

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Исследование критической динамики магнитоупорядоченных кристаллов ультразвуковыми методами

И.К. Камилов, Х.К. Алиев

Дан обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований динамических критических явлений в магнитоупорядоченных кристаллах ультразвуковыми методами. На основе анализа существующих теоретических представлений показано, что экспериментальные данные в исследованных ферро-, ферри- и антиферромагнетиках как в гидродинамической, так и в критической области описываются теорией взаимодействующих мод и динамическим скейлингом. Рассмотрены вопросы влияния магнитного поля на динамику критических флуктуаций плотности спиновой энергии и намагниченности.

PACS numbers: 43.35.Cg, 64.60.Ht, 75.50.y

Содержание

1. Введение (953).
 2. Механизм спин-решеточной связи (954).
 3. Особенности распространения звука вблизи точки Кюри (956).
 4. Флуктуационный механизм аномального распространения ультразвуковых волн (960).
 - 4.1. Флуктуации плотности спиновой энергии.
 - 4.2. Флуктуации параметра порядка.
 5. Динамический скейлинг для поглощения (963).
 - 5.1. Представления о динамическом скейлинге.
 6. Влияние дипольных сил на критическую динамику (966).
 7. Влияние магнитного поля на распространение ультразвуковых волн в критической области (967).
 - 7.1. Парамагнитная фаза.
 - 7.2. Температурная зависимость коэффициента поглощения в магнитном поле.
 8. Заключение (972).
- Список литературы (973).

1. Введение

Достигнутые в последние годы успехи в понимании критических явлений в магнитоупорядоченных кристаллах [1–6] в значительной степени связаны с теоретическими и экспериментальными работами, посвященными изучению критической динамики конденсированных сред. Существующие в настоящее время представления

о временной эволюции критических флуктуаций были получены в рамках теорий взаимодействующих мод и динамического скейлинга. Эти направления, развивающиеся независимо друг от друга и основанные на совершенно разных идеях, в каждом конкретном случае приводят к предсказаниям, результаты которых согласуются.

Первое направление берет свое начало от классических работ Ландау и Халатникова [7] и Ван Хоа [8], в которых получило теоретическое обоснование давно замеченное экспериментаторами явление резкого возрастания времени, в течение которого система при приближении к критической точке переходит из неравновесного в равновесное состояние. Эти теории, позволившие качественно правильно объяснить многие экспериментальные факты, игнорировали расходимость кинетических коэффициентов. Впервые Фиксман (см. [8]) попытался учесть расходимость кинетических коэффициентов, считая, что дальние пространственные корреляции, предсказываемые теорией Орштейна–Цернике [1], приводят к усилению флуктуаций, которые в свою очередь могут привести к аномальному изменению коэффициентов переноса.

Эта плодотворная идея получила дальнейшее развитие в работах [8, 9], в которых на языке временных корреляционных функций было показано, что расходимость кинетических коэффициентов обусловлена распадом одних гидродинамических мод на другие гидродинамические моды (теория взаимодействующих мод).

Параллельно с теорией взаимодействующих мод развивалось и чисто феноменологическое приближение, основанное на представлениях Феррела и др. (см. [8]), распространивших идеи статической теории подобия на динамические явления. В последующем эта теория была обобщена Гальпериным и Хознбергом [10] и применена к конкретным системам.

И.К. Камилов. Институт физики ДНЦ РАН,
367003 Махачкала, ул. М. Ярагского 94, Россия
Тел. (8-8722) 62-89-60

Х.К. Алиев. Дагестанский государственный университет,
367025 Махачкала, ул. М. Гаджиева 43а, Россия
Тел. (8-8722) 67-59-65

Статья поступила 4 июня 1997 г., после доработки 24 марта 1998 г.

Связь между этими двумя подходами была найдена Кавасаки [8], который показал, что вместо гидродинамических мод можно ввести совокупность динамических переменных, динамика которых имеет характеристический спектр частот, предсказанный динамическим скейлингом.

Естественным итогом теоретических исследований критической динамики явилось применение метода ренормализационной группы и ε -разложения Вильсона [11] к динамическим явлениям [12], в результате которого был рассчитан динамический критический индекс z для конкретных моделей и установлены факторы, влияющие на его численные значения. Оказалось, что z зависит не только от размерности пространства d , числа степеней свободы параметра порядка n и характера упорядочивающего взаимодействия, но и от выполнимости законов сохранения характерной энергии и параметра порядка.

Критическая динамика магнитоупорядоченных кристаллов, особенно ферромагнетиков, отличается большим разнообразием и сложностью, которая обусловлена необходимостью учета наряду с обменными и более слабыми релятивистскими взаимодействиями, роль которых возрастает при приближении к критической точке. В результате вся критическая область оказывается разделенной на обменную и дипольную [13–15]. В обменной области, как показывают эксперименты, проведенные на ферромагнетиках (EuO, EuS, Ni, Fe и др.), справедливы предсказания теории взаимодействующих мод и динамического подобия [13–15]. В дипольной же области теория предсказывает два варианта динамики: обычный и жесткий [13–16]. Экспериментальная ситуация пока неясна из-за противоречивости имеющихся данных, полученных методами, позволяющими изучать двухспиновые корреляции (динамическая восприимчивость, ЭПР, рассеяние света и нейтронов и т.д.).

Во всей критической области магнитоупорядоченных кристаллов определяющую роль в формировании критической динамики играют четырехспиновые корреляции, которые могут быть изучены ультразвуковыми методами [17, 18]. Преимуществом ультразвуковых методов является не только возможность исследования четырехспиновых корреляций, но и одновременность измерения статических и динамических свойств. Измерение скорости звука дает информацию о равновесных свойствах, а измерение поглощения — о динамических. Обстоятельством, усиливающим интерес к ультразвуковым исследованиям, является и то, что упругие волны оказывают влияние на спиновую систему не непосредственно, а через спин-фононное взаимодействие магнитострикционной природы. В зависимости от характера обменного взаимодействия различают три типа связи между звуковыми волнами и спиновой системой [19]. В магнитных металлах, где в обменном взаимодействии участвуют как локализованные 3d- и 4f-, так и коллективизированные s-электроны, доминирует квадратичная связь со спиновыми флуктуациями. В магнитных изоляторах обменное взаимодействие является короткодействующим, и звуковые волны, в основном, взаимодействуют с флуктуациями плотности спиновой энергии — линейная связь со спиновым гамильтонианом. Как в диэлектрических, так и в металлических магнитоупоря-

доченных кристаллах ниже критической температуры проявляется линейная связь с параметром порядка, которая приводит к известному механизму аномального распространения звуковых волн — механизму Ландау–Халатникова. Первые два типа связи приводят к флуктуационному механизму, а третий — к релаксационному.

Степень сингулярности коэффициента поглощения α_k и скорости распространения v_L при флуктуационном механизме определяется характером обменного взаимодействия, магнитного упорядочения и анизотропии. В частности, в магнитных изоляторах, где обменное взаимодействие является короткодействующим, критическое поглощение обладает слабой сингулярностью, так как оно обусловлено флуктуациями плотности спиновой энергии, распад которых происходит посредством медленной спин-решеточной релаксации [18–21]. В случае же дальнедействующего обмена сингулярность намного сильнее из-за того, что основной вклад в критическое поглощение дают флуктуации параметра порядка, а релаксация носит спин-спиновый характер [18–23].

Теория критического поглощения звуковых волн в магнитных металлах, разработанная Кадановым [20] и Кавасаки [19] для гидродинамической области $\omega\tau \ll 1$ (ω — угловая частота, τ — время релаксации), получила экспериментальное подтверждение в ультразвуковых исследованиях, проведенных на Ni [24–26], MnP [27] и редкоземельных металлах [18]. В последующих теоретических работах [19, 28–31] было показано, что как в гидродинамической, так и в критической ($\omega\tau \geq 1$) области α_k описывается простой скейлинговой функцией переменной $\omega\tau$. Экспериментальные исследования, проведенные на трехмерных гейзенберговских ферромагнетиках Gd [18], MnP [27, 31] и двумерном изинговском антиферромагнетике Rb₂CoF₄ [29, 30], подтвердили справедливость представлений динамического скейлинга.

Несмотря на то, что ультразвуковым исследованиям критической динамики посвящено значительное число работ зарубежных и отечественных авторов, до сих пор нет обзора, систематизирующего экспериментальные и теоретические исследования скорости распространения и поглощения УЗ волн как в гидродинамической, так и в критической области. Последний обзор, в котором рассматривались эти вопросы, вышел в 1977 г. [19] и, естественно, не отражает современного состояния проблемы исследования критической динамики магнитоупорядоченных кристаллов ультразвуковыми методами.

Восполнению этого пробела посвящена настоящая работа, в которой обобщаются экспериментальные и теоретические исследования по распространению ультразвука в критической области не только ферро- и антиферромагнетиков, но и ферримангнетиков — веществ, близких по электрическим свойствам к изоляторам, по магнитным свойствам к ферромагнетикам, а по упорядочению спинов к антиферромагнетикам, приоритет изучения которых принадлежит авторам настоящего обзора [32–42].

2. Механизм спин-решеточной связи

В магнитоупорядоченных кристаллах за аномальное распространение звуковых волн в области точки Кюри (Нееля) отвечает спин-решеточная связь, которая имеет

магнитострикционный характер. В этой области температур связь между спиновой системой и решеткой осуществляется двумя механизмами: одноионным (линейномагнитострикционным) и двухионным (объемномагнитострикционным) [18].

При рассмотрении этих механизмов гамильтониан системы записывается в виде [43]

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2, \quad (2.1)$$

где

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_{\mathbf{k}}^0 b_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}} - \sum_{\alpha} \sum_{i,j} J_{i,j}^{\alpha} S_i^{\alpha} S_j^{\alpha} + g \mu_B H \sum_i S_i^z \quad (2.2)$$

— гамильтониан невзаимодействующих спинов S_i и фононов с частотой $\omega_{\mathbf{k}}^0$ и вектором поляризации $\mathbf{e}_{\mathbf{k}}$; $b_{\mathbf{k}}$ и $b_{\mathbf{k}}^*$ — операторы уничтожения и рождения фононов соответственно. Здесь и далее J — обменный интеграл, S — спиновое число, g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора, \hbar — постоянная Планка. Последний член в \mathcal{H}_0 представляет зеемановскую энергию для случая $H \parallel z$. \mathcal{H}_1 и \mathcal{H}_2 представляют, соответственно, спин-фононное взаимодействие первого и второго порядка по отношению к фононным амплитудам, т.е. объемно- и линейномагнитострикционные связи. Они определяются выражениями:

$$\mathcal{H}_1 = \sum_{\mathbf{k}} \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho V \omega_{\mathbf{k}}^0}} (b_{\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}}^*) U_{\mathbf{k}}^{(1)}, \quad (2.3)$$

$$\mathcal{H}_2 = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{k}'} \frac{\hbar}{2\rho V} (\omega_{\mathbf{k}}^0 \omega_{\mathbf{k}'}^0)^{-1/2} (b_{\mathbf{k}} b_{-\mathbf{k}'} + b_{-\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}'}^* + b_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}'}^* + b_{-\mathbf{k}}^* b_{-\mathbf{k}'}^*) U_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{(2)}. \quad (2.4)$$

Здесь

$$U_{\mathbf{k}}^{(1)} = - \sum_{i,j} [\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_i) - \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{R}_j)] \mathbf{e}_{\mathbf{k}} \sum_{\alpha} \frac{\partial J_{ij}^{\alpha}}{\partial \mathbf{R}_i} S_i^{\alpha} S_j^{\alpha}, \quad (2.5)$$

$$U_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{(2)} = - \frac{1}{2} \sum_{i,j} [\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_i) - \exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_j)] \times \\ \times [\exp(-i\mathbf{k}'\mathbf{R}_i) - \exp(-i\mathbf{k}'\mathbf{R}_j)] \times \\ \times \mathbf{e}_{\mathbf{k}} \mathbf{e}_{\mathbf{k}'} \sum_{\alpha} \frac{\partial^2 J_{ij}^{\alpha}}{\partial \mathbf{R}_i \partial \mathbf{R}_j} S_i^{\alpha} S_j^{\alpha}, \quad (2.6)$$

где ρ — плотность. Как видно из (2.3)–(2.6), изменение длины вектора \mathbf{R}_i , связывающего два узла решетки со спинами S_i , является величиной первого порядка относительно упругих напряжений для продольных волн и второго порядка для поперечных волн, распространяющихся вдоль осей симметрии кристалла. Другими словами, это означает, что при распространении продольных волн возникает объемная деформация, тогда как поперечные волны вызывают деформацию формы.

Само значение критического поглощения при фиксированной частоте зависит от величины констант спин-фононного взаимодействия. Теоретическому расчету эти константы не поддаются. Константу объемномагнитострикционной связи B_V можно оценить из смещения точки Кюри под действием гидростатического давления, аномалии коэффициента теплового расширения и

истинной объемной магнитострикции. Наиболее предпочтительным методом определения является нахождение B_V из зависимости обменного взаимодействия от давления (объема). В этом случае B_V выражается через крутизну обменного интеграла

$$B_V = Na \frac{\partial J}{\partial a} = \frac{3N_A \rho}{M} J \gamma_m, \quad (2.7)$$

где $\partial J / \partial a$ оценивают из смещения точки Кюри под действием гидростатического давления, N — число атомов в единице объема, a — расстояние между атомами,

$$\gamma_m = \frac{\partial \ln J}{\partial \ln V} = - \frac{1}{B_T} \frac{\partial \ln T_c}{\partial P} \quad (2.8)$$

— магнитная постоянная Грюнайзена, B_T — сжимаемость.

Константа линейномагнитострикционной связи B_{\perp} определяется по формуле

$$B_{\perp} = 2,4 C_{44} \lambda_0, \quad (2.9)$$

где C_{44} — упругая постоянная, λ_0 — константа магнитострикции при $T = 0$ К.

При оценке констант B_V и B_{\perp} для магнитных изоляторов Блох показал [44], что энергия объемного взаимодействия зависит от объема по закону "10/3" и, следовательно, $\gamma_m = 10/3$. В последующем Самара и Джардини [45] осуществили проверку этого закона. Этот вывод подтверждается и нашими данными по тепловому расширению. В частности, значения магнитной постоянной Грюнайзена γ_m , полученные из наклона зависимостей $\Delta\alpha_H = f(\Delta C_H)$, в пределах 10 % совпадают с вышеприведенными оценками.

В редкоземельном металле гадолинии при оценке B_V необходимо иметь в виду, что зависимость обменного интеграла от межатомного расстояния имеет разные знаки для гексагональной оси и базисной плоскости, а магнитные постоянные Грюнайзена для a - и c -осей отличаются выше и ниже T_c [46]. В связи с этим для гадолиния B_V оценивается из среднего значения γ_m .

Константы B_V и B_{\perp} , рассчитанные по формулам (2.7) и (2.9), приведены в табл. 1. Здесь же приводятся данные по точкам Кюри (Нееля), параметрам анизотропии и магнитной постоянной Грюнайзена.

Таблица 1. Константы спин-фононной связи

Вещество	Точка Кюри (Нееля)	Параметр анизотропии	γ_m	$B_V, 10^7$ Дж м ⁻³	$B_{\perp}, 10^7$ Дж м ⁻³
Gd	290,1	5×10^{-4}	2,00	9000	20
Tb	227,6	-0,4	1,39	7500	1280
Dy	177,3	-0,3	1,30	6000	1440
Ho	132,1	-7×10^{-2}	1,08	2200	460
MnP	290,5	—	—	3200	—
Ni	630,0	$\sim 10^{-4}$	1,20	2360	—
Rb ₂ CoF ₄	103,2	0,55	—	—	—
EuO	69,4	4×10^{-4}	3,33	2700	40
RbMnF ₃	83,0	5×10^{-6}	3,13	—	0,2
MnF ₂	67,3	3×10^{-2}	3,33	1300	—
Fe ₃ O ₄	858,0	10^{-4}	3,33	281,5	20*
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	548,25	10^{-5}	3,13	151,2	1,28
Gd ₃ Fe ₅ O ₁₂	560,0	10^{-5}	3,20	160,5	1,5

* Значения констант связи для ферромагнетиков не нормированы относительно приведенной намагниченности.

Анализируя значения констант связи, приведенных в табл. 1, можно прийти к выводу, что во всех магнитоупорядоченных кристаллах, в том числе и в ферримагнетиках со структурой шпинели и граната, должны наблюдаться аномалии скорости и поглощения УЗ волн. А из сравнения B_V и B_\perp следует, что практически во всех исследованных кристаллах основным механизмом спин-фононного взаимодействия является объемномагнито-стрикционная связь. И поэтому вблизи точки Кюри ожидаются аномалии только продольных волн. В магнетите и редкоземельных металлах Tb, Ho и Dy значительный вклад линейномагнито-стрикционной связи в спин-фононное взаимодействие может привести и к аномалиям для поперечных волн, но только при выполнении условий, приведенных в следующем разделе.

3. Особенности распространения звука вблизи точки Кюри

При экспериментальном изучении распространения УЗ волн прежде всего измеряются скорость распространения и коэффициент поглощения, причем не только в области температуры фазового перехода, но и в широком интервале температур. Во всех исследованных магнитоупорядоченных кристаллах вблизи критической температуры обнаружены аномалии, характерные для фазовых переходов второго рода. При этом, как видно из рис. 1–4, скорость распространения v_L или $\Delta v/v_0$ проходит через минимум, а коэффициент поглощения α_k — через максимум. Температуры, на которые приходятся аномалии α_k и v_L , не совпадают друг с другом и смещены в сторону низких температур относительно T_c (см. рис. 3 и 4).

Другой характерной для магнитоупорядоченных кристаллов особенностью является то, что коэффициент поглощения с ростом частоты не только возрастает по абсолютной величине, но и его максимум смещается в сторону низких температур. Для скорости наблюдается

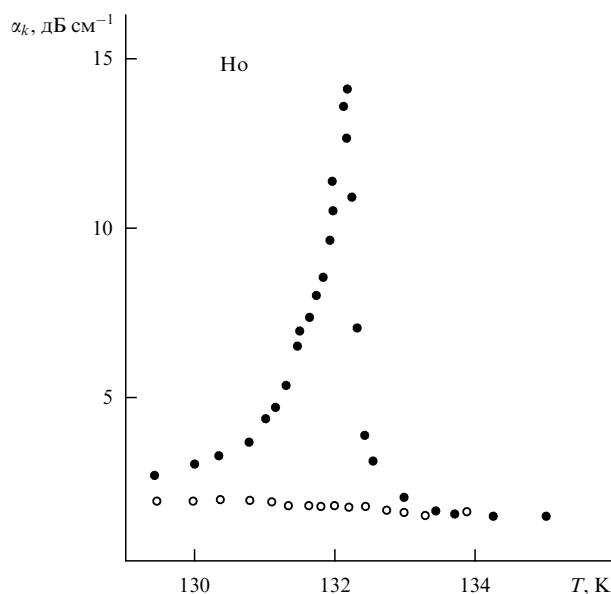


Рис. 1. Поглощение ультразвуковых волн частотой 50 МГц для c -оси гольмия [48]. ● — продольная волна; ○ — поперечная волна.

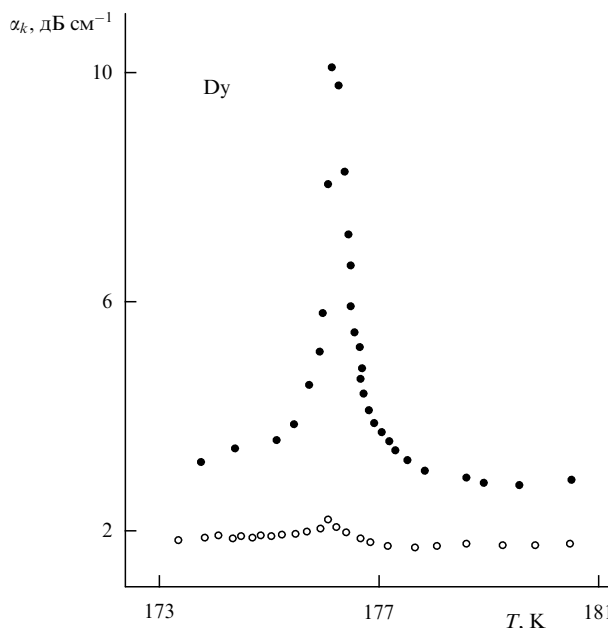


Рис. 2. Поглощение ультразвуковых волн частотой 50 МГц для c -оси диспрозия [48]. ● — продольная волна; ○ — поперечная волна.

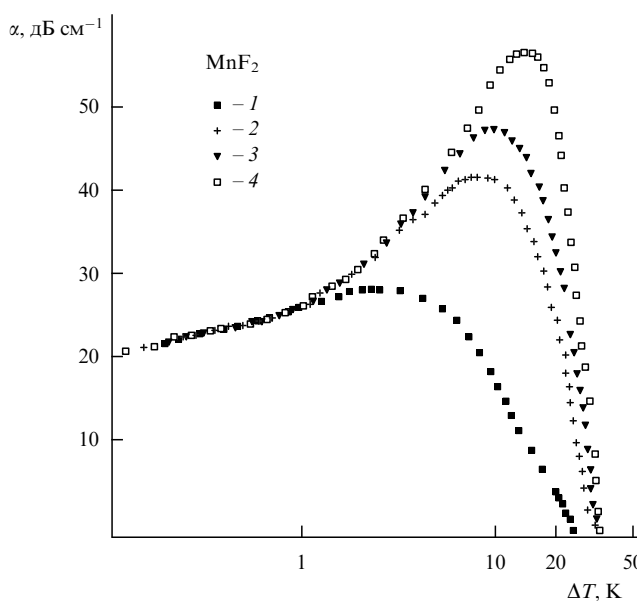


Рис. 3. Поглощение продольных ультразвуковых волн для MnF_2 в упорядоченной фазе [56]; направление [001]. Частота 200 МГц (1), 500 МГц (2), 720 МГц (3) и 1000 МГц (4).

слабая частотная зависимость. Однако в непосредственной близости T_c скорость сильно зависит от частоты.

Эти и другие особенности распространения УЗ волн в магнитоупорядоченных кристаллах можно проиллюстрировать на примере исследованных веществ.

Экспериментальные исследования, проведенные на ферромагнетиках Gd [18, 47–50] и MnP [27, 31, 51], а также для антиферромагнетиков MnF_2 [52–58] и $RbMnF_3$ [18, 21, 55–58], показывают, что для продольных волн наблюдается критическое поглощение, тогда как для поперечных волн аномалии в точке Кюри (Нееля) или вовсе отсутствуют, или же намного меньше, чем для

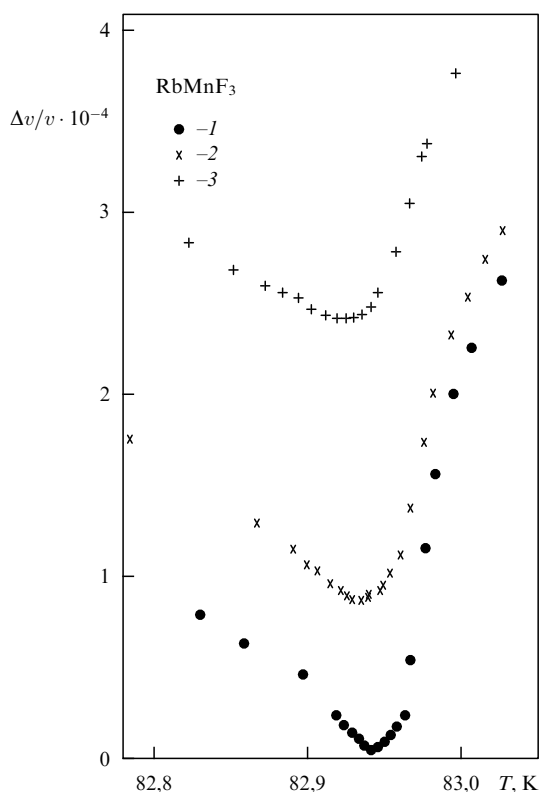


Рис. 4. Скорость распространения продольных ультразвуковых волн для RbMnF_3 [55] на частотах 30 МГц (1), 90 МГц (2) и 150 МГц (3). Направление распространения $\parallel [100]$.

продольных волн. Это обстоятельство объясняется следующим образом [58]. Продольные волны связаны со спиновой системой через модуляцию обменного взаимодействия деформациями, для поперечных волн эта связь в первом порядке отсутствует. Поперечные волны связаны со спинами через анизотропное магнитострикционное взаимодействие, которое намного слабее, чем изотропное обменное взаимодействие в кристаллах, где магнитные ионы находятся в S-состоянии. И так как коэффициент поглощения α_k пропорционален квадрату константы спин-фононного взаимодействия, то для поперечных волн α_k намного меньше, чем для продольных. Как показывают магнитострикционные исследования, в редкоземельных металлах, атомы которых не находятся в S-состоянии, константы линейно- и объемномагнитострикционной связи одного порядка. Однако эксперименты, проведенные на Tb, Ho и Dy, показали отсутствие критического поглощения для поперечных волн [18, 49] (см. рис. 1, 2). Эти экспериментальные результаты, подтвержденные в работах [59, 60], не согласуются с вышеприведенным объяснением. В последующих экспериментах было показано, что поперечные волны обнаруживают критическое поглощение в Tb и Ho при распространении в базисной плоскости только при определенной поляризации [61]. Для объяснения этих экспериментальных результатов в работе [60] предлагается следующий механизм. Редкоземельные металлы Tb, Dy и Ho имеют гексагональную структуру и относятся к магнетикам типа "легкая плоскость". Энергия одноионной анизотропии стабилизирует спины в базисной плоскости, и, следовательно, флуктуации вдоль c -оси

подавляются этой энергией. Флуктуации же в базисной плоскости ничем не ограничены. Коэффициент поглощения поперечных волн пропорционален корреляционной функции компонентов спинов как вдоль направления распространения, так и вдоль вектора поляризации. Поэтому для поперечных волн любой поляризации, распространяющихся вдоль c -оси, критическое поглощение не наблюдается. Поперечные волны обнаруживают аномальное поглощение только в том случае, если векторы поляризации и распространения лежат в базисной плоскости.

В отличие от редкоземельных и других металлов, в магнитных изоляторах коэффициент поглощения является менее сингулярной величиной. Как и в других магнитоупорядоченных кристаллах, в магнитных диэлектриках с ростом частоты происходит увеличение суммарного поглощения. Однако при высоких частотах при выполнении условия $\omega\tau > 1$ аномальное поглощение не наблюдается. А в EuO аномальное поглощение не обнаружено вблизи T_c в частотном интервале 10–200 МГц [18]. Широкий максимум α_k обнаружен ниже T_c , и, как показывают измерения в магнитном поле 8 кЭ, он обусловлен взаимодействием упругих волн со спинами в доменных стенках. Сравнение констант связи EuO и других магнитных изоляторов показывает, что в исследованном интервале частот должно наблюдаться аномальное поглощение того же порядка, что и в MnF_2 . Возможным объяснением отсутствия критического поглощения в EuO может быть аномально большое время релаксации, которое удовлетворяет условию $\omega\tau \gg 1$, тем более, что имеются упоминания о прямом наблюдении в окиси европия критического поглощения на частотах порядка килогерц [62].

В монокристаллах ферритов со структурой шпинели (Fe_3O_4) и граната ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) аномалии скорости и поглощения продольных волн обнаружены по всем основным кристаллографическим направлениям. Как скорость, так и поглощение обнаруживают слабую анизотропию, в частности, в феррите-гранате иттрия

$$\frac{(\Delta v/v_0)_{[110]}}{(\Delta v/v_0)_{[100]}} = 1,28.$$

Анизотропия α_k и Δv может быть обусловлена анизотропией зависимости обменного интеграла от межатомного расстояния или вкладом одноионного механизма спин-фононной связи. Об этом свидетельствуют и данные по тепловому расширению ферритов-гранатов [63].

Из экспериментальных данных для ферритов со структурой шпинели и граната следует, что с увеличением частоты поглощение растет по абсолютной величине, а максимум α_k смещается в сторону низких температур. В $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ аномальное поглощение при $T = T_{\text{max}}$ проходит через максимум при увеличении частоты от 1,67 до 30 МГц, причем максимальное поглощение приходится на 10 МГц [32, 33]. Подобное явление в феррите-гранате иттрия было обнаружено при измерениях комплексной восприимчивости парапроцесса на тех же частотах [64]. Очевидно, что аномальный характер поглощения упругой и электромагнитной энергии в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ можно связать с образованием областей с сильной корреляцией между спинами, которые имеют конечный объем и наиболее вероятное время жизни. По нашим оценкам время жизни этих образований $\sim 10^{-8}$ с и

совпадает с данными, полученными из динамической восприимчивости и рассеяния нейтронов [64, 65].

В отличие от других редкоземельных металлов и металлических магнетиков, критическое поведение гадолиния однозначно не определено даже в гидродинамической области. Исследованию динамических критических свойств гадолиния посвящены работы [18, 27–38], в которых показано, что в зависимости от чистоты образца Gd может быть классифицирован либо как изотропный, либо как одноосный гейзенберговский ферромагнетик. Эти сведения были получены из экспериментов по критическому распространению УЗ волн, так как гадолиний не является объектом, удобным для использования традиционных методов изучения критической динамики (рассеяние нейтронов, динамическая восприимчивость, ЭПР). Кроме того, имеющиеся в литературе экспериментальные данные, хотя и охватывают широкий интервал температур и частот, позволяют исследовать динамику критических флуктуаций только в гидродинамической области.

Для изучения закономерностей распространения УЗ волн в критической области необходимы измерения в непосредственной окрестности T_c , что, естественно, повышает требования к проведению эксперимента. В частности, стабилизация температуры и температурный шаг не должны быть хуже 10^{-4} и 10^{-3} К. Критической области можно достигнуть и путем увеличения частоты, однако в этом случае резко возрастает суммарное поглощение, ограничивающее проведение измерений в упорядоченной фазе при $\omega\tau = 1$. В этой связи оптимальными интервалами экспериментального изучения критической динамики гадолиния являются частоты ~ 5 – 30 МГц и приведенные температуры $t \sim 10^{-4}$ – 10^{-1} .

На рисунке 5 представлены типичные температурные зависимости суммарного коэффициента поглощения (25 МГц) и относительного изменения скорости (10 МГц) продольных волн, распространяющихся вдоль c оси гадолиния. Следует отметить, что, как и в других магнитоупорядоченных кристаллах, аномалии α_k и $\Delta v/v_0$

не приходятся на $T_c = 293,575$ К, которая определена нами из магнитных измерений кинк-методом [66], а смещены в сторону низких температур. Больше того, температуры, на которые приходятся максимум α_k и минимум $\Delta v/v_0$, не совпадают друг с другом. Так, при $\omega/2\pi = 10$ МГц аномалии α_k и $\Delta v/v_0$ смещены относительно T_c на 0,16 К и 0,22 К соответственно. Характерной особенностью частотной зависимости поглощения является не только увеличение по абсолютной величине α_k и смещение его максимума в сторону низких температур с ростом частоты, но и отсутствие релаксационных аномалий, обусловленных тривиальными эффектами взаимодействия звуковых волн с доменными стенками.

Для дальнейшего обсуждения экспериментальных данных и их сравнения с теорией необходимо определить критическое поглощение $\Delta\alpha_k = \alpha_k - \alpha_0$ (α_0 — фоновое поглощение) и относительное изменение скорости $(\Delta v/v)_k = \Delta v/v - \Delta v/v_0$ ($\Delta v/v_0$ — нормальное изменение скорости).

В парамагнитной фазе, где среднее по времени от параметра порядка равно нулю, единственным механизмом аномального поглощения является флуктуационный механизм, и при определении $\Delta\alpha_k$ принято считать, что фоновое поглощение не зависит от температуры. Поскольку аномальное поглощение наблюдается в довольно узком интервале температур, за α_0 принимается значение α_k при T превышающей T_c на 20–30 К. Нормальное изменение скорости определяется путем экстраполяции экспериментальных значений $\Delta v/v_0$ из парамагнитной фазы к T_c .

Исследования скорости как продольных, так и поперечных волн в широком интервале температур 78–900 К, проведенные в ферритах со структурой шпинели и граната (см. [34, 35]) показывают, что в парамагнитной фазе v уменьшается линейно с ростом температуры. Поэтому при нахождении $(\Delta v/v)_k$ мы использовали линейную экстраполяцию. Учитывая, что для гадолиния в парамагнитной фазе $\Delta v/v_0$ нелинейно зависит от T , а в ферромагнитной фазе величина ΔE -эффекта не превышает 2%, для выделения $(\Delta v/v)_k$ как при $T > T_c$, так и при $T < T_c$ использована зависимость

$$\frac{\Delta v}{v_0} = a_0 + a_1 T + a_2 T^2,$$

где $a_0 = 0,43524$, $a_1 = -2,6425 \times 10^{-3}$ и $a_2 = 3,977 \times 10^{-6}$. На рисунке 5 эта зависимость изображена сплошной линией.

В магнитоупорядоченной фазе, как показывают экспериментальные данные, при выделении $\Delta\alpha_k$ и $(\Delta v/v)_k$ необходимо иметь в виду, что аномальное распространение УЗ волн может быть обусловлено не только ФП второго рода (релаксация параметра порядка и флуктуации), но и взаимодействием звука с доменными стенками, спиновыми волнами и ядерными спинами. Эти взаимодействия могут привести к дополнительным аномалиям вблизи точки Кюри [55, 67]. Некоторые из них обнаруживаются и в исследованных нами кристаллах. Взаимодействие с доменными стенками, которое приводит к релаксационному максимуму, обнаружено нами в ферритах медно-кадмиевой системы. Вблизи точки Кюри этот максимум, в отличие от флуктуационного, подавляется слабым магнитным полем. Резонансное поглощение, обусловленное взаимодействием упру-

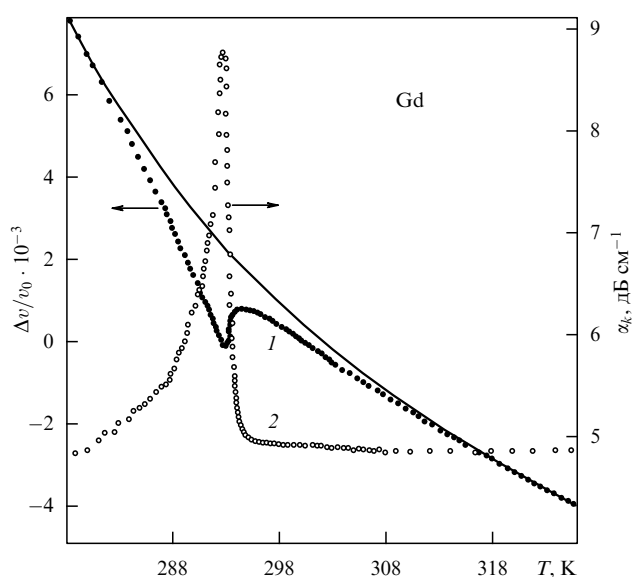


Рис. 5. Температурные зависимости относительного изменения скорости (1, 10 МГц) и коэффициента поглощения (2, 25 МГц) для гадолиния [83].

гих и спиновых волн, обнаруживается в феррите-гранате иттрия [68]. Максимум этого поглощения в интервале частот 5–30 МГц наблюдается достаточно далеко от T_c и поэтому не оказывает существенного влияния на критическое поглощение. Так, например, по нашим данным в $Y_3Fe_5O_{12}$ при $\omega/2\pi = 30$ МГц пик поглощения естественного магнитоакустического резонанса приходится на $T = 530$ К, т.е. на 20 К ниже T_c .

Выделенные описанными выше способами температурные зависимости $\Delta\alpha_k$ и $(\Delta v/v)_k$ соответствуют степенным законам:

$$\frac{\Delta\alpha_k}{\omega^2} = B_0^\pm t^{-\eta_i^\pm}, \quad (3.1)$$

$$\left(\frac{\Delta v}{v}\right)_k = V_0^\pm t^{-n_i^\pm}, \quad (3.2)$$

где знаки (+) и (–) относятся к $T > T_c$ и $T < T_c$. Значения критических индексов (η_i^\pm, n_i^\pm) и амплитуд (B_0^\pm, V_0^\pm), наилучшим образом описывающие экспериментальные данные, приведены в табл. 2–4.

При определении критических индексов и амплитуд необходимо принимать во внимание, что их абсолютные значения зависят не только от правильного нахождения фонового поглощения и нормального изменения скорости, но и от выбора T_c . Идентификация T_c с температурой пика поглощения или минимума скорости приводит к тому, что даже для одного и того же кристалла значения критических индексов меняются в достаточно широких пределах. Например, для гадолиния значения η_i у разных авторов меняются от 1,2 [47] до 1,8 [69]. Это связано с тем, что аномалии $\Delta\alpha_k$ и $\Delta v/v$, как мы убедились выше, наблюдаются ниже T_c , а сами аномалии смещаются в сторону низких температур с ростом частоты.

В связи с этим нами был проведен анализ зависимости η_i и n_i от выбора T_c , и оказалось, что при изменении T_c на 1 К значения критических индексов изменяются на 30 % и более. Поэтому возникает необходимость определения T_c из независимых измерений. Здесь предпочтительнее следует отдать нахождению T_c из магнитных измерений кинк-методом [66].

Таблица 3. Критические индексы скорости n_i , поглощения η_i и времени релаксации χ некоторых магнитных изоляторов

Магнетик	α	η_i	n_i	χ^-	χ^+	τ_0^- , 10 ⁻¹¹ с	τ_0^+ , 10 ⁻¹¹ с	y^-
MnF ₂	–0,11	0,14	0,12	0,83	0,15	50	106	–0,66
RbMnF ₃	–0,14	0,28	0	0,48	0,21	1,12	7,43	–0,11
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	–0,21	0,50	0,32	0,90	0,10	2,30	92,2	–0,50
Gd ₃ Fe ₅ O ₁₂	–0,20	0,42	0,36	0,94	0,12	2,40	115	–0,53

Кроме того, предсказываемые различными теориями, степенные законы (3.1) и (3.2) справедливы только в том случае, когда выполняется условие $\omega t \ll 1$. А это предполагает проведение эксперимента и обработку данных в соответствующем интервале частот и температур.

Всем этим требованиям удовлетворяют значения критических индексов, приведенные в табл. 2–4, из которых прежде всего следует, что значение n_i не зависит от кристаллической структуры, кристаллографического направления, а также от протяженности обменного взаимодействия и спинового упорядочения. Это можно проследить на примере данных для монокристаллов ферритов Fe₃O₄ (шпинель), Y₃Fe₅O₁₂ (гранат), Gd₃Fe₅O₁₂ (гранат) и ферромагнитного гадолиния (гексагональная структура), антиферромагнетиков RbMnF₃ (кубическая структура) и MnF₂ (тетрагональная структура) и слабого ферромагнетика NiF₂.

Таким образом, незначительное изменение n_i от образца к образцу и близость его значений к значениям критического индекса теплоемкости (см. табл. 3.) показывает, что скорость распространения продольных волн дает информацию о статическом критическом поведении, а следовательно, все исследованные магнитные диэлектрики по данным $n_i = \alpha = a$ можно отнести к гейзенберговскому классу универсальности ($d = 3$, $n = 3$).

Приведенные в табл. 3 значения критических индексов (КИ) для MnF₂ и RbMnF₃ взяты из работ [18, 55, 58], а τ_0 и y^- рассчитаны из экспериментальных данных, приведенных в этих работах.

Таблица 2. Экспериментальные значения критических индексов поглощения η_i и скорости n_i магнитоупорядоченных кристаллов

Вещество	$t = (T - T_c)/T_c$	η_i	n_i	Литература
Gd	$7 \times 10^{-3} - 7 \times 10^{-2}$	$1,2 \pm 0,1$	0	[47]
	$10^{-3} - 10^{-1}$	$1,63 \pm 0,1$	—	[18]
	$3,4 \times 10^{-3} - 2,4 \times 10^{-2}$	$1,8 \pm 0,2$	—	[69]
Tb	$7 \times 10^{-3} - 7 \times 10^{-2}$	$1,24 \pm 0,1$	0	[18]
Dy	$3 \times 10^{-3} - 10^{-1}$	$1,37 \pm 0,1$	0	[18]
	—	$1,26 \pm 0,1$	—	[18]
Ho	$3 \times 10^{-4} - 10^{-1}$	$1,0 \pm 0,1$	0	[18]
	$2 \times 10^{-3} - 10^{-2}$	$0,9 \pm 0,2$	$0,25 \pm 0,1$	[59]
MnP	$5 \times 10^{-3} - 1,1 \times 10^{-2}$	$1,1 \pm 0,1$	0,17	[31]
Ni	$3 \times 10^{-4} - 10^{-3}$	$1,4 \pm 0,2$	—	[24]
	—	1,25	—	[25]
Rb ₂ CoF ₄	$5 \times 10^{-3} - 2,5 \times 10^{-2}$	$0,74 \pm 0,05$	—	[29]
EuO	—	0	$0(\ln t)$	[18]
RbMnF ₃	$4 \times 10^{-4} - 4 \times 10^{-2}$	$0,28 \pm 0,05$	0	[21]
	—	$0,32 \pm 0,02$	—	[18]
MnF ₂	$10^{-4} - 3 \times 10^{-2}$	$0,13 - 0,16$	0,12	[54]
	—	$\pm 0,02$	0,33	[18]
FeF ₂	—	$0,75 \pm 0,08$	—	[18]
Fe ₃ O ₄	$2,3 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-2}$	—	$0,25 \pm 0,05$	[42]
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	$1,8 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-2}$	$0,50 \pm 0,10$	$0,32 \pm 0,02$	[42]
Gd ₃ Fe ₅ O ₁₂	$2,3 \times 10^{-4} - 5 \times 10^{-1}$	$0,42 \pm 0,10$	$0,36 \pm 0,05$	[42]

Таблица 4. Критические индексы и амплитуды гадолиния (с-ось)

Критические индексы и амплитуды	$T > T_c$			$T < T_c$	
	Эксперимент	Теория, ферромагнетики		Эксперимент	Теория Ландау – Халатникова
		одноосные	изотропные		
η_i	1,15(5)	1,218	1,883	1,08(5)	1,0
n_i	0,20(2)	−0,03	0,122	0,14(2)	0
x	0,92(7)	1,25	1,67	0,94(7)	1,0
y	0,08(4)	0,123	0,147	0,06(4)	0
z	1,37(10)	2,17	2,48	1,39(10)	2
$B_0, \text{см}^{-1} \text{с}^2$	$5,0(1) \times 10^{-21}$		1,98		
$V_0, 10^4 \text{см}^3$	4,0(1)		$4,72 \times 10^{-21}$	$2,36(1) \times 10^{-19}$	
$\tau_0, 10^{12} \text{с}$	3,06		4,16	9,5(1)	
$B_F, \text{см}^{-1} \text{с}^{0,92}$	$2,95 \times 10^{-9}$		3,29	17,7	
$B_R, \text{см}^{-1} \text{с}^{0,94}$	—		—	—	
				$1,29 \times 10^{-8}$	

Что касается критического индекса поглощения η_i , то его значения, как видно из табл. 2–4, не зависят от частоты и направления распространения продольных волн, но зависят от протяженности обменного взаимодействия: для гадолиния η_i значительно больше, чем для ферритов со структурой шпинели и граната. Как видно из табл. 1, этот экспериментальный факт находится в соответствии с данными, полученными на других металлических и диэлектрических магнитных кристаллах [18, 55–61].

Таким образом, из экспериментальных данных по скорости и поглощению продольных УЗ волн, а также из численных значений критических индексов поглощения и смещения максимума α_k в сторону низких температур с ростом частоты следует, что во всех исследованных кристаллах присутствуют как флуктуационный, так и релаксационный механизмы аномального распространения звука. В парамагнитной фазе присутствует только флуктуационный механизм, имеющий свои особенности в магнитных изоляторах и металлах.

4. Флуктуационный механизм аномального распространения ультразвуковых волн

4.1. Флуктуации плотности спиновой энергии

В магнитоупорядоченных кристаллах с сильно развитыми флуктуациями доминирующим механизмом аномального распространения звуковых волн в области температуры перехода в парамагнитное состояние является флуктуационный механизм, суть которого заключается в следующем. Флуктуации параметра порядка или плотности спиновой энергии через спин-фононное взаимодействие магнитострикционной природы создают случайную силу f_k , которая приводит к возмущению нормальных акустических мод. В результате упругая волна, распространяющаяся в такой системе, претерпевает затухание и сдвиг частоты, которые согласно Мори [17] и Кавасаки [8] выражаются через корреляционную функцию случайных сил. В частности, коэффициент поглощения

$$\alpha_k = \text{Re} \int_0^\infty dt (f_k(t), f_k^*(0)) \frac{\exp(-i\omega_k t)}{v_L} (b_k, b_k^*), \quad (4.1)$$

а изменение скорости продольных волн $\Delta v = \Delta\omega_k/k$, обусловленное частотным сдвигом, состоит из двух

частей:

$$\Delta\omega_k = (\Delta\omega_k)_1 + (\Delta\omega_k)_2, \quad (4.2)$$

$$(\Delta\omega_k)_1 = -\frac{1}{2\rho k_B T V \omega_k^0} \langle U_k^{(1)} U_{-k'}^{(1)} \rangle, \quad (4.3)$$

$$(\Delta\omega_k)_2 = \frac{1}{\rho V \omega_k^0} \langle U_{kk'}^{(2)} \rangle, \quad (4.4)$$

$(\Delta\omega_k)_1$ — вклад второго порядка от \mathcal{H}_1 , а $(\Delta\omega_k)_2$ — вклад первого порядка от \mathcal{H}_2 . В отличие от α_k в выражении для Δv_k не входят временные корреляции в низкочастотном пределе. При высоких частотах в (4.2) добавляется член, который определяет частотную зависимость аномального изменения скорости. Сингулярным поведением в окрестности T_c обладает только $(\Delta v_k)_1$ и, как показывают экспериментальные [18, 24–26] и теоретические [43, 70, 71] исследования, а также наши данные (см. табл. 3), эта часть изменения скорости пропорциональна магнитной части теплоемкости или коэффициента расширения. Второй член в (4.2), как видно из выражения (4.4), в области T_c имеет такое же поведение, что и внутренняя энергия спиновой системы.

При использовании формулы (4.1) для объяснения экспериментальных данных α_k в магнитных изоляторах, в том числе в ферритах, необходимо иметь в виду, что в спин-фононном взаимодействии, определяющем динамику случайной силы f_k , преобладает та часть, которая пропорциональна гамильтониану плотности спиновой энергии \mathcal{H}_k . В этом случае, как было показано Кавасаки [20],

$$\alpha_k \sim \omega^2 \text{Re} \int_0^\infty dt \langle \mathcal{H}_k(t) \mathcal{H}_k(0) \rangle \exp(-i\omega_k t), \quad (4.5)$$

и, следовательно, звуковые волны преимущественно взаимодействуют с флуктуациями плотности спиновой энергии. Если считать, что изменение \mathcal{H}_k со временем, а следовательно, и распад флуктуаций плотности спиновой энергии осуществляется посредством тепловой диффузии спинов и спин-решеточной релаксации, то

$$\alpha_k \sim \frac{\omega^2 C_H \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (4.6)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_{SL}} = \frac{k^2 \kappa}{C_H} + \frac{\gamma_0}{C_H}. \quad (4.7)$$

Здесь τ_S и τ_{SL} — времена спиновой диффузии и спин-решеточной релаксации, κ — спиновая теплопроводность, γ_0 — некоторая константа и k — волновое число.

Для выяснения преобладающего механизма распада флуктуаций плотности спиновой энергии в магнитных изоляторах, в том числе в ферритах, необходимо определить время релаксации и его температурную зависимость. Для этой цели может быть использована универсальная для всех механизмов формула, которая следует из комбинации данных $\Delta\alpha_k$ и $(\Delta v/v)_k$ [43]:

$$\tau = \frac{v}{\omega^2} \frac{\Delta\alpha_k}{(\Delta v/v)_k} = \tau_0 t^{-x}. \quad (4.8)$$

Хотя эта формула выведена в предположении $\omega\tau \ll 1$ и частотной независимости τ , экспериментально показана возможность ее использования вплоть до $\omega\tau \sim 1$ [43]. Значения критических амплитуд τ_0 и индексов x , наилучшим образом описывающих экспериментальные данные, приведены в табл. 3 и 4. Из этих данных следует, что τ является слабо сингулярной величиной. Более того, в парамагнитной фазе ферромагнетиков критические индексы α , x и a в пределах ошибки эксперимента равны друг другу и совпадают со значениями для других магнитных изоляторов MnF_2 и $RbMnF_3$ [18, 21, 55, 56]. Пропорциональность τ магнитной части теплоемкости и теплового расширения свидетельствует о том, что в ферромагнетиках преобладающим механизмом распада флуктуаций является спин-решеточная релаксация. При $\tau = \tau_{SL}$ и $\omega\tau \ll 1$ из (4.6) следует, что $\eta_i = 2\alpha$. Это равенство, как видно из табл. 3, достаточно хорошо выполняется для исследованных ферритов со структурой граната и шпинели и магнитных изоляторов MnF_2 и $RbMnF_3$.

Микроскопический расчет τ_{SL} был впервые произведен Хьюбером для магнитных изоляторов MnF_2 , $RbMnF_3$ и EuO [72]. Несмотря на то, что в основу расчета были положены модель Эйнштейна для фононной системы и гауссово приближение для спин-корреляционной функции, удалось показать не только пропорциональность τ_{SL} магнитной части теплоемкости, но и получить удовлетворительное согласие с экспериментальными значениями. Рассчитанные значения τ_{SL} оказались в четыре раза больше для $RbMnF_3$ и в 30 раз меньше для MnF_2 по сравнению с экспериментальными данными [72]. Основываясь на более реалистических приближениях (модель Дебая для фононной системы и корреляционная функция Ловеси–Месви [73]), Ито [73] нашел превосходное согласие с экспериментальными данными не только для температурной зависимости, но и для численных значений τ_{SL} . Аналогичные расчеты были проведены нами для ферритов со структурой шпинели и граната. В частности, критические амплитуды τ_0 , рассчитанные в приближении Ито, согласуются в пределах 10–20 % с экспериментальными значениями, приведенными в табл. 3. Хорошее согласие между экспериментальными и рассчитанными из приближений Хьюбера и Ито значениями τ_{SL} свидетельствуют о спин-решеточной природе релаксации в ферромагнетиках. В этом случае в (4.6) C_H можно заменить временем релаксации τ_{SL} . Тогда уравнение (4.6), описывающее частотную и температурную зависимость коэффициента

поглощения, примет вид

$$\alpha_k(\omega, T) = \alpha_\infty \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (4.9)$$

где α_∞ — постоянная в критической области. Экспериментальная проверка справедливости уравнения (4.9) была осуществлена на гейзенберговском антиферромагнетике $RbMnF_3$ [55] и ферритах-гранатах иттрия и гадолиния [42]. Эта зависимость в двойном логарифмическом масштабе изображена на рис. 6. Здесь экспериментальные точки соответствуют разным частотам, а прямая — расчету в приближении Ито [73] с

$$\alpha_\infty = 8,69 \frac{RT_c}{18Mv^2} \frac{A}{\tau_0} \frac{\partial \ln J}{\partial \ln a} \text{ дБ см}^{-1}.$$

Тот факт, что измеренные значения α в интервале частот 1,67–30 МГц и температур 10^{-4} – 10^{-2} К ложатся на одну прямую, подтверждает частотную независимость τ и спин-решеточную природу релаксации.

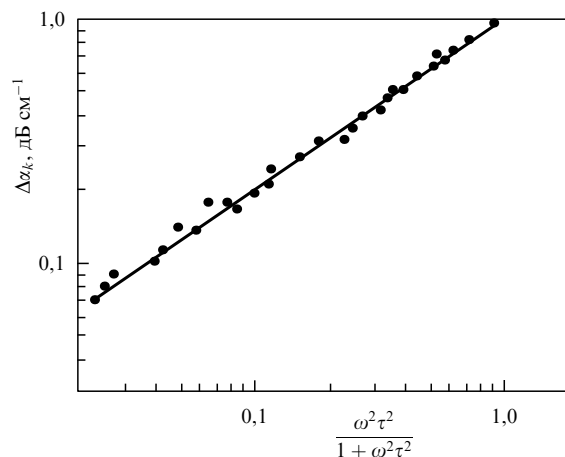


Рис. 6. Зависимость критического поглощения от $\omega^2 \tau^2 / (1 + \omega^2 \tau^2)$ для ферритов-гранатов гадолиния и иттрия.

Таким образом, на основе анализа экспериментальных данных скорости распространения и поглощения УЗ волн и их сравнения с теоретическими представлениями можно прийти к заключению, что в магнитных изоляторах, в том числе в ферромагнетиках со структурой шпинели и граната, в парамагнитной фазе доминирует линейная связь звуковых волн со спиновым гамильтонианом, а аномальное поглощение обусловлено флуктуациями плотности спиновой энергии, распад которых происходит посредством медленной спин-решеточной релаксации. Этим же механизмом можно объяснить отсутствие критического поглощения в EuO в мегагерцовом диапазоне частот. По расчетам Хьюбера [72] для окиси европия $\tau_{SL} = 4 \times 10^{-6}$ с, тогда $\omega\tau \gg 1$ в исследованном интервале частот 10–200 МГц, и, следовательно, выражение (4.9) дает величину $\alpha_k = \alpha_\infty$, несингулярную в точке Кюри.

4.2. Флуктуации параметра порядка

Из экспериментальных данных и из значений критических индексов (см. табл. 2–4) следует, что в парамагнитной фазе редкоземельных металлов Ni и MnP степень

сингулярности α_k больше, чем в магнитных изоляторах. Это обусловлено прежде всего тем, что в металлических магнетиках обменное взаимодействие носит дальнедействующий характер. В магнитоупорядоченных кристаллах металлического типа имеются электроны проводимости, переходы которых из s- в d- или f-состояния под действием случайной силы, имеющие место вблизи поверхности Ферми, приводят к локальным спиновым флуктуациям. Поэтому динамика случайной силы f_k определяется длинноволновыми спиновыми флуктуациями. В этом случае, если пренебречь вкладом \mathcal{H}_2 , f_k выражается через $U_k^{(1)}$, и коэффициент поглощения для продольных волн оказывается пропорциональным четырехспиновой корреляционной функции

$$\alpha_k = (2\rho V v_L)^{-1} \operatorname{Re} \sum_{q, q', \alpha, \alpha'} g_q^{\alpha*}(k) g_{q'}^{\alpha'}(k) \times \\ \times \int_0^\infty (S_q^\alpha(t) S_{-q-k}^\alpha(t), S_{-q'}^{\alpha'}(0) S_{q'+k}^{\alpha'}(0)) \exp(-i\omega_k t) dt, \\ g_q^\alpha(k) = \sum_j \exp(iq\mathbf{R}_{ji}) [\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_{ji}) - 1] \mathbf{e}_k \frac{\partial J_{ij}^\alpha}{\partial \mathbf{R}_i}, \quad (4.10)$$

а изменение скорости, как и в случае изоляторов, описывается выражениями (4.2)–(4.4).

Основная трудность при теоретическом рассмотрении критического распространения звуковых волн заключается в оценке четырехспиновой корреляционной функции. Здесь могут быть отмечены два подхода: так называемые условные теории [74–76] и теории Кавасаки [8, 22] и Ларамора–Каданова [23]. Условные теории, базирующиеся на представлении четырехспиновой корреляционной функции через двухспиновые посредством расщепления и гидродинамической форме для оценки двухспиновых корреляций, в пределе $\omega\tau \ll 1$ приводят к результату $\alpha_k \sim \omega^2 \chi^{1/2} \tau^{-1}$, переоценивающему критические флуктуации. Теория Кавасаки [43], основанная на концепции динамических критических переменных [8], и теория взаимодействующих мод Каданова [23] дают одинаковые значения критических индексов. Однако последняя теория позволяет оценить значения не только критических индексов, но и критических амплитуд. Поэтому при сравнении экспериментальных значений η_i , n_i , B_0 и V_0 с теоретическими могут быть использованы предсказания, вытекающие из теории взаимодействующих мод, согласно которой в пределе $\omega\tau \ll 1$

$$\Delta\alpha_k = B\omega^2\tau, \quad (4.11)$$

где

$$B = \frac{\rho k_B T_c \gamma v}{r_{c0}^3} \left(\frac{1}{T_c} \frac{\partial T_c}{\partial P} \right)^2 t^{2\alpha-2+3\nu}. \quad (4.12)$$

При такой форме записи $\Delta\alpha_k$ необходимо иметь в виду, что B является сингулярной величиной, тогда как экспериментально определяемая амплитуда B_0 не зависит от температуры. Впервые на это обстоятельство обратили внимание Покровский и Халатников [77] при рассмотрении аномального поглощения звука вблизи λ -точки гелия. Ими было показано, что B имеет такую же сингулярность, как и теплоемкость при постоянном давлении. Аналогичный результат получен и для магнитоупорядоченных кристаллов [70, 71]. Однако, находясь в рамках этих работ, не удается произвести оценку V_0 , и

поэтому теоретический расчет V_0 и n_i произведен нами по известной формуле времени релаксации (4.8), которая совместно с (4.11) и (4.12) дает

$$\left(\frac{\Delta v}{v} \right)_k = vB = V_0 t^{2\alpha-2+3\nu}. \quad (4.13)$$

Кроме того, формулы (2.10), (2.11), (4.11)–(4.13) позволяют получить соотношения между статическими и динамическими критическими индексами:

$$\eta_i = x - 2\alpha + 2 - 3\nu = x - \alpha, \quad (4.14)$$

$$n_i = 2 - 2\alpha - 3\nu = -\alpha. \quad (4.15)$$

Одним из основных параметров, характеризующих критическую динамику, является время релаксации, которое может быть рассчитано из экспериментальных данных $\Delta\alpha_k$ и $(\Delta v/v)_k$. В парамагнитной фазе для этой цели обычно используется формула (4.8), а в магнитоупорядоченной фазе зависимость $\tau(t)$ восстанавливается из смещения максимума α_k с ростом частоты, которое согласно релаксационной теории Ландау–Халатникова определяется условием $\omega\tau = 1$.

Температурные зависимости времени релаксации, рассчитанные из данных $\Delta\alpha_k$ и $(\Delta v/v)_k$, показывают, что экспериментальные точки укладываются на две прямые, представляющие собой степенные закономерности типа (4.8) с одинаковыми критическими индексами для $T > T_c$ и $T < T_c$, но с разными критическими амплитудами (рис. 7). Отметим, что (4.8) выполняется для гадолиния при $t \geq 10^{-3}$ ($\omega/2\pi = 30$ МГц, $\omega\tau = 0,39$), а абсолютные значения τ совпадают с данными других авторов. Так, в [18] $\tau = 5,31 \times 10^{-10}$ с при $t = 3 \times 10^{-3}$, а из наших данных при этой же температуре, как видно из рис. 7, $\tau = 5,8 \times 10^{-10}$ с.

Окончательные результаты обработки экспериментальных данных температурной и частотной зависимостей α_k и $\Delta v_L/v_0$, проведенной методом наименьших квадратов по стандартной программе, представлены в табл. 4. Здесь же приведены численные значения критических амплитуд и индексов, полученные в рамках теории взаимодействующих мод. При расчете теоретических критических амплитуд были использованы следующие значения параметров, входящих в выражения (4.11)–(4.13): $v_L = 2,9 \times 10^5$ см с⁻¹, $\rho = 7,9$ г см⁻³, $r_{c0} = a/\sqrt{6}$ —

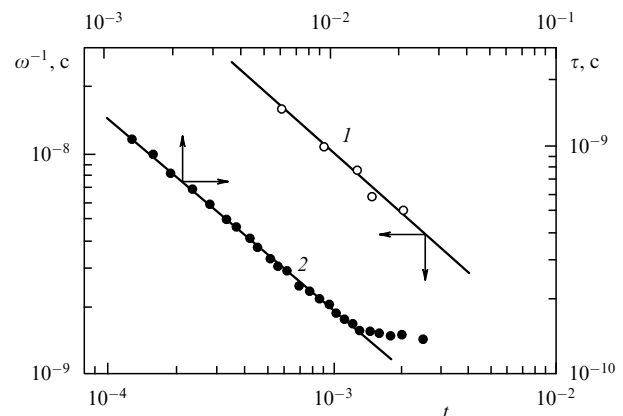


Рис. 7. Температурная зависимость времени релаксации для гадолиния при $T < T_c$ (1) и $T > T_c$ (2) [83].

оценка теории молекулярного поля для гексагональных кристаллов, где $a = 3,636 \text{ \AA}$ — наименьшее расстояние между атомами [23], $dT_c/dP = 1,63 \times 10^{-3} \text{ К бар}^{-1}$ [48], а τ_0 , как и в [23], оценивалось из предположения, что энергия критических флуктуаций равна обменному интегралу. Представленные в табл. 4 экспериментальные и теоретические значения z , которые одинаковы для различных магнитоупорядоченных кристаллов, относящихся к одному и тому же динамическому классу универсальности, и определяются из основного выражения динамического скейлинга [8–12]

$$\Omega_k = q^z f(qr_c), \quad (4.16)$$

где Ω_k — характерная частота флуктуаций с волновым вектором q , рассчитывались из соотношения $z = (\eta_i - n_i)/v$, которое следует из (4.14) и (4.15), а также из известного соотношения $z = x/v$ [12].

Прежде всего отметим, что полученные нами значения критических индексов η_i и n_i отличаются от данных других авторов: $\eta_i = 1,2 \pm 0,1$ [47], $\eta_i = 1,63 \pm 0,1$ [18], $\eta_i = 1,8 \pm 0,2$ [71] и $n_i = 0$ (логарифмическая зависимость) [18]. Это отличие, по-видимому, связано с определением точки Кюри. В [18, 47, 69] она принималась равной температуре, при которой наблюдается пик поглощения, а нами T_c определялась из магнитных измерений в слабых магнитных полях, меньших полей анизотропии и размагничивания [66].

Из сравнения экспериментальных и теоретических критических индексов и амплитуд следуют три существенных результата, характеризующих критическое поведение гадолиния в гидродинамической области. Во-первых, несмотря на значительные расхождения между теорией и экспериментом для некоторых критических индексов, в рамках теории взаимодействующих мод особенности критического распространения ультразвуковых волн могут быть описаны изотропной моделью Гейзенберга с несохраняющимся параметром порядка (полный спин системы). При этом закон сохранения полного спина нарушается изотропными дипольными взаимодействиями (более подробно эти вопросы обсуждаются ниже). Во-вторых, критические амплитуды при $T < T_c$ больше, чем при $T > T_c$, что предполагает наличие в магнитоупорядоченной фазе наряду с флуктуационным и других механизмов аномального изменения $\Delta\alpha_k$ и $\Delta v/v$, наиболее существенным из которых является релаксационный механизм Ландау–Халатникова [7]. В-третьих, равенство критических индексов $x^+ = x^-$ и $z^+ = z^-$ подтверждает для гадолиния справедливость основного предположения гипотезы динамического скейлинга (4.17), согласно которой характерные частоты флуктуаций являются функцией только переменной $\omega\tau$.

5. Динамический скейлинг для поглощения

Из экспериментальных и теоретических работ [19, 27–31] следует, что в магнитоупорядоченных кристаллах суммарное поглощение ультразвуковых волн обусловлено как релаксацией, так и флуктуациями параметра порядка или плотности спиновой энергии. Ниже T_c присутствуют оба механизма, тогда как в парамагнитной фазе сохраняется только флуктуационный механизм, т.е.

$$\Delta\alpha_k^+ = \alpha_F^+, \quad \Delta\alpha_k^- = \alpha_F^- + \alpha_R, \quad (5.1)$$

где α_F и α_R — флуктуационный и релаксационный вклады в критическое поглощение $\Delta\alpha_k$.

Согласно представлениям динамического скейлинга и теории взаимодействующих мод [19, 27–31], α_k во всей критической области описывается скейлинговой функцией переменной $\omega\tau$:

$$\alpha_k^\pm = B_F^\pm \omega^{1+y^\pm} f_F^\pm(\omega\tau^\pm), \quad (5.2)$$

где $f(\omega\tau)$ — скейлинговая функция. Ее конкретный вид в теории не определяется, но при обработке экспериментальных данных полагают, что f_F имеет лоренцевский вид [27–31]:

$$f_F^\pm = \frac{(\omega\tau^\pm)^{1-y^\pm}}{C + (\omega\tau)^{1-y^\pm}}. \quad (5.3)$$

Здесь C — положительная постоянная, $y^+ = \alpha/x^+$, $B_F^+ = B_F^-$, а $\alpha_F^+ \neq \alpha_F^-$ из-за того, что $\tau_0^+ \neq \tau_0^-$. Тогда легко видеть, что

$$\alpha_F^-(t) = \alpha_F^+(qt), \quad q = \left(\frac{\tau_0^-}{\tau_0^+}\right)^{1/x}. \quad (5.4)$$

Отсюда, используя (5.2), в магнитоупорядоченной фазе можно выделить α_F и α_R . Было показано, что не только α_F , но и α_R описываются скейлинговым уравнением [19]

$$\alpha_R(t) = \Delta\alpha^-(t) - \alpha_F^+(qt) = B_R \omega^{1+y^-} f(\omega\tau^-), \quad (5.5)$$

$$f(\omega\tau) = \frac{\omega\tau^-}{1 + (\omega\tau^-)^2}. \quad (5.6)$$

Аналогичный результат следует и из теории Ландау–Халатникова при $y^- = 0$ [7].

Для экспериментальной проверки скейлинговых уравнений (5.2) и (5.5) необходимо определить y^- , y^+ и C . Для этой цели можно использовать пределы функций f_F и f_R при $T = T_c$ и $T = T_{\max}$. Так как при этих температурах $\omega\tau \rightarrow \infty$ ($T = T_c$) и $\omega\tau = 1$ ($T = T_{\max}$), то

$$\alpha_F^+ = B_F \omega^{1+y^+} = \alpha_c, \quad T = T_c, \quad (5.7)$$

$$\alpha_R = \frac{1}{2} B_R \omega^{1+y^-} = \alpha_{\max}, \quad T = T_{\max}. \quad (5.8)$$

На рисунке 8 показана частотная зависимость α_k гадолиния для этих температур, из которой видно, что экспериментальные точки удовлетворяют зависимостям (5.7) и (5.8) в интервале частот 5–30 МГц. Значение $\Delta\alpha_k$, соответствующее 5 МГц, взято из работы [69].

Оценка постоянной C проводится из экспериментальных значений $\Delta\alpha_k$ при $T = T_c$ и $\omega\tau^\pm = 1$. Из уравнения (5.7) и температурной зависимости $\Delta\alpha_k$ имеем $\alpha_F^+/\alpha_c = 1/(C+1) = 0,75$ и $C = 0,33$.

Экспериментальные данные для α_F^+ в интервале частот 10–30 МГц были обработаны методом наименьших квадратов с использованием приведенных выше оценок y^+ и C . В качестве подгоночных параметров использовались x^+ , y^+ и C , которые подбирались около значений 0,9, $-0,08$ и 0,33 соответственно. Лучшее согласие экспериментальных точек с уравнением (5.2), которое на рис. 9 изображено штриховой линией, получено при $x^+ = 0,91$, $y^+ = -0,12$ и $C = 0,30$. Эти данные

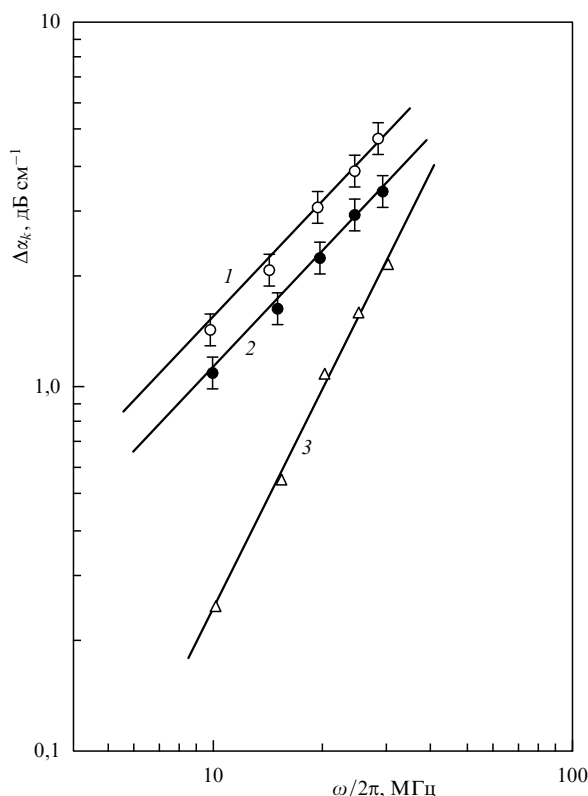


Рис. 8. Частотная зависимость критического поглощения в гадолинии для температур $T = T_{\max}$ (1), $T = T_c$ (2) и $t = 10^{-3}$ (3) [83].

находятся в удовлетворительном согласии со значениями, полученными из непосредственных определений (см. рис. 8 и табл. 4).

Релаксационный вклад в аномальное поглощение α_R мы выделили, используя уравнения (5.4) и (5.5) с $q = 6,8$.

Скейлинговая функция для α_R в двойном логарифмическом масштабе также представлена на рис. 9 (кривая 2). Здесь точки различной конфигурации соответствуют разным частотам, а штриховая линия — уравнению (5.5) с $y^- = 0,12$. Численные значения других параметров, необходимых для расчета, приведены в табл. 4. Как видно из этого рисунка, экспериментальные данные частотной и температурной зависимостей α_k в интервале $10^{-1} - 7,0$ изменения $\omega\tau$ достаточно хорошо удовлетворяют уравнению (5.5). При этом максимум α_R приходится не на $\omega\tau = 1$, как можно ожидать из теории Ландау–Халатникова, а несколько смещен в сторону больших значений $\omega\tau$. Это смещение $\omega\tau = 1 - y^- = 1,12$, вызванное сингулярностью критической амплитуды коэффициента поглощения, в свою очередь приводит к смещению максимума $\Delta\alpha_k$ и минимума $\Delta v/v$ друг относительно друга.

Аналогичное поведение поглощения УЗ волн наблюдается и в других металлических магнетиках. В частности, в ферромагнетике MnP, статическое критическое поведение которого описывается трехмерной моделью Изинга ($\beta = 0,34 \pm 0,03$ и $\gamma = 1,29 \pm 0,05$), исследования критического распространения УЗ волн (30–210 МГц) вдоль оси трудного намагничивания (a -ось) показали, что в интервале $0,1 < \omega\tau < 10$ поглощение описывается скейлинговой функцией (5.2) [31]. При этом оказалось, что $x^+ = x^- = 0,92 \pm 0,05$, $\tau_0^+ = 9,0 \pm 0,15$, $q = 5,0 \pm 0,5$ и $y^+ = y^- = -0,18 \pm 0,04$ [31]. Флуктуационный вклад, выделенный из суммарного поглощения как выше, так и ниже T_c описывается уравнениями (5.2) и (5.3) с $C = 2,0 \pm 0,2$. Поведение релаксационного вклада, хотя оно и описывается скейлинговой функцией (5.5), асимметрично относительно $\omega\tau^- = 1$. На рисунке 10 в двойном логарифмическом масштабе изображен релаксационный вклад в зависимости от $\omega\tau^-$. При малых значениях $\omega\tau^-$ экспериментальные точки лучше описы-

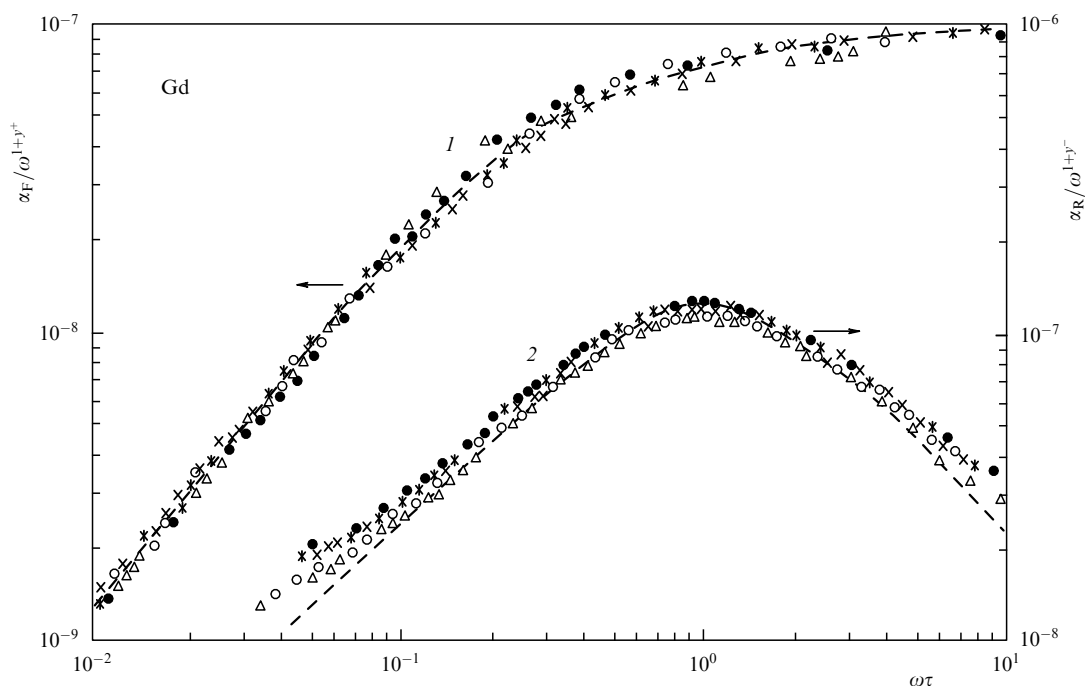


Рис. 9. Скейлинговые уравнения для флуктуационного (кривая 1, $T > T_c$) и релаксационного (кривая 2, $T < T_c$) вкладов в аномальное поглощение Gd [83].

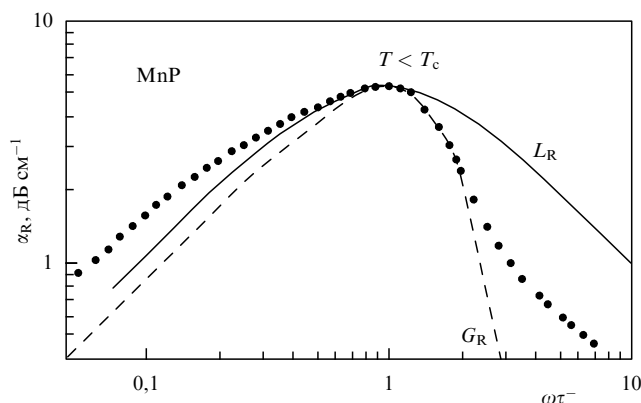


Рис. 10. Скейлинговое уравнение для релаксационного вклада MnP [31] L_R и G_R — ларморовская и гауссова функции соответственно.

ваются лоренцевской функцией (5.6), тогда как при $\omega\tau^- > 1$ — гауссовой.

Динамический критический индекс MnP, оцененный из $z = x/v$, $z = 1,38$, оказался намного меньше теоретического $z = 2$ для трехмерного изотропного гейзенберговского ферромагнетика с несохраняющимся параметром порядка [12]. В соответствии с предположением о возможности описания фазового перехода в MnP на основе теории молекулярного поля [27], при оценке z было использовано значение $v = 1/2$, что дает $z = 1,84 \pm 0,10$. Этот результат близок к значению, которое следует из теории Ландау–Халатникова [7] и Ван Хова [8].

Несоответствие статического критического поведения динамическому было обнаружено и в двумерном изинговском антиферромагнетике Rb_2CoF_4 [30]. Ультразвуковые исследования, проведенные в частотном интервале 10–150 МГц, дают $x^+ = 1,20 \pm 0,10$ и $x^- = 1,23 \pm 0,05$. Из этих значений следует, что при $v = 0,99 \pm 0,04$ $z = 1,21 \pm 0,10$. Этот результат согласуется с предсказаниями динамического скейлинга для двумерного изотропного антиферромагнетика $z = d/2$, но не согласуется со значениями, которые дают расчеты методом Монте-Карло и ренормализационной группы для кинетической модели Изинга ($z = 1,85 - 2,18$) [30].

Что касается ферримагнетиков, то из-за слабой сингулярности коэффициента поглощения, обусловленной взаимодействием звуковых волн с флуктуациями плотности спиновой энергии, основной вклад в аномальное поглощение при $T < T_c$ вносит релаксационный механизм. Критические индексы и амплитуды, характеризующие поведение этого вклада, приведены в табл. 3. Здесь прежде всего необходимо отметить, что критические индексы и амплитуды времени релаксации отличаются от их значений в парамагнитной фазе. Подобное явление было обнаружено и в других магнитных изоляторах [55, 57]. В частности, значения x^- для ферримагнетиков близки к предсказаниям теории Ландау–Халатникова, а критические амплитуды времени релаксации на порядок и более меньше, чем в парамагнитной фазе. Кроме того, частотная зависимость α_R при $T = T_{max}$ в ферритах-гранатах иттрия и гадолиния описывается соответственно значениями $y^- = -0,50 \pm 0,05$ и $y^- = -0,53 \pm 0,05$, которые значительно больше, чем в металлических магнетиках. Численные значения y^- для магнитных изоляторов (см. табл. 3), в том числе ферри-

тов, находят теоретическое обоснование, если использовать представления Сузуки [28], согласно которым в магнитоупорядоченной фазе

$$\alpha_R \sim \omega M^2 \chi(q) f_R(\omega\tau^-), \quad (5.9)$$

где M — намагниченность, $\chi(q)$ — динамическая восприимчивость. В случае $qr_c \rightarrow 0$, $\chi(q) \sim t^{-\gamma}$ и $M \sim t^{-\beta}$ из (5.9) следует, что $y^- = (2\beta - \gamma)/x^-$. Если подставить в это соотношение значения КИ β , γ^- и x^- для MnF_2 , $Y_3Fe_5O_{12}$ и $Gd_3Fe_5O_{12}$, то получаются значения y^- , близкие к экспериментальным (см. табл. 3).

Таким образом, в магнитоупорядоченной фазе релаксационный вклад в аномальное поглощение в магнитных изоляторах, как и в металлических магнетиках, описывается концепцией динамического скейлинга.

5.1. Представления о динамическом скейлинге

Основными параметрами, определяющими критическую динамику, являются критический индекс времени релаксации и динамический критический индекс z . Трудности определения z сложны и поэтому остановимся на некоторых из них.

Анализ динамических критических явлений в пространстве $4 - \varepsilon$ [2] показывает, как могут возникать динамические индексы, определяющиеся статикой. Но при этом многое все же остается неясным. Казалось бы, гамильтониан содержит все сведения и о динамике систем. Однако до сих пор никому еще не удалось прийти к уравнениям динамической ренормгруппы, стартуя с микроскопического гамильтониана. Таким образом, вопрос о воспроизведении динамической теории, стартовой с микроскопического гамильтониана, все еще остается открытым.

Тем не менее при исследовании динамических явлений за основу берутся микроскопические гамильтонианы спиновой системы. Для этих моделей расчеты z проведены на основе теории взаимодействующих мод [3, 23], динамического скейлинга [3, 4], теории ренормализационной группы [4, 6]. Теоретические трудности, конечно, несоизмеримы с экспериментальными, а главное, в экспериментах не удается достигнуть той точности, которая необходима теории.

Несмотря на это, стоит остановиться на некоторых наиболее тщательных экспериментальных исследованиях по рассеянию нейтронов, особенно в ферромагнетиках с высокими точками Кюри (Ni, Fe и др.). Все значения z , полученные этим методом, очень близки к гейзенберговскому ферромагнетик (ср. результаты в табл. 5 и 6). Аналогичные результаты были получены методами нейтронного спинового эха [95], возмущенных угловых корреляций [94] и мёссбауэровской спектроскопии. Однако даже для никеля, наиболее подробно изученного как методом рассеяния нейтронов, так и ультразвуковыми методами, значения z настолько отличаются друг от друга, что невозможно сделать выводы о характере динамических флуктуаций. Отметим, что значения z позволяют с некоторой долей вероятности отнести никель к гейзенберговским ферромагнетикам.

Еще более сложная ситуация возникает в редкоземельном металле гадолинии, который по всем данным относится к гейзенберговским ферромагнетикам [82, 83]. Гадолиний исследовался как ультразвуком [18, 47, 83], так и методами мёссбауэровской спектроскопии [79] и возмущенных угловых корреляций [81, 82]. Спектр полу-

Таблица 5. Теоретические предсказания для динамического критического индекса z

Модель спиновой системы	Класс универсальности статического критического поведения	Закон подобия	Примерные численные значения для $d = 3$
Изотропный ферромагнетик	$(3, d)$	$1/2(d + 2 - \eta)$	5/2
Изотропный антиферромагнетик	$(3, d)$	$d/2$	3/2
Анизотропный ферромагнетик	$(1, d)$	$2 - \alpha/v$	2
Анизотропный антиферромагнетик	$(1, d)$	$2 - \alpha/v$	2
Ферромагнетик с несохраняющимся параметром порядка	(n, d)	$2 + c\eta$ $c = -0,5$	2
Ферромагнетик с дипольными взаимодействиями: нормальная динамика	$(3, d)$	$2 - \eta$ $2 + c\eta$ $c = 0,94$	2
жесткая динамика		$(5 - \eta)/2 - 1/v$	1

Таблица 6. Экспериментальные значения динамического критического индекса z

Магнетик	z	Метод определения	Примечание
Ni	2,46(25) [94] 2,5 2,0 [95] 2,5 2,0 [96] 2,0 (0,3) [24] 1,78 [25]	РН ВУК МС УЗ УЗ	Кроссовер к динамике для систем с несохраняющимся спином при $t < 3,9 \times 10^{-3}$ Гидродинамическая область
Gd	1,36–1,52 [79] 1,786(6) [81] 1,73(5) [82] 1,37(10)– 1,80(10) [83] 1,7(2) [47] 2,3(2) [18] 2,6(2) [69]	МС ВУК ВУК УЗ УЗ УЗ УЗ	Кроссовер к анизотропному поведению при $t < 2 \times 10^{-3}$ Кроссовер к дипольной динамике при $t < 2,6 \times 10^{-2}$ Гидродинамическая область
MnP	1,38(10) [31] 1,37(6) [27]	УЗ УЗ	Считается, что динамика близка к классической: $z = 2$
RbMnF ₃	1,4(2) [97]	РС	
MnF ₂	1,5(2) [97]	РС	Кроссовер от изотропного к анизотропному при $t < 3,5 \times 10^{-2}$
Y ₃ Fe ₅ O ₁₂	1,26 1,35(10) [42]	УЗ УЗ	$T < T_c$ $T < T_c$
Rb ₂ CoF ₄	1,15(5) [98] 1,21(10) [29]	ЯМР УЗ	Двумерный изинговский антиферромагнетик

РН — рассеяние,
ВУК — возмущенные угловые корреляции,
МС — мёссбауэровская спектроскопия,
УЗ — ультразвук,
ЯМР — ядерный магнитный резонанс.

ченных z столь широк, что в него входит как значение для жесткой дипольной динамики ($z = 1$), так и значение для гейзенберговского ферромагнетика ($z = 2,5$). Здесь же необходимо отметить, что в магнитных изоляторах из-за специфики спин-решеточной релаксации определение z не представляется возможным.

Приведенный здесь краткий анализ вовсе не означает, что вышеуказанными методами невозможно корректно определить динамический критический индекс z . Правильный выбор объекта исследования, частотного интервала, интервала температур, магнитных полей, а самое главное, правильная обработка и интерпретация полученных результатов, по-видимому, позволяют корректно определять z .

6. Влияние дипольных сил на критическую динамику

Рассмотрим влияние дипольных сил на критическую динамику магнитоупорядоченных кристаллов на примере гадолиния. Из таблицы 4 видно, что экспериментальные критические индексы значительно отличаются от теоретических значений для изинговской ($n = 1$) и гейзенберговской ($n = 3$) моделей. В частности, критический индекс η_i намного меньше значения, которое следует из (4.14) для систем с $n = 3$, но близок к значению для систем с $n = 1$. В то же время n_i как по знаку, так и по абсолютной величине лучше соответствует модели Гейзенберга. Что касается критических индексов x и z , то они далеки от значений, предсказываемых теорией для модельных кристаллов. Это справедливо даже в случае ферромагнетиков с несохраняющимся спином, хотя при этом согласие между теорией и экспериментом улучшается (см. вторую строку для z в табл. 4). В Gd к нарушению закона сохранения полного спина могут привести анизотропные и дипольные взаимодействия.

В [6, 80] выполнена оценка влияния анизотропных и дипольных сил на статическое критическое поведение гадолиния и показано, что начиная с $t = 2,62 \times 10^{-2}$ следует ожидать кроссовера к дипольному поведению. В связи с этим при анализе экспериментальных данных по критическому распространению УЗ волн в Gd необходимо учесть влияние дипольных сил. Однако этот вопрос все еще не получил теоретического освещения, и поэтому мы воспользуемся общей теорией влияния дипольных сил на критическую динамику ферромагнетиков, которая изложена в обзорах Малеева [13–15]. Согласно этой теории, ферромагнетики могут иметь как нормальную, так и аномальную (жесткую) дипольную динамику. Первая характеризуется критическими индексами $x = (2 - \eta)v$ и $z = 2 - \eta$. Расчеты, проведенные Тейтельбаумом [16] с помощью ε -разложения, приводят к близкому результату $z = 2 + 0,94\eta$. Жесткая дипольная динамика, обусловленная взаимодействием продольных и поперечных по отношению к импульсу флуктуаций, приводит к $z = (5 - \eta)/2 - 1/v$ и $x = [(5 - \eta)/2 - 1/v]v$. Если использовать значения η и v , полученные путем ε -разложения [2, 4, 6], то при нормальной динамике $z = 1,977$ и $x = 1,368$, тогда как для жесткой динамики имеем $z = 1,043$ и $x = 0,722$. Экспериментальные величины z и x лежат между этими значениями, и поэтому нельзя отдать предпочтение ни одной из динамик. Однако известно, что в ферромагнетиках с увеличением S область жесткой динамики сужается [13–15], и в гадолинии ($S = 7/2$) более реальным является проявление нормальной динамики. При этом остаются большие расхождения между теоретическими и экспериментальными значениями z и x , которые, на наш взгляд, объясняются следующими обстоятельствами.

Во-первых, в обменной области дипольные силы приводят к так называемому затуханию Хьюбера (см. [13]), для которого характерно уменьшение времени релаксации при $T \rightarrow T_c$: $\tau \sim t$. Из-за того, что в гадолинии $4\pi\chi = 1$ уже при $t = 2,62 \times 10^{-2}$, влияние затухания Хьюбера на температурную зависимость $\Delta\alpha_k$ должно быть незначительным. Тем не менее оно может привести к уменьшению критического индекса η_i , а следовательно, x и z . Во-вторых, практически вся исследованная для Gd область температур соответствует району кроссовера, и поэтому по аналогии со статическими критическими индексами экспериментально определяются не асимптотические, а эффективные значения x и z [6]. Например, критический индекс статической восприимчивости γ , через который может быть выражен η_i ($\eta_i = \gamma - \alpha$ — нормальная динамика, $\eta_i = \gamma(5 - \eta)/2(2 - \eta) - 1 - \alpha$ — жесткая динамика), на 10 % и более меньше асимптотического значения [6, 78]. Не учитывать это обстоятельство при обсуждении экспериментальных результатов нельзя. При этом необходимо иметь в виду, что приведенные выше рассуждения носят качественный характер из-за отсутствия теоретических работ, посвященных рассмотрению вопросов критического распространения ультразвуковых волн в районе кроссовера.

Улучшить согласие между теоретическими и экспериментальными значениями можно, если производить расчет z из данных по поглощению, используя представления динамического скейлинга для $\Delta\alpha_k(\omega)$ в виде [19]

$$\Delta\alpha_k(\omega) = r_c^{2/\nu-3} \omega f(r_c^\nu \omega), \quad (6.1)$$

откуда для гидродинамической области ($r_c^\nu \omega \ll 1$) следует соотношение $\eta_i = (z - 3)\nu + 2$. Расчет из этого соотношения дает значение $z = 1,80$. Близкий к этому значению результат получается и из (4.14) и (4.15), если по аналогии с критическими индексом теплоемкости α считать η_i отрицательным для гейзенберговских магнетиков. Тем более, что при $T = T_c$ критическое изменение скорости остается конечным.

Наконец, отметим, что о значительном влиянии дипольных сил на критическую динамику гадолиния свидетельствуют и исследования, проведенные другими методами [79–82]. Критическая динамика гадолиния изучалась методом ЭПР на частоте 9 ГГц [80], и было показано, что ширина резонансной линии в парамагнитной фазе имеет максимум, характерный только для дипольных магнетиков [13–15, 82]. Более того, зависимость $\Delta HT_{\chi\perp} = f(\chi_{\parallel})$, где χ_{\parallel} и χ_{\perp} — продольная и поперечная относительно поля статические восприимчивости, ΔH — ширина линии ЭПР, подчиняется степенной закономерности с показателем степени 0,84, тогда как для затухания Хьюбера этот показатель равен 7/4. Исследование критической динамики Gd методом $\gamma - \gamma$ возмущенных угловых корреляций [79–82] показывает, что флуктуации изотропны, по крайней мере при $t > 3 \times 10^{-3}$, а динамический критический индекс z , определенный из автокорреляционного времени, принимает следующие значения: 1,3–1,52 [79], 1,786 [81] и 1,73 [82], которые находятся в довольно хорошем соответствии с нашими данными [83] и теоретическими значениями для нормальной дипольной динамики [16].

Выше на основе анализа экспериментальных данных для скорости распространения и поглощения УЗ волн было показано, что в исследованных магнитоупорядо-

ченных кристаллах проявляются все три механизма связи звуковых волн с внутренними степенями свободы спиновой системы. При этом установлено, что доминирующий механизм связи зависит от протяженности обменного взаимодействия и области температур. В частности, в парамагнитной фазе доминируют линейная связь со спиновым гамильтонианом, которая характерна для диэлектрических магнетиков, и квадратичная связь с флуктуациями параметра порядка в металлических магнетиках. В магнитоупорядоченной фазе к этим механизмам добавляется и линейная связь с параметром порядка, которая приводит к релаксационному поглощению УЗ волн.

7. Влияние магнитного поля на распространение ультразвуковых волн в критической области

7.1. Парамагнитная фаза

Впервые вопросы влияния магнитного поля на распространение звуковых волн вблизи точки Кюри в ферромагнетиках были рассмотрены Беловым, Катаевым и Левитиным [84]. Они на основе теории Ландау–Халатникова [7] показали, что в магнитном поле модуль Юнга уменьшается, а максимум поглощения смещается в сторону высоких температур с ростом H . В их же экспериментальных исследованиях, проведенных на сплавах инварного типа, эти результаты получили подтверждение.

В последующих исследованиях как экспериментального, так и теоретического характера было установлено, что влияние магнитного поля на распространение УЗ волн, в основном, определяется характером обменного взаимодействия [85].

В редкоземельных металлах при изучении распространения УЗ волн вблизи критической температуры в магнитном поле были обнаружены особенности, обусловленные далекодействующим характером s–f-взаимодействия [61, 69, 86]. В частности, в парамагнитной фазе магнитное поле вызывает с одной стороны уменьшение коэффициента поглощения α_k вследствие подавления спиновых флуктуаций, а с другой стороны — его увеличение, наблюдаемое при достаточном удалении от T_c или вблизи T_c в слабых магнитных полях. Рост α_k , характерный для слабых магнитных полей, обусловлен поляризацией спиновой системы локализованных 4f-электронов, которая через s–f-обменное взаимодействие, приводит к сдвигу энергетических спиновых подполос s-электронов и, следовательно, к дополнительным акустическим потерям [85–91]. Этот поляризационный механизм аномального изменения α_k в магнитном поле экспериментально обнаружен и теоретически обоснован для Ho, Tb и MnP [51, 86, 90], а также для Gd [66, 89, 91]. На примере редкоземельного металла гадолиния с простым ферромагнитным упорядочением в гексагональной решетке рассмотрим характерные особенности влияния магнитного поля на распространение ультразвука в окрестности критической температуры.

Типичные изотермы полевой зависимости $\Delta\alpha = \alpha_k(H) - \alpha_k(0)$ и $\Delta v(H)/v(0) = [v(H) - v(0)]/v(0)$ для парамагнитной фазы Gd, приведенные на рис. 11–14, показывают, что в слабых магнитных полях $\Delta\alpha$ растет, а $\Delta v(H)/v(0)$ уменьшается с увеличением H . При дальней-

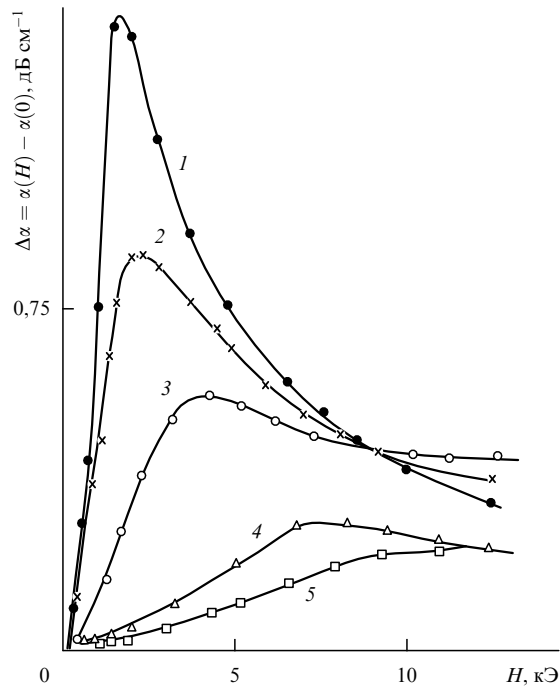


Рис. 11. Зависимости $\Delta\alpha$ от H для гадолиния при различных температурах [91]: 1 — 294,21 К; 2 — 295,54 К; 3 — 297,12 К; 4 — 305,46 К; 5 — 310,61 К; $H \perp c \parallel k$.

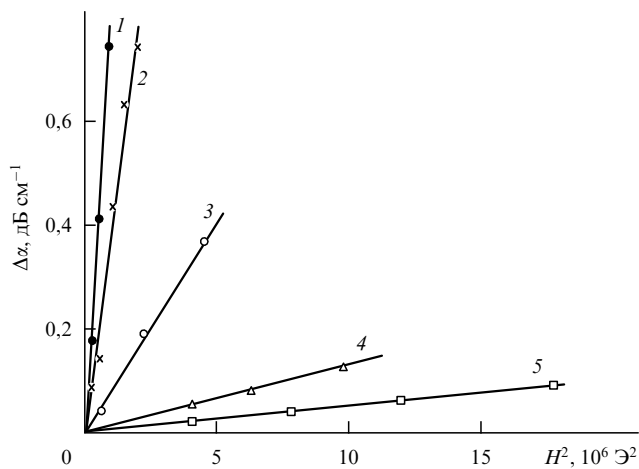


Рис. 12. Зависимость $\Delta\alpha$ от H^2 для гадолиния. Обозначения соответствуют рис. 11 [91].

шем увеличении H $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$ проходят через свои максимальные значения, которые с ростом T смещаются в сторону больших значений полей. В сильных полях $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$ уменьшаются, и, начиная с некоторого поля, значение которого зависит от T , изменение скорости в поле становится положительным. Вдали от T_c , где спиновые флуктуации развиты слабо, наблюдается рост $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$ в магнитном поле. Аналогичная картина наблюдается во всех случаях, когда направление H и направление распространения УЗ волн взаимно перпендикулярны.

Как показали Тачики и Маекава [85], особенности влияния магнитного поля на распространение УЗ волн в металлических магнетиках обусловлены конкурирую-

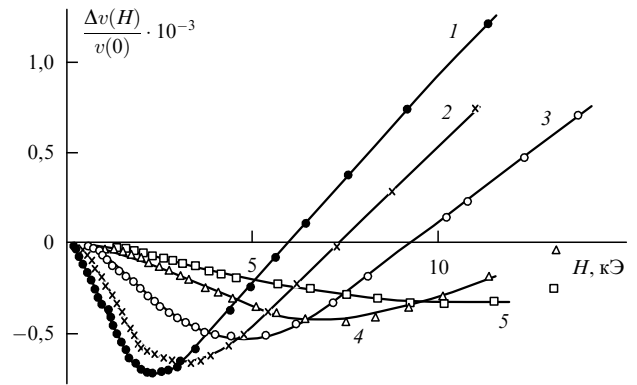


Рис. 13. Зависимости $\Delta v/v$ от H для гадолиния при различных температурах [89]: 1 — 294,21 К; 2 — 295,54 К; 3 — 297,12 К; 4 — 305,46 К; 5 — 310,61 К; $H \perp c \parallel k$.

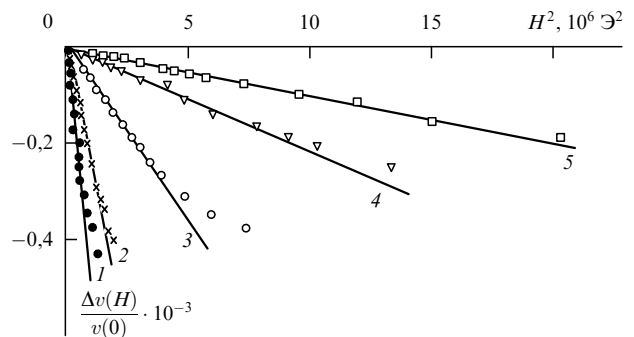


Рис. 14. Зависимость $\Delta v/v$ от H^2 для гадолиния. Обозначения соответствуют рис. 13 [89].

щим действием поляризационного и флуктуационного механизмов:

$$\alpha_k = (2\rho V v_L)^{-1} \operatorname{Re} \left[4g_0^{z*}(k)g_0^z(k)\langle S_0^z \rangle^2 \times \right. \\ \times \int_0^\infty (S_{-k}^z(t), S_k^z(0)) \exp(-i\omega_k t) dt + \\ \left. + \sum_{qq'\alpha\alpha'} g_q^{z*}(k)g_{q'}^{\alpha'}(k) \int_0^\infty (S_q^z(t)S_{-q-k}(t), S_{-q'}^z(0)S_{q'+k}^z(0)) \times \right. \\ \left. \times \exp(-i\omega_k t) dt \right], \quad (H \parallel z), \quad (7.1)$$

где S_0^z — спиновая поляризация вдоль оси z . Здесь первый член в квадратных скобках представляет собой результат совместного действия поляризационного и флуктуационного механизмов, а второй член флуктуационный. В слабых магнитных полях и при пропорциональности спиновой поляризации (намагниченности) H из (7.1) следует, что $\alpha_k \sim H^2$.

Для парамагнитной фазы гексагональных кристаллов вклады в $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$, обусловленные поляризационным механизмом, определяются выражениями [86]

$$\Delta\alpha = B \frac{H^2}{(T - \Theta)^3} \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \\ \frac{\Delta v(H)}{v(0)} = -Bv \frac{H^2}{(T - \Theta)^3}, \quad (7.2)$$

где B — константа, характеризующая магнитоупругую связь, а Θ — парамагнитная точка Кюри, которая в приближении молекулярного поля равна точке Кюри. Отметим, что формулы (7.2) можно получить из теории Тачики и Маекава [85], если пренебречь чисто флуктуационным вкладом (второй член в выражении (7.1)). Как показывают экспериментальные исследования на Gd (см. рис. 12 и 14), Dy, Ho и Tb [86, 90], в парамагнитной фазе наблюдается квадратичная зависимость $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$ от H . При $T \rightarrow T_c$ флуктуации начинают играть все большую роль, но тем не менее на экспериментальных изотермах можно указать область магнитных полей, где справедлива квадратичная зависимость, предсказываемая формулами (7.2). Наклон этой зависимости в соответствии с (7.2) растет при приближении к T_c .

При выполнении условия $\omega\tau \ll 1$ из (7.2) следует, что время релаксации не зависит от температуры и магнитного поля. Расчет τ из экспериментальных данных по формуле (4.8), где $\Delta\alpha_k$ и $(\Delta v/v)_k$ заменены на $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$, показывает, что время релаксации не зависит от H для всех изотерм в соответствующей области магнитных полей, для которых справедлива квадратичная зависимость, а зависимость от T выражена достаточно сильно [86]. Как следует из экспериментальных данных, температурная зависимость τ описывается степенной закономерностью типа (4.8). Наилучшее согласие точек с этой зависимостью наблюдается в интервале $6,8 \times 10^{-3} \leq \tau \leq 5,82 \times 10^{-2}$ при $x^+ = 0,96(5)$. Таким образом, характер температурной зависимости времени релаксации в области магнитных полей, где доминирует поляризационный механизм, не претерпевает существенных изменений по сравнению с $H = 0$ (см. табл. 4).

Для количественного сравнения экспериментальных данных с теорией был произведен расчет изменения α_k и v_L по формулам, полученным Тачики и Маекава [85]. Для гексагональных кристаллов эти формулы имеют вид:

$$\alpha_k^a = F_k t \left\{ \left[\frac{M(1-b)}{t - (1-k_1)(1-b)} \right]^2 + Gt \left[\frac{1-b}{t - (1-k_1)(1-b)} \right]^{3/2} + Gt \left[\frac{1-b/3}{t - (1-k_1)(1-b/3)} \right]^{3/2} + Gt \left(\frac{1-b/3}{t - 1 + b/3} \right)^{3/2} \right\}, \quad (7.3)$$

$$(\Delta v)_1 = -F_k \frac{3B}{S(S+1)k^2} \left(M^2 \left[\frac{1-b}{t - (1-k_1)(1-b)} \right] + 8Gt \left\{ \left[\frac{1-b}{t - (1-k_1)(1-b)} \right]^{1/2} + \left[\frac{1-b/3}{t - (1-k_1)(1-b/3)} \right]^{1/2} + \left(\frac{1-b/3}{t - 1 + b/3} \right)^{1/2} \right\} \right), \quad (7.4)$$

$$b = 0,1(k_B T_c)^{-2} [S^2 + (S+1)^2] (-2JSM + g\mu_B H)^2,$$

где k_1 — безразмерная константа анизотропии. Расчет α_k^a и Δv проводился на ЭВМ численными методами. Учти-

тая, что формулы (7.3) и (7.4) были получены путем выражения двухспиновых корреляционных функций через восприимчивость, а для восприимчивости было использовано приближение молекулярного поля, необходимо ввести поправку для температуры $T^1 = T_c + C/C^1(T - T_c)$, позволяющую уменьшить расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями восприимчивости [85].

Параметры F_k и G определялись следующим образом. Рассчитывалась зависимость $\Delta\alpha/F_k$ от H для температур, достаточно удаленных от T_c . Эта зависимость имеет максимум при определенном H , значение которого определяется величиной G . Тогда F_k можно найти путем сравнения экспериментальных и рассчитанных значений $\Delta\alpha$, соответствующих максимуму. Результаты расчета, приведенные на рис. 15, для $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$ имеют только качественное согласие с экспериментом. Лучшее количественное согласие расчета с экспериментом, как и следовало ожидать, наблюдается для изотерм, по которым подбирались F_k и G . При изменении температуры как в одну, так и в другую сторону от такой изотермы расхождение между теорией и экспериментом увеличивается. Вблизи же T_c имеются значительные расхождения между экспериментальными и теоретическими кривыми во всем интервале магнитных полей и температур. Аналогичное несоответствие экспериментальных изотерм теории Тачики и Маекава [85] было обнаружено для MnP и Tb [85, 90].

Здесь необходимо обратить внимание на еще одно расхождение между теорией и экспериментом. В пределе слабых магнитных полей было показано, что существует температура, при которой вклады от первого и остальных членов в (7.3) и (7.4) сравниваются, $\Delta\alpha = 0$ и $\Delta v(H)/v(0) = 0$ [85]. Эта температура компенсации зависит от $T_c - \Theta$ (Θ — парамагнитная точка Кюри) и постоянной, которая характеризует протяженность обменного взаимодействия.

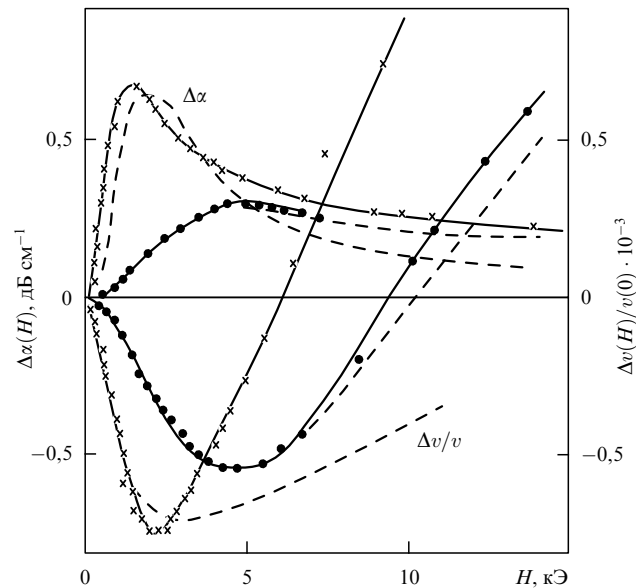


Рис. 15. Экспериментальные и теоретические зависимости $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$ от H для гадолиния при различных температурах: \times — 295,54 К; \bullet — 300,27 К. Штриховые линии соответствуют расчету по формулам (7.3) и (7.4). (Данные авторов.)

В магнитных изоляторах, в том числе в ферримагнетиках, разность $T_c - \Theta$ большая, а обменное взаимодействие короткодействующее. Поэтому $\Delta\chi$ и $\Delta v(H)/v(0)$ обращаются в нуль только при очень высоких температурах. Этот результат качественно согласуется с экспериментами, в которых наблюдалось, что поглощение в магнитном поле уменьшается, т.е. в магнитных изоляторах в парамагнитной фазе превалирует механизм подавления флуктуаций магнитным полем [85, 92]. Однако в ферромагнетиках металлического типа T_c и Θ близки друг к другу, и температура компенсации должна быть близка к T_c [85]. Ниже температуры компенсации должно наблюдаться уменьшение поглощения в магнитном поле, а выше — увеличение. Наши экспериментальные данные для Gd показывают, что при всех T и H наблюдается увеличение поглощения в магнитном поле, а это свидетельствует о преобладании первого члена в (7.3). Уменьшение α_k с ростом H наблюдается только вблизи T_c и только при определенной ориентации магнитного поля в магнитоупорядоченной фазе [66].

Изменение скорости в магнитном поле, как видно из рис. 13, проходит через нуль при определенных значениях H . С ростом T значение H , при котором $\Delta v(H)/v(0) = 0$, растет. Однако температура компенсации не зависит от H , и поэтому особенности поведения скорости при $T > T_c$, по-видимому, следует связать со вторым членом в (4.2). Эта часть изменения скорости играет определяющую роль в магнитном поле, так как она имеет такое же поведение, что и внутренняя энергия спиновой системы.

7.2. Температурная зависимость коэффициента поглощения в магнитном поле

Согласно общим представлениям [1–4], влияние магнитного поля на критическое поведение магнетиков проявляется через подавление магнитным полем аномалий различных физических величин, в том числе α_k и $\Delta v/v$. Действительно, экспериментальные исследования показали, что с ростом H пик α_k смещается в сторону высоких температур и одновременно уменьшается по абсолютной величине [51]. Однако в слабых магнитных полях, где преобладает поляризационный механизм, такое поведение нарушается. В частности, пик поглощения увеличивается с ростом H [42, 69].

Кривые температурной зависимости α_k гадолиния для случая, когда направления H и распространения УЗ волн взаимно перпендикулярны, представлены на рис. 16 и 17. Такая геометрия эксперимента позволяет изучить в чистом виде релаксацию параметра порядка. Во всех остальных случаях проявляются аномалии α_k , обусловленные ФП второго рода (см. [66]).

Как видно из рис. 16 и 17, при $H = 0$ α_k в области точки Кюри проходит через асимметричный пик. В магнитном поле пиковое значение α_k увеличивается, а сама кривая $\alpha_k(T)$ становится симметричной. С ростом H максимум α_k смещается в сторону низких температур. Это смещение и рост пикового значения α_k продолжают вплоть до $H = 500$ – 600 Э. Дальнейшее увеличение H приводит к уширению максимума и его смещению в сторону высоких T . Особенно значительное смещение максимума α_k в сторону высоких температур наблюдается при $H > 1130$ Э (см. рис. 17). Аналогичные особенности были обнаружены и при $H \parallel c$ -оси для продольных волн, распространяющихся в базисной плоскости.

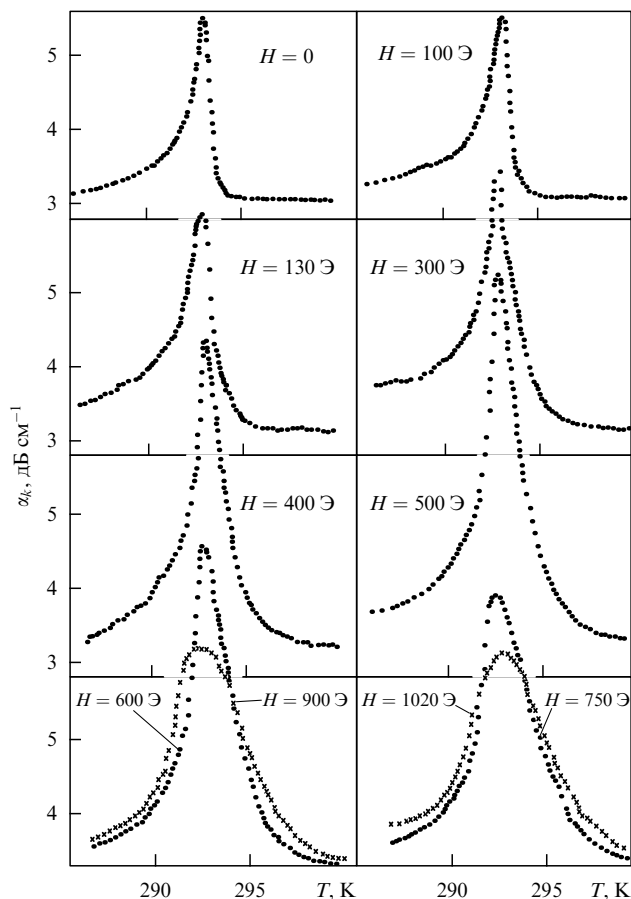


Рис. 16. Зависимости α_k от T для гадолиния в слабых магнитных полях на частоте 15 МГц; $H \perp c$ -оси.

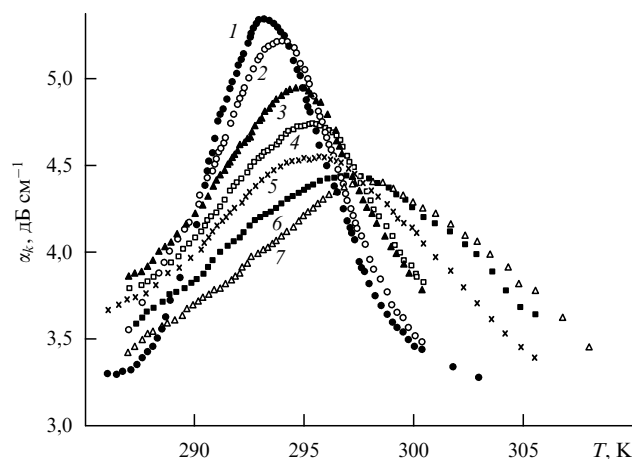


Рис. 17. Зависимости α_k от T для гадолиния в магнитных полях H (в Э): 1 — 1130, 2 — 1400, 3 — 1880, 4 — 2210, 5 — 3280, 6 — 3780, 7 — 4270; $H \perp c$ -оси.

Таким образом, из экспериментальных данных следует, что поведение максимума α_k коренным образом отличается в полях $H < 600$ Э и $H > 1130$ Э. Рассмотрим поведение α_k и его максимума в магнитных полях до 600 Э. Здесь прежде всего необходимо отметить, что максимум α_k как при $H = 0$, так и при $H \neq 0$ наблюдается в магнитоупорядоченной фазе. В этой области температур и магнитных полей температурные зависи-

мости α_k , снятые в различных полях, имеют много общего с зависимостью $\alpha_k(T)$ при различных частотах. В том и другом случае наблюдается рост пикового значения и смещение максимума в сторону низких температур с ростом ω или H . Это дает нам основания, как и в случае $\alpha_k - \omega - T$ данных, использовать теоретические представления, вытекающие из релаксационного механизма Ландау–Халатникова [7], и применить для обработки экспериментальных данных формулы (5.5)–(5.8), предварительно заменив в них ω на H . Корректность этой замены обусловлена тем, что при наложении магнитного поля (например, перпендикулярно гексагональной оси) возникает ларморовская прецессия однородной намагниченности вокруг направления поля, частота которой линейно зависит от H .

Представленные на рис. 18 в двойном логарифмическом масштабе зависимости t_{\max} и α_{\max} от H подтверждают справедливость формул (5.5)–(5.8). Действительно, экспериментальные точки ложатся на прямые, соответствующие степенным закономерностям $H \sim t_{\max}^x$ ($x = 1,25 \pm 0,05$) и $\alpha_{\max} \sim H^{1+y}$ ($1+y = 0,82 \pm 0,06$). При удалении от T_{\max} как в одну, так и в другую сторону показатель степени $1+y$ растет. Например, при $T = T_c$ $1+y = 1,18 \pm 0,06$, а в парамагнитной фазе, как было показано выше, $1+y = 2$. Таким образом, в соответствии со скейлинговыми представлениями экспериментальные $\alpha_k - H - T$ данные можно описать одним уравнением, если изменить масштаб α_k в H^{1+y} , а H в t^x раз. Согласно Кавасаки [19], $\alpha_k - \omega - T$ данные при релаксационном механизме описываются уравнением (5.5). По аналогии с $\alpha_k - \omega - T$ данными можно записать

$$\frac{\alpha_k}{\alpha_{\max}} = B_R \frac{At^{-x}H}{1 + A^2t^{-2x}H^2}, \quad (7.5)$$

где $At^{-x}H$ выступает в качестве $\omega\tau$, A — некоторая постоянная, не зависящая от T и H . Это уравнение справедливо только в том случае, если время релаксации не зависит от H . То, что τ не зависит от H , было показано выше.

Результаты обработки $\alpha_k - H - T$ данных в соответствии с (7.5) представлены на рис. 19. Здесь пунктирная линия соответствует (7.5) с $x = 1,25$ и $A = 7,5 \times 10^{-6}$ для $T < T_c$ и $A = 1,25 \times 10^{-6}$ для $T > T_c$. Хорошее соответствие экспериментальных $\alpha_k - H - T$ данным уравнению (7.5) позволяет утверждать, что особенности температурной зависимости α_k в различных полях H ($H < 600$ Э)

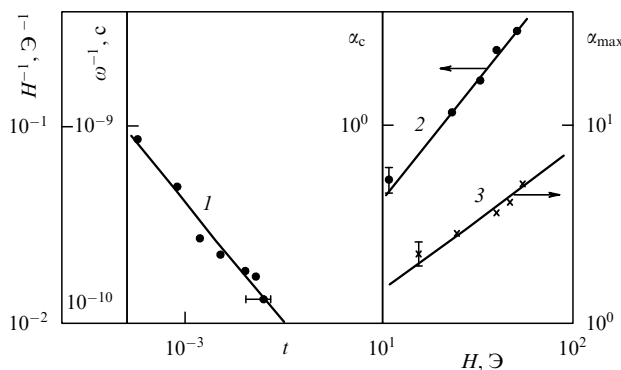


Рис. 18. Зависимости для Gd в двойном логарифмическом масштабе: 1 — $H^{-1}(t)(\omega^{-1}(t))$; 2 — $\alpha_c(H)$; 3 — $\alpha_{\max}(H)$.

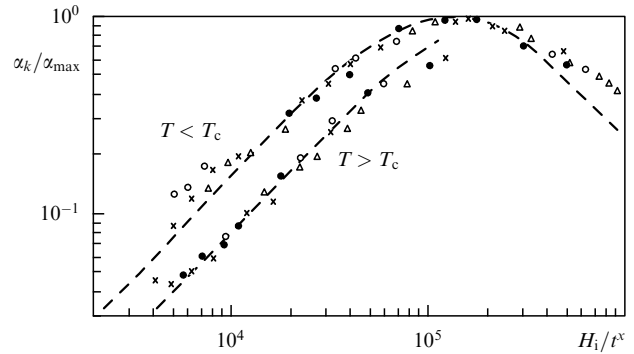


Рис. 19. Скейлинговое представление поглощения для $H < 600$ Э: ● — 500 Э, × — 400 Э, ○ — 300 Э, △ — 130 Э. Штриховая линия соответствует расчету по формуле (7.5) при $x = 1,25$ и $A = 7,5 \times 10^{-6}$ для $T < T_c$ и $A = 4,06 \times 10^{-6}$ для $T > T_c$ [42].

обусловлены релаксационным механизмом Ландау–Халатникова не только при $T < T_c$, но и при $T > T_c$. В таком случае максимум α_k появляется при $\omega\tau = AHt^{-x} = 1$. Отсюда следует, что температурную зависимость τ можно восстановить из смещения максимума α_k в сторону низких температур с ростом H . Как видно из рис. 18, зависимость $H \sim t_{\max}$ соответствует степенной закономерности (4.8) с $x = 1,25 \pm 0,05$ и $\tau_0 = 2,67 \times 10^{-12}$ с. Сравнение значений x и τ_0 с результатами, полученными из $\alpha_k - \omega - T$ данных показывает, что время релаксации в магнитном поле при $T \rightarrow T_c$ изменяется сильнее (см. табл. 4), тогда как абсолютные значения τ_0 не претерпевают существенных изменений. А это в свою очередь приводит к тому, что динамический критический индекс $z = 1,76$, оцененный из соотношения $z = x/\nu$, близок к значению для нормальной дипольной динамики.

В магнитных полях $H > 1130$ Э появление максимума α_k в парамагнитной фазе и его смещение в сторону высоких температур может быть обусловлено несколькими механизмами. При сильно развитых флуктуациях параметра порядка вблизи T_c магнитное поле $H > 1130$ Э является сильным, так как энергия магнитного поля больше, чем энергия критических флуктуаций, и, следовательно, длинноволновые флуктуации подавляются полем. В результате спектр флуктуаций обогащается высокими частотами, что приводит к ограничению роста радиуса корреляций. Вдали от T_c магнитное поле является слабым и поэтому H не оказывает существенного влияния на r_c . Следовательно, при некоторой температуре r_c должен пройти через конечный максимум, что в свою очередь приводит к появлению максимума α_k . В этом случае критические индексы, характеризующие полевые зависимости смещения максимума α_k и α_{\max} , будут такими же, как и для восприимчивости [42].

Результаты обработки экспериментальных данных в соответствии со степенными закономерностями $\alpha_{\max} \sim H^{-\lambda}$ и $T_{\max} \sim H^{\mu}$ приводят к значениям $\lambda = 0,51$ и $\mu = 1,15$, которые не соответствуют результатам флуктуационной теории. Кроме того, при этом механизме α_k не может быть больше, чем значение коэффициента поглощения при соответствующей температуре и $H = 0$. Эксперимент же показывает, что в области температур, где наблюдается максимум, $\alpha_k(H) > \alpha_k(0)$. Некоторое улучшение согласия между теорией и экспериментом

можно получить, если учесть следующие особенности критического поведения гадолиния. Прежде всего надо иметь в виду, что в магнитном поле в гадолинии проявляется поляризационный механизм аномального поглощения, который может привести к увеличению α_k по сравнению с $\alpha_k(0)$ при той же температуре. Кроме того, критическая динамика гадолиния имеет дипольный характер (нормальная дипольная динамика). Если учесть это обстоятельство, а также то, что максимумы α_k в исследованном интервале магнитных полей наблюдаются при $t \leq 2,3 \times 10^{-2}$, т.е. при $t < t_d$, то критические индексы λ и μ определяются из соотношений $\lambda = 2/z$ и $\mu = 1/x$. Первое соотношение является следствием пропорциональности α_k и восприимчивости, а второе следует из $\tau \sim r_c^z$ и равенства энергий магнитного поля и критических флуктуаций. В том и другом случае при расчете λ и μ используется значение z для нормальной дипольной динамики. Тем не менее все еще остаются значительные расхождения между теорией и экспериментом, которые не снимаются и при коррекции магнитного поля на размагничивающее поле. Однако необходимо отметить, что значения λ и μ гадолиния находятся в хорошем согласии со значениями, полученными не только из восприимчивости [66], но и из поглощения УЗ волн в MnP [51].

В соответствии со скейлинговыми представлениями $\alpha_k - H - T$ данные можно описать единым уравнением, если изменить масштаб α в $H^{-\lambda}$, а t в H^μ раз. Тогда

$$\frac{\alpha_k}{\alpha_{\max}} = B \frac{2AtH^{-1,15}}{1 + A^2t^2H^{-2,30}}. \quad (7.6)$$

Результаты обработки экспериментальных данных в соответствии с (7.6) представлены на рис. 20. Здесь штриховая линия представляет уравнение (7.6) с $A = 1,47 \times 10^{-6}$ и $\mu = 1,15$, а точки, обозначенные различными символами, соответствуют экспериментальным данным при различных значениях H . Из вида этого скейлингового уравнения следует, что максимум α_k/α_{\max} будет наблюдаться при $At/H^{1,15} = 1$, что соответствует условию $\omega\tau = 1$ для релаксационного механизма аномального поглощения УЗ волн. Из условия максимума следует, что время релаксации при постоянной температуре уменьшается в магнитном поле по закону $\tau \sim H^{-1,15}$, а при постоянном магнитном поле линейно растет с увеличением температуры. Первый результат согласуется с предсказаниями Кавасаки [8] и Гальпе-

рина – Хюэнберга [10, 12] для диффузионного распада флуктуаций, согласно которым $\tau \sim H^{-1}$. Вторым результатом может быть обусловлен проявлением в магнитном поле затухания Хьюбера [93], для которого $\tau \sim t$. Появление затухания Хьюбера в дипольной области в магнитном поле, которое обычно наблюдается в обменной области, может быть связано с тем, что при приложении поля H восприимчивость уменьшается. Следовательно, в сильном поле практически вся область температур $T < T_{\max}$ становится обменной, а дипольные взаимодействия в этом случае можно рассматривать как малые возмущения [13]. Однако при $T = T_{\max}$ в исследованном интервале магнитных полей значение $\chi \geq 1$, и поэтому дипольные силы нельзя рассматривать как малое возмущение. Тем самым при $T = T_{\max}$ осуществляется кроссовер от дипольного к обменному поведению. Этим обстоятельством, по-видимому, можно объяснить расхождение экспериментальных значений μ с теорией.

Кроме того, отметим, что квадратичная зависимость $\Delta\alpha$ и Δv от H , предсказываемая поляризационным механизмом, следует из предположения о пропорциональности намагниченности полю H , которое, как показывают экспериментальные исследования [66], не выполняется практически во всем исследованном интервале температур, и особенно вблизи T_c . Квадратичная полевая зависимость $\Delta\alpha$ и Δv следует из релаксации однородной намагниченности. При линейной связи звуковых волн с параметром порядка, согласно Кавасаки [19],

$$\alpha_R(\omega) = r_c^{2/v-3} \omega f(r_c^z \omega). \quad (7.7)$$

Отсюда при $r_c^z \omega \ll 1$ следует, что $\alpha_R(\omega) \sim \omega^2 r_c^{2/v-3+z}$, так как в этом случае $f(x) \approx x$. В слабом поле корреляционный радиус не зависит от магнитного поля [13], и поэтому полевая зависимость α_k определяется частотой ω (под ω следует понимать частоту ларморовской прецессии), которая, как известно, пропорциональна напряженности магнитного поля H .

Таким образом, особенности полевой и температурной зависимости $\Delta\alpha$ и $\Delta v(H)/v(0)$ могут быть объяснены с привлечением двух механизмов аномального распространения УЗ волн: релаксационного и флуктуационного. Что касается поляризационного механизма, то он, на наш взгляд, ничем не отличается от релаксационного, так как в основе этих механизмов лежит одна и та же линейная связь звуковых волн с параметром порядка.

8. Заключение

Таким образом, из вышеизложенного следует, что изучение критической динамики ультразвуковыми методами имеет свои особенности в магнитоупорядоченных кристаллах с различным характером обменного взаимодействия. В зависимости от протяженности упорядочивающего взаимодействия звуковые волны взаимодействуют либо с флуктуациями плотности спиновой энергии (магнитные диэлектрики), либо с флуктуациями параметра порядка (магнитные металлы). В первом случае распад флуктуаций осуществляется посредством медленной спин-решеточной релаксации, которая, как известно, обладает слабой сингулярностью ($x = \alpha$). В связи с этим определение из ультразвуковых экспериментов динамического критического индекса z с помощью соотношения $x = zv$ представляется проблематичным. В

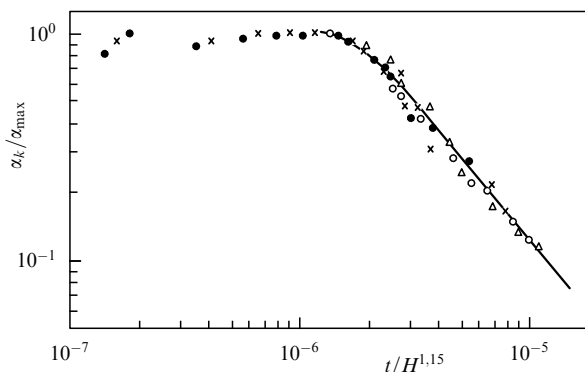


Рис. 20. Скейлинговое представление поглощения для $H > 1160$ Э. Δ — 1880, \circ — 3280, \times — 3780, \bullet — 4270.

магнитных металлах с дальнедействующим обменным взаимодействием распад флуктуаций параметра порядка происходит через спин-спиновую релаксацию, которая по сравнению со спин-решеточной обладает намного большей сингулярностью ($x = 1 - 5/3$). В этом случае имеется возможность определения динамического критического индекса z из ультразвуковых экспериментов.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность А.С. Боровику-Романову и И.М. Халатникову, а также К.П. Белову за внимание к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* (М.: Наука, 1976)
- Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* (М.: Наука, 1982) с. 9
- Стенли Г *Фазовые переходы и критические явления* (М.: Мир, 1973) с. 27
- Ма Ш *Современная теория критических явлений* (М.: Мир, 1980) с. 15
- Анисимов М А *Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах* (М.: Наука, 1987) с. 7
- Камилов И К, Алиев Х К *Статические критические явления в магнитоупорядоченных кристаллах* (Махачкала: Изд. ДНЦ РАН, 1993) с. 7
- Ландау Л Д, Халатников И М *ДАН СССР* **96** 469 (1954)
- Кавасаки К, в сб. *Квантовая теория поля и физика фазовых переходов* (М.: Мир, 1975) с. 101
- Kadanoff L P, Swift J *Phys. Rev.* **166** 89 (1968)
- Halperin В I, Hohenberg P C *Phys. Rev.* **177** 952 (1969)
- Вильсон К, Когут Дж *Ренормализационная группа и ϵ -разложение* (М.: Мир, 1972) с. 256
- Hohenberg P C, Halperin В I *Rev. Mod. Phys.* **49** 435 (1977)
- Малеев С В, Препринт ЛИЯФ № 1038 (Л.: ЛИЯФ, 1985)
- Малеев С В, Препринт ЛИЯФ № 1039 (Л.: ЛИЯФ, 1985)
- Малеев С В, Препринт ЛИЯФ № 1040 (Л.: ЛИЯФ, 1985)
- Тейтельбаум Г Б *Письма в ЖЭТФ* **21** 339 (1975)
- Tani K, Mori H *Prog. Theor. Phys.* **39** 876 (1968)
- Lüthi B, Moran T J, Pollina R J *J. Phys. Chem. Solids* **31** 1741 (1970)
- Kawasaki K, in *Proc. Conf. Internal Friction and Ultrasonic Attenuation in Solids* (Tokyo: Tokyo University Press, 1977) p. 29
- Kawasaki K *Phys. Lett. A* **29** 406 (1969)
- Gorodetsky G, Lüthi B, Moran T J *Inter. J. Magn.* **1** 295 (1971)
- Kawasaki K *Phys. Lett. A* **26** 543 (1968)
- Laramore G E, Kadanoff L P *Phys. Rev.* **187** 619 (1969)
- Golding B, Barmatz M *Phys. Rev. Lett.* **23** 223 (1969)
- Basu B K *Phys. Status Solidi* **38** 857 (1970)
- Basu B K *Phys. Status Solidi B* **45** K95 (1971)
- Golding B *Phys. Rev. Lett.* **34** 1102 (1975)
- Suzuki M *J. Phys. Soc. Jpn.* **50** 1149 (1981)
- Suzuki M, Kato K, Ikeda H *J. Phys. Soc. Jpn.* **49** 514 (1980)
- Suzuki M, Kato K, Ikeda H *J. Phys. Soc. Jpn.* **49** 1323 (1980)
- Suzuki M, Komatsubara T *J. Phys. C* **15** 4559 (1982)
- Камилов И К, Алиев Х К *Письма в ЖЭТФ* **15** 715 (1972)
- Камилов И К, Алиев Х К *ЖЭТФ* **65** 1911 (1973)
- Камилов И К, Алиев Х К *ФТТ* **12** 1855 (1970)
- Камилов И К, Алиев Х К *Химическая связь в полупроводниках и полуметаллах* (Минск: Наука и техника, 1972) с. 367
- Камилов И К и др. *Структура и свойства ферритов* (Минск: Наука и техника, 1974) с. 73
- Камилов И К и др. *ЖЭТФ* **68** 2290 (1975)
- Камилов И К и др. *ЖЭТФ* **68** 586 (1975)
- Камилов И К и др. *Теплофизические свойства твердых тел* (Киев: Наукова думка, 1971) с. 192
- Камилов И К, Алиев Х К, Шахшаев Г М *ФТТ* **15** 914 (1973)
- Алиев Х К и др. *Тез. докл. 17 Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений* (Донецк: Наукова думка, 1985) с. 105
- Алиев Х К Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук (М.: МГУ, 1996)
- Kawasaki K, Ikushima A *Phys. Rev. B* **1** 3143 (1970)
- Bloch D J *Phys. Chem. Solids* **27** 881 (1966)
- Samara G A, Giardini A A *Phys. Rev.* **186** 577 (1969)
- Dolejsi D A, Swenson C A *Phys. Rev. B* **24** 6326 (1981)
- Lüthi B, Pollina R J *Phys. Rev.* **167** 488 (1968)
- Никитин С А *Магнитные свойства редкоземельных металлов и сплавов* (М.: МГУ, 1989); Pollina R J, Lüthi B *Phys. Rev.* **177** 841 (1969)
- Андреева Л П, Зиновьева Г П, Гельд П В *ФТТ* **13** 3435 (1971)
- Аникеев Д И и др. *ФММ* **55** 622 (1983)
- Ishizaki A et al., in *Proc. Int. Conf. Magn. ICM-73 Vol. 3* (Moscow: Nauka, 1974) p. 208
- Neighbours J R, Moss R W *Phys. Rev.* **173** 542 (1968)
- Leisure R G, Moss R W *Phys. Rev.* **188** 840 (1969)
- Ikushima A *J. Phys. Chem. Solids* **31** 939 (1970)
- Moran T J, Lüthi B *Phys. Rev. B* **4** 122 (1971)
- Bachelierie A, Joffrin J, Levelut A *Phys. Rev. Lett.* **30** 617 (1973)
- Golding B *Phys. Rev. Lett.* **20** 5 (1968)
- Moran T J, Lüthi B *J. Phys. Chem. Solids* **31** 1735 (1970)
- Гончаров К В, Мальцева И В, Савицкий Е М *ФТТ* **13** 3700 (1971)
- Tachiki M et al. *Phys. Rev. Lett.* **34** 1579 (1975)
- Maekawa S, Takahashi S, Tachiki M *Prog. Theor. Phys.* **59** 23 (1978)
- Golding B et al. *Phys. Rev. Lett.* **30** 968 (1973)
- Алиев Х К и др. *ЖЭТФ* **79** 902 (1980)
- Белов К П, Шебалдин Н В *Письма в ЖЭТФ* **7** 268 (1968)
- Драбкин Г М и др. *Письма в ЖЭТФ* **15** 379 (1972)
- Камилов И К, Алиев Х К *УФН* **140** 639 (1983)
- Walther K *Solid State Commun.* **5** 399 (1967)
- Леманов В В, Павленко А В *ЖЭТФ* **57** 1528 (1969)
- Long M, Stern R *Phys. Rev. B* **4** 4094 (1971)
- Kashceev V N *Phys. Lett. A* **25** 71 (1967)
- Bennett H S *Phys. Rev.* **185** 801 (1969)
- Huber D L *Phys. Rev. B* **3** 836 (1971)
- Itoh Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **38** 336 (1975)
- Bennett H S, Pytte E *Phys. Rev.* **155** 553 (1967)
- Pytte E, Bennett H S *Phys. Rev.* **164** 712 (1967)
- Bennett H S *Phys. Rev.* **181** 978 (1969)
- Покровский В Л, Халатников И М *Письма в ЖЭТФ* **9** 255 (1969)
- Алиев Х К, Камилов И К, Омаров А М *ЖЭТФ* **94** 153 (1988)
- Chowdhury A R, Collins G S, Hohenemser C *Phys. Rev. B* **30** 6277 (1984)
- Burgardt P, Seehra M S *Phys. Rev. B* **16** 1802 (1977)
- Collins G S, Chowdhury A R, Hohenemser C *Phys. Rev. B* **33** 4747 (1986)
- Chowdhury A R, Collins G S, Hohenemser C *Phys. Rev. B* **33** 5070 (1986)
- Алиев Х К и др. *ЖЭТФ* **95** 1896 (1989)
- Белов К П, Катаев Г И, Левитин Р З *ЖЭТФ* **37** 938 (1959)
- Tachiki M, Maekawa S *Prog. Theor. Phys.* **51** 1 (1974)
- Tachiki M, Lee M C, Levy M *Phys. Rev. Lett.* **29** 488 (1972)
- Vigren D T *Phys. Rev. Lett.* **38** 1155 (1977)
- Maekawa S, Tachiki M *Phys. Rev. B* **18** 3736 (1978)
- Алиев Х К и др. *ФТТ* **26** 265 (1984)
- Maekawa S et al. *Phys. Rev. B* **13** 1284 (1976)
- Алиев Х К, Камилов И К, Магомедгаджиев Х И *ФТТ* **23** 1533 (1981)
- Neighbours J R, Oliver R W, Stillwell C H *Phys. Rev. Lett.* **11** 125 (1963)
- Huber D L *J. Phys. Chem. Solids* **32** 2145 (1971)
- Glinka C J, Minkiewicz V J, Passell L *Phys. Rev. B* **16** 4084 (1977)

95. Hohenemser C, Chow L, Sufer R M *Phys. Rev. A* **22** 5056 (1982) 97. Riedel E K *J. Appl. Phys.* **42** 1383 (1971)
96. Kobeissi M A *Phys. Rev. B* **24** 2380 (1981) 98. Bucci C, Guidi G, Vidnali C *Solid State Commun.* **10** 803 (1972)

Ultrasound studies of the dynamics of magnetically ordered crystals

I.K. Kamilov

*DSC Institute of Physics, Russian Academy of Sciences,
ul. Yaragskogo 94, 367003 Makhachkala, Russia
Tel. (8-8722) 62-89 60*

Kh.K. Aliev

*Dagestan State University,
ul. M. Gadzhieva 43a, 367025 Makhachkala, Russia
Tel. (8-8722) 67-59 65*

The current state of ultrasound research on dynamical critical phenomena in magnetically ordered crystals is reviewed. Using the relevant theoretical concepts, a conclusion is made that the dynamic scaling concept and the theory of interacting modes can be used to describe the experimental data on ferro-, ferri, and antiferromagnetic materials in both the hydrodynamic and critical regions. The influence of the magnetic field on the dynamics of critical magnetization and spin energy density fluctuations is discussed.

PACS numbers: 43.35.Cg, 64.60.Ht, **75.50.y**

Bibliography — 98 references

Received 4 June 1997, revised 24 March 1998