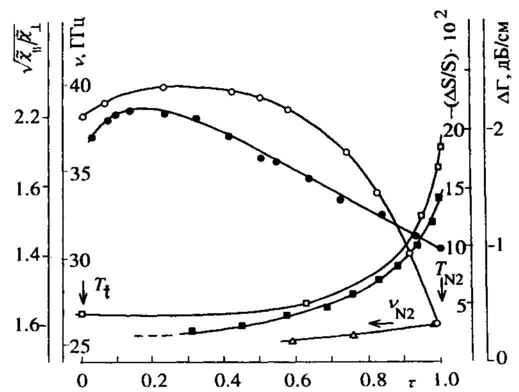

Рис. 5. Температурно–польові залежності різних динамічних параметрів на лінії метамагнетного фазового переходу другого роду в $ErFeO_3$: ● — відношення високочастотних сприйнятливостей $(\chi_\parallel^\sim/\chi_\perp^\sim)^{1/2}$; ○ — енергетичної щілини ν_{N2} при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$; □ — відносної зміни швидкости активної поперечної звукової хвилі ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$, $\varepsilon \parallel \mathbf{b}$) $\Delta S/S$; ■ — зміни загасання подовжнього звуку $\Delta\Gamma$; Δ — енергетичної щілини ν_{N2} при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. $\tau = (T - T_t)/(T_{N2} - T_t)$.

Звернемо увагу на те (див. рис. 4), що нема ніякої кореляції між величиною "стартової" щілини в тій чи іншій сполуці та величиною притаманної їй похідної $\partial\nu_{02}/\partial H$ при $H = 0$. Це зайвий раз говорить про те, що "стартове" значення щілини та її приріст у полі зумовлені різними механізмами. Вони дають адитивні внески в динаміку. Конкуренція цих внесків у деякій перехідній області T та H може привести до того, що один із цих внесків стає невідчутним на фоні іншого, який, навпаки, стає домінуючим.

Наприкінці звернемось до наслідків ультразвукових досліджень $ErFeO_3$ в околі метамагнетного переходу, що для наочности наведені на рис. 5 разом з результатами резонансних досліджень. Для цього переходу активною, тобто взаємодіючою з магнонами, є поперечна акустична мода з хвильовим вектором $\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$ та поляризацією вектора деформації зсуву $\varepsilon \parallel \mathbf{b}$. На рис. 5 наведені залежності величини зменшення швидкости активної звукової хвилі, а також ріст загасання подовжньої (неактивної) звукової хвилі від безрозмірної температури $\tau = (T - T_t)/(T_{N2} - T_t)$. Звертання до безрозмірної температури дозволяє співвідносити результати, одержані на зразках, виготовлених з різних партій сировини. Як видно з наведеного малюнка, точці спонтанного переходу ($\tau = 1$) відповідають максимальні зміни акустичних характеристик обох звукових мод ($\Delta S/S \sim 20$ %; $\Delta\Gamma \sim 1.2$ Дб/см). У вибраній тут геометрії експерименту досліджувані акустичні моди є відповідно поперечною та подовжньою не тільки стосовно $\mathbf{q}$, але також і вектора антиферомагнетизму ербію. Це дозволяє шукати зв'язок поперечних та подовжніх коливань намагнечености ербію з відповідними акустичними модами. Як і раніш, очікувані ефекти прояву подовжніх коливань намагнечености будемо шукати в температурних (польових) ґрадієнтах "стартових" параметрів, притаманних точці спонтанного переходу $H = 0$, $T = T_{N2}$. Усі наведені на рис. 5 температурні залежності фактично є температурно–польовими, оскільки кожному значенню τ відповідає конкретна величина магнетного поля переходу, що визначається H–T–фазовою діяграмою (рис. 1б). Характерною відмінністю цієї діяграми є монотонний ріст поля переходу при зниженні температури.

Як видно з рис. 5, у точці спонтанного переходу екстремальні всі наведені характеристики та їхні ґрадієнти за температурою (полем). Але в міру зниження температури вони зменшуються і вже при $\tau \leq 0.3$–0.5 майже не залежать від зовнішніх параметрів. Якщо не брати до уваги деякої немонотонності в поведінці ν_{N2} та $(\chi_\parallel/\chi_\perp)^{1/2}$ при зниженні температури в область $\tau \leq 0.3$, то можна стверджувати про наявність кореляції динамічних характеристик спінової та пружної підсистем на лінії метамагнетного переходу. Відомо [4], що аномалія швидкости звуку при спонтанному переході зумовлена зв'язком поперечної звукової хвилі з поперечними коливаннями намагнечености на магнеторезонансній частоті м'якої (в цьому випадку рідкісноземельної) моди. У полі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ подовжня сприйнятливість ербію суттєво перевищує поперечну та зростає з підвищенням поля та зниженням температури в інтервалі T_{N2}–T_t. Але поперечна звукова хвиля не взаємодіє з подовжніми коливаннями намагнечености. Тому аномалія швидкости цієї хвилі зменшується при зниженні температури в міру перерозподілу ролі подовжніх та поперечних коливань у формуванні спінової динаміки, а отже і в міру зменшення впливу спінової підсистеми на акустичну через магнетопружний зв'язок.

Для підсистеми заліза область температур метамагнетного переходу, безумовно, задовольняє спін–хвильове наближення, оскільки $T_{N2} \ll T_N$. Тому коливання подовжніх компонент векторів $\mathbf{F}$ та $\mathbf{G}$ тут відсутні. Водночас їхні поперечні компоненти можуть брати участь у формуванні динаміки. Логічно припустити, що залишкова аномалія швидкости в інтервалі $\tau = 0 - 0.3$, що складає ~ 4 % від S, пов'язана саме з цими коливаннями. Дійсно, за порядком величини вона близька до такої в області "високотемпературної" переорієнтації заліза Γ_{24}–Γ_2, про яку йшла мова вище. Причини, з яких аномалія швидкости в останньому випадку значно менша, ніж у точці ФП–2 Γ_{12}–Γ_2, докладно проаналізовані в [4].

На цей час у багатьох експериментах встановлено, що акустичні хвилі загасають (подовжні меншою мірою, поперечні — більшою) при різноманітних переходах у РЗОФ. У цьому випадку нас цікавить подовжня хвиля з $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. З рис. 5 видно, що температурні залежності $\Delta\Gamma$ та $\Delta S/S$ зовні дуже схожі. Найочевиднішою причиною зменшення загасання звуку при зниженні температури є зростання жорсткости магнетних підґраток ербію. Це може відбуватись під впливом як спонтанного насичення намагнечености підґраток ербію, так і під впливом зростаючого зовнішнього поля в міру просування від T_{N2} до T_t. Хоча при цьому сумарна подовжня сприйнятливість росте, проте загасання подовжнього звуку скоріш пов'язане з її флюктуаційною частиною, відносна роль якої максимальна в точці $T = T_{N2}$ та обертається в нуль при $T = T_t$ [6].

IV. ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

У підсумковому вигляді загальні висновки та результати, що випливають з досліджень динаміки спонтанної переорієнтації, полягають в наступному:

1. Висунуто та експериментально підтверджено ідею про те, що динаміка орієнтаційних переходів у складних багатопідґраткових антиферомагнетиках є результатом взаємодії різних коливальних підсистем: упорядкованої підсистеми спінів заліза, парамагнетної підсистеми рідкісноземельних йонів, пружної та дипольної підсистем. Це означає, що тих спектрів вільних коливань, які є вдалині від переходів, у точках переорієнтації вже, як правило, не існує. Сам факт наявности енерґетичної щілини говорить про взаємодію спінової хвилі принаймні з однією з інших за природою хвиль. Але насправді, як показали наші досліди, енерґетична щілина в багатопідґраткових антиферомагнетиках є результатом взаємодії декількох коливальних підсистем. В кільkісному плані її неможливо пояснити лише магнетопружною взаємодією, як це намагались зробити в багатьох попередніх теоретичних та експериментальних дослідженнях. Кінець кінцем з'ясувалось, що енерґетична щілина є своєрідною сумарною мірою внутрішніх динамічних взаємодій різних коливальних підсистем магнетика.

2. Сформульовано напрямки модифікації існуючої теорії з метою повнішого врахування механізмів формування динаміки орієнтаційних переходів, не виходячи за межі спін–хвильового наближення. Основна ідея полягала в тому, що в точці орієнтаційного ФП–2 спостережувана в дослідах динаміка може бути адекватно описана тільки при сумісному розв'язані системи принаймні трьох рівнянь: руху магнетного моменту, пружности та рівнянь Максвела. Причому спінові колективні коливання та магнетопружність потрібно враховувати не лише в упорядкованій підсистемі спінів, але також і в системі парамагнетних йонів.

3. З урахуванням усієї сукупности результатів експериментальних досліджень рідкісноземельних ортоферитів та модифікованої у вказаному вище напрямку теорії була висунута і вперше експериментально підтверджена ідея про те, що м'які магнеторезонансні моди можуть походити не лише від упорядкованої підсистеми спінів, але й від парамагнетної. У рідкісноземельних ортоферитах ця можливість настає завдяки обмінній взаємодії між впорядкованою підсистемою спінів заліза та парамагнетними йонами рідкої землі, і в останній теж виникають колективні коливання. Уперше ми експериментально виявили та пояснили рідкісноземельні м'які моди в дослідах на $ErFeO_3$ та $YbFeO_3$.

4. Уперше виявлено та пояснено гігантські аномалії швидкости та загасання звуку в точках метамагнетного переходу в упорядкованій підсистемі ербію в $ErFeO_3$. Такі могутні аномалії ні раніше, ні в подальшому не спостерігались в жодному експерименті з вивчення динаміки орієнтаційних переходів.

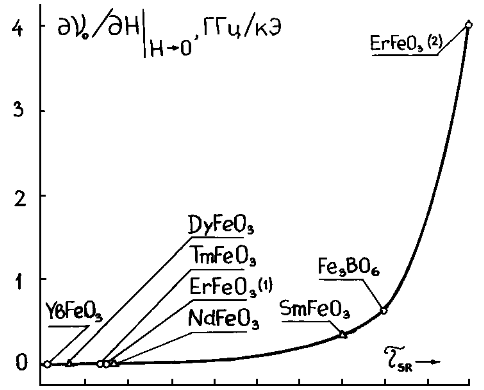

Рис. 6. Значення $\partial\nu_0/\partial H$ в точках спонтанних переходів у різних сполуках при відповідних безрозмірних температурах $\tau_{SR} = (T_1 + T_2)/2T_N$: ○ — виміряні величини, Δ — очікувані. Індекси (1) та (2) при $ErFeO_3$ означають, що в першому випадку мається на увазі перехід Γ_{24}–Γ_2 в підсистемі заліза, а в другому — Γ_{124}–Γ_{24}. в підсистемі ербію.

Наведені вище результати отримані з урахуванням динамічної взаємодії різних коливальних підсистем магнетика, що є певним відходом від традиційних уявлень про механізми формування динаміки переорієнтації тільки спіновою підсистемою.

Друга частина роботи пов'язана з відходом ще від одного дуже суттєвого постулату спін–хвильової моделі — про збереження за модулем намагнеченостей підґраток при збудженні спінових хвиль, у тому числі й однорідного АФМР. Доповнимо перераховані загальні висновки такими, що випливають з досліджень, які враховують не лише прецесію, але й подовжні коливання намагнечености:

1. Динаміка орієнтаційних переходів у реальних експериментальних умовах (тобто при $T > 0$) в загальному випадку формується під впливом як прецесії, так і подовжніх коливань намагнечености. Співвідношення спін–хвильового та термодинамічного внесків у величини енерґетичних щілин залежить переважно від статичних характеристик конкретної сполуки.

2. Параметром, що характеризує співвідношення вказаних внесків у динаміку переорієнтації, є відношення температури спонтанного переходу до температури впорядкування відповідної спінової підсистеми, індивідуальне для кожного конкретного магнетика.

3. Установлено, що при величині цього відношення < 0.15 подовжні коливання не роблять суттєвого внеску в спостережувану в дослідах динаміку. Водночас при його величині > 0.7 внесок подовжніх коливань намагнечености відчутний навіть у нульовому полі. В останньому випадку енерґетична щілина може бути результатом адитивних та сумірних внесків з боку спін–хвильових та термодинамічних механізмів.

4. Виявлена на лінії метамагнетного переходу в ErFeO3 кореляція різних динамічних характеристик: високочастотної сприйнятливости, енерґетичної щілини, швидкости та загасання звуку, — вказує на необхідність врахування магнетопружної взаємодії також і в термодинамічній теорії динаміки орієнтаційних переходів. Це врахування важливе ще й тому, що переорієнтація в більшості багатопідґраткових антиферомагнетиків відбувається в області температур, де жодна з існуючих теоретичних моделей не може претендувати на адекватний опис реального експерименту.

5. Перераховані висновки вказують на те, що спін–хвильова та термодинамічна теорії не є взаємозаперечними. Динаміка спінової переорієнтації навіть в одній і тій же сполуці залежно від параметрів та властивости конкретного переходу може найкращим чином бути описана як одною, так і другою моделлю. З цього випливає потреба нової, повнішої та універсальнішої теорії, розрахованої на будь–яку температуру та магнетне поле. Тоді існуючі спін–хвильова та термодинамічна моделі могли б бути її крайніми межами — відповідно при $T \to 0$ та $T \to T_N$. Зрозуміло, що при цьому природа спостережуваних магнетоакустичних властивостей уже не може бути ідентифікована ні як чисто прецесійна, ні як чисто релаксаційна і вже жодним чином не лише спінового походження. Більше того, м'які магнеторезонансні моди (в класичному розумінні) не лише ніколи не спостерігаються в реальному експерименті, але вони в принципі не можуть спостережуватись із причин наявности обмежень фундаментального характеру, наприклад, через спонтанно порушену симетрію [2].

Наведені дослідження підтримує Фонд фундаментальних досліджень МНТ України.

[1] А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны* (Наука, Москва, 1967).

[2] Е. А. Туров, В. Г. Шавров, Усп. физ. наук **140**, 429 (1983).

[3] А. М. Балбашов, Ю. М. Гуфан, П. Ю. Марчуков, Е. Г. Рудашевский, Журн. эксп. теор. физ. **94**, 305 (1988).

[4] В. Д. Бучельников, Н. К. Даньшин, Л. Т. Цымбал, В. Г. Шавров, Усп. физ. наук **166**, 585 (1996).

[5] Ю. М. Гуфан, А. Н. Садков, Физ. тверд. тела **28**, 2991 (1986).

[6] И. М. Витебский, Н. К. Даньшин, Н. М. Лавриненко, Г. Г. Левченко, М. А. Сдвижков, Д. Я. Яблонский, Физ. тверд. тела **29**, 2738 (1987).

MAGNETOACOUSTIC OF ORIENTATIONAL PHASE TRANSITIONS IN ANTIFERROMAGNETS

L. Tsymbal, M. Dan'shin

O. O. Galkin Donetsk Physical–technical Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine

Donetsk, UA–340114, Ukraine

Complex experimental investigations results of the compound many–sublattice rare–earth antiferromagnets, as obtained by radiofrequency and ultrasound spectroscopy, are given. On their basis it has been established that the magnetic phase transitions dynamics is shaped by the interactions between all the magnetic subsystems involved, including the ordered ferrous, elastic, paramagnetic rare–earth, dipole (electromagnetic) subsystems. The necessity is shown for taking into account not only the precession, but the longitudinal oscillations of magnetization to describe the dynamics.